

BIBLIOTEKA
Lublin, ul. Nowolki 8r 8

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XIV

ZESZYT 3

1963

RADA REDAKCYJNA

Przewodniczący — Szczepan Szczeniowski (Warszawa).
Członkowie — Władysław Kapuściński (Warszawa),
Karol Majewski (Warszawa), Ludwik Natanson
(Warszawa), Henryk Niewodniczański, czł. rzecz.
PAN (Kraków), Wojciech Rubinowicz, czł. rzecz. PAN
(Warszawa), Leonard Sosnowski, czł. koresp. PAN
(Warszawa), Jan Weysenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weysenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Antoni Bajorek (Kraków), Lubomir Gąbła (Kraków),
Andrzej Kisiel (Kraków)

Adres Redakcji, Kraków, Gołębia 13
tel. 267-45

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji: O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny.

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XIV, ZESZYT 3

KATEDRA FIZYKI DOŚWIADCZALNEJ
Uniwersytetu Warszawskiego
BIBLIOTEKA
Lublin, ul. Nowotki Nr 8

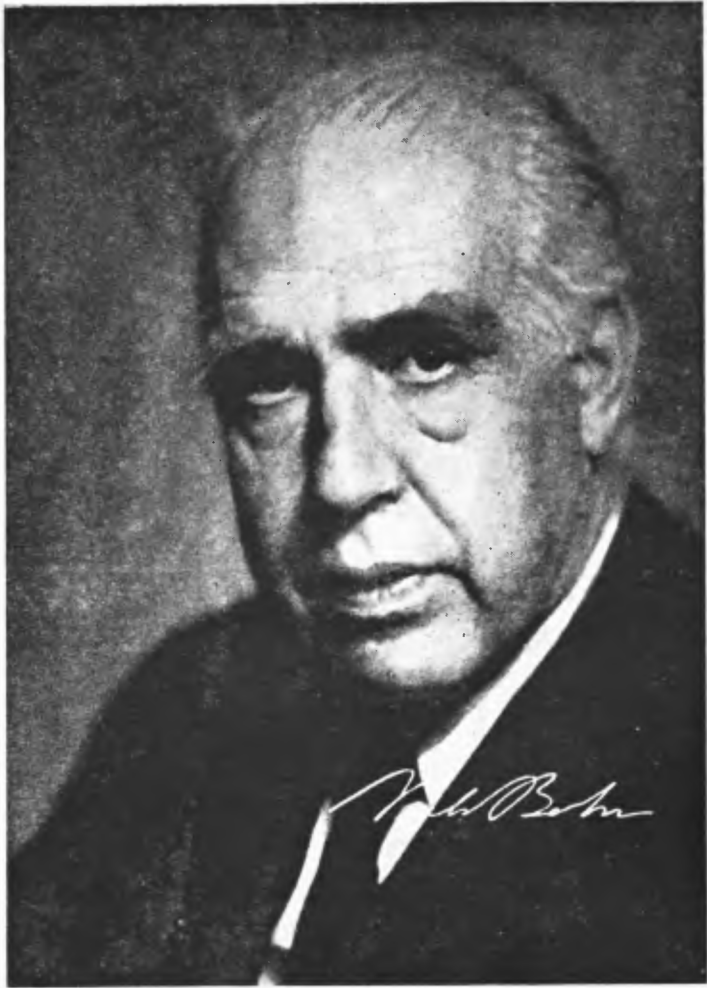
PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1963

PAŃSTWÓWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1776 + 134 egz.	Rękopis dostarczony 13. II. 1963
Ark. wyd. 8,5 ark. druk. 7 ³ / ₈ + 2 wkł.	Podpisano do druku 15. VI. 1963
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono w czerwcu 1963
Zamówienie 153/63.	Cena zł 15.— F-14

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4



NIELS BOHR
(1885—1962)

Wojciech Rubinowicz

Członek rzecz. PAN
Warszawa

Niels Bohr

1885—1962

Wieczorem dnia 18 listopada 1962 r. zmarł w Kopenhadze na zawał serca w wieku 77 lat profesor Niels Bohr. Wiadomość ta okryła szczerym i głębokim żalem wszystkich fizyków świata. Przestało bowiem bić serce bezsprzecznie największego fizyka obecnego stulecia. Kiedy na początku dwudziestego wieku nowe odkrycia doświadczalne i śmiałe koncepcje teoretyczne zachwiały podstawami fizyki klasycznej, Bohr wskazał w genialnej wizji drogę wiodącą do dzisiejszej fizyki kwantów, obejmującej obecnie całokształt wszystkich zjawisk fizycznych. Prace jego były początkiem i podstawą fenomenalnego wprost rozwoju fizyki obecnego stulecia. Otworzyły one nam drogę do kwantowej teorii elektronowej powłoki atomu i do interpretacji nowszej teorii kwantów, radykalnie zmieniającej dotychczasowe poglądy fizyczne i filozoficzne. Jakie znaczenie dla tych nauk posiadają lata 1913—1938, a więc 25-letni okres najbardziej aktywnej działalności Bohra, widać stąd, że Amerykańskie Towarzystwo Fizyczne, łącznie z Amerykańskim Towarzystwem Filozoficznym, wyłoniło w r. 1961 specjalny komitet pod przewodnictwem prof. J. A. Wheelera w celu przeprowadzania wywiadów z czołowymi twórcami rewolucji kwantowej we wspomnianych latach i zabezpieczenia odpowiedniej dokumentacji.

Niels Bohr urodził się dnia 7 października 1885 r. jako najstarszy syn znakomitego fizjologa duńskiego Chrystiana Bohra. Już w dzieciństwie interesuje się fizyką i przeprowadza z zapałem doświadczenia fizyczne. Dziwnym może się wydawać, że późniejszy genialny uczony pasjonuje się w młodości piłkarstwem. Jako student, a nawet w latach późniejszych jako młody naukowiec, był bardzo popularnym w Danii piłkarzem.

W r. 1904 podejmuje na Uniwersytecie w Kopenhadze studia fizyki i matematyki i zaraz w pierwszym ich roku zostaje asystentem znanego fizyka prof. C. Christiansena, do którego odnosił się w latach późniejszych z wielką czcią.

Już jako 21-letni student ogłasza pierwszą swoją pracę fizyczną nagrodzoną złotym medalem przez Duńską Akademię Nauk, a dotyczącą pomiarów stałej

włoskowatości. Jest to wprawdzie jedyna jego praca doświadczalna — wykonana zresztą przy użyciu własnoręcznie sporządzonych aparatów — zawsze jednak, przez całe swoje późniejsze życie zachował zrozumienie dla doniosłości eksperymentu. Nie tylko sam opierał się w swoich pracach bardzo szeroko na wynikach prac doświadczalnych, ale był także gorącym orędownikiem ścisłej współpracy fizyków teoretyków i doświadczalników. Natychmiast po objęciu katedry założył dla poparcia tego dążenia w swoim zakładzie pracownię doświadczalną, którą rozbudował w okresie międzywojennym na wielką skalę. Niejedną z prac tam wykonywanych sam Bohr osobiście inspirował i dozorował.

W r. 1909 uzyskał Bohr magisterium, a w r. 1911 odbyła się na podstawie pracy o elektronowej teorii metali jego promocja doktorska, która w Danii jest już podstawą do objęcia docentury. W tym samym roku wyjeżdża Bohr na dalsze studia do Anglii, najpierw do Cambridge do J. J. Thomsona, którego poglądami na budowę atomu Bohr się wówczas interesował. Ale już na wiosnę następnego roku przenosi się do Manchesteru, gdzie Ernest Rutherford w swoich słynnych, wspólnie z H. Geigerem wykonanych doświadczeniach odkrył właśnie model jądrowy atomu.

W lecie tego samego roku żeni się Bohr z córką aptekarza i siostrą znanego matematyka duńskiego Małgorzatą Noerlund, która została jego idealną towarzyszką życia.

Zaraz na początku swojego pobytu w laboratorium Rutherforda, a więc już przy pierwszym zetknięciu się z jego modelem, dochodzi Bohr do wniosku, że elektronami atomu rządzić muszą prawa kwantowe. Nie opracowuje jednak tej myśli w szczegółach, ponieważ zajęty był wówczas przede wszystkim teorią hamowania cząstek α w ciałach stałych. Dopiero wiosną 1913 r. uprzytamnia sobie Bohr, że prawo kombinacji Ritza

$$\nu = T_m - T_n$$

(ν = częstość drgań linii widmowej, T_m i T_n = termy widmowe) zawiera wskazówkę, w jaki sposób należy stosować teorię kwantów do wyjaśnienia powstawania widm atomowych. W myśl koncepcji fotonów, wypowiedzianej w r. 1905 przez Einsteina, mógł bowiem Bohr interpretować prawo to pomnożone przez stałą Plancka h jako prawo zachowania energii dla emisji fotonu przy przejściu atomu ze stanu o energii

$$E_n = -T_n h \quad (1)$$

do stanu o energii $E_m = -T_m h$. Dla atomu wodoru należało przy tym przyjąć na mocy wzoru Balmera

$$T_n = \frac{R}{n^2}, \quad (2)$$

gdzie R oznacza stałą Rydberga. O ile założymy, że atom wodoru składa się z elektronu krążącego wokół protonu i że obie cząstki przyciągają się siłą

Coulomba, wtedy istnieje według praw mechaniki Newtonowskiej pomiędzy energią E_n a wielką osią $2a_n$ odpowiedniej elipsy Keplerowskiej znany związek

$$E_n = -\frac{e^2}{2a_n}, \quad (3)$$

gdzie e oznacza ładunek elementarny. Ponieważ energia stanu podstawowego $n = 1$ atomu wodoru równa jest na mocy (1) i (2)

$$E_1 = -Rh, \quad (4)$$

mógł Bohr na podstawie związku (3) dla $n = 1$ wnioskować, że wielka oś $2a_1$ elipsy Keplerowskiej w stanie podstawowym atomu wodoru jest rzędu wielkości średnic atomów, znanych z kinetycznej teorii gazów.

Aby otrzymać wyrażenie na stałą Rydberga R Bohr posługuje się wzorem

$$\nu = \sqrt{\frac{e^2}{4\pi^2 m a^3}} \quad (5)$$

na liczbę ν obiegów elektronu o masie m wokół protonu, w jednostce czasu. Wzór ten jest identyczny właściwie z trzecim prawem Keplera. Stałą Plancka h wprowadza przy tym Bohr żądając, aby średnia energia kinetyczna T ruchu Keplerowskiego miała tę samą wartość co w przypadku oscylatora harmonicznego, tzn.

$$T = \frac{1}{2} h\nu. \quad (6)$$

Średnia energia kinetyczna oscylatora harmonicznego równa jest bowiem jego średniej energii potencjalnej, a jego całkowita energia dana jest przez $h\nu$. Ponieważ dla ruchu Keplerowskiego całkowita energia równa jest ujemnej średniej energii kinetycznej

$$E = -T, \quad (7)$$

z powyższych związków (3) do (7) wynika wzór

$$R = \frac{2\pi^2 m e^4}{h^3} \quad (8)$$

dla stałej Rydberga ¹ R .

Tak Bohr przedstawił historię swojego wiekopomnego odkrycia w przemówieniu wygłoszonym ku czci swojego serdecznego przyjaciela Ernesta

¹ Za prekursora Bohra należy uważać Arthura Haasa (p. np. Phys. Z. **11**, 537 (1910)), który opierał się jednak na modelu Thomsona. W atomie tym działa wprawdzie na elektron siła elastyczna, ale Haas wziął pod uwagę stan podstawowy tego atomu, w którym elektron porusza się na powierzchni kuli. Na elektron ten działa więc ta sama siła Coulomba, pochodząca od całkowitego ładunku protonu, jak w przypadku atomu Rutherforda. Wobec tego Haas używał wszystkie wzory (3) do (7), tylko z wyjątkiem wzoru (4). Haas uważał mianowicie, że stanowi podstawowemu atomu wodoru odpowiada granica $\nu = R/4$ serii Balmera, a nie serii Lymana $\nu = R$, jak to słusznie Bohr zakłada. Wobec tego wyrażenie Haasa na stałą Rydberga R różni się od wyrażenia (8) czynnikiem liczbowym. Należy zaznaczyć, że Bohr — jak sam to podaje — przeprowadzał swoje rozumowania nie znając odnośnych prac Haasa.

Rutherforda² i zgodnie z tym wyprowadza Bohr wzór (8) na stałą Rydberga w pracy pt. *On the Constitution of Atoms and Molecules*, która ukazała się jako pierwsza w serii prac opublikowanych w „Philosophical Magazine”. Praca ta nosząca pamiętną dla historii rozwoju fizyki datę ukończenia — 5 kwietnia 1913 r. — otwiera nową epokę w fizyce. Łączyła ona — jak to widzieliśmy — w harmonijną całość trzy koncepcje fizyczne: model atomu Rutherforda, stany kwantowe Plancka oraz kwanty świetlne czyli fotony Einsteina.

Wyprowadzenie wzoru (8) przez Bohra wywarło z dwóch przyczyn ogromne wrażenie. Po pierwsze w skład tego wzoru na stałą Rydberga wchodziły tylko znane stałe uniwersalne e , m i h , a więc nie zawierał on żadnych stałych dowolnych. Po drugie wzór Balmera jest wzorem, który zgadza się doskonale z doświadczeniem. Ponieważ wartość liczbowa stałej Rydberga już za czasów Bohra znana była z przysłowiową astronomiczną dokładnością, wzoru (8) niebawem zaczęto używać do ustalania dokładniejszych wartości na stałe e , m i h .

Jako miarę wrażenia, jakie wywołała ta pierwsza praca, można uważać fakt, że tylko ona zawierała na końcu datę jej ukończenia. Dalsze prace Bohra drukował „Philosophical Magazine” już bez odnośnych dat, ponieważ, jak mi Bohr opowiadał, redakcja tego czasopisma je skreślała, aby móc jego prace publikować poza kolejką otrzymywania prac, obowiązującą w tym czasopiśmie.

Już w pierwszej pracy Bohra znajdujemy uwagę, że jego warunek kwantowy (6) jest dla torów kołowych równoważny żądaniu, aby moment pędu mva takiego toru o promieniu a był równy $nh/2\pi$. Wówczas mamy bowiem $v = 2\pi va$. Warunek (6) zgodny jest więc z kwantyzacją pędu, wynikającą z warunków Sommerfelda lub późniejszych Bohra, stosowaną zresztą jeszcze przed r. 1913 już przez Nicholsona i Bjerruma.

Stopień doktora uprawniał na uniwersytecie w Kopenhadze do objęcia stanowiska docenta. Bohr nie otrzymał jednak w r. 1911 po zdaniu doktoratu tej nominacji, ponieważ nie dopatrzoneo się w jego dysertacji niczego niezwykłego. Ale może właśnie ten ciężki i nieoczekiwany cios wzniecił w nim wraz z gniewem świętą iskrę genialności i młody 28-letni Bohr podyktował swojej żonie, jak głosi fama, w wiejskim zaciszu pracę, którą zreferowaliśmy, a która stała się załączkiem jego sławy.

Nominację na docenta uniwersytetu w Kopenhadze otrzymuje dopiero w r. 1913. W następnym roku wyjeżdża do Manchesteru, zaproszony przez Rutherforda na *Schuster readership* fizyki matematycznej na tamtejszym uniwersytecie. W r. 1916 stworzył wreszcie Uniwersytet Kopenhaski dla Bohra specjalną katedrę fizyki teoretycznej.

W ostatecznej postaci przedstawił Bohr ze swojego punktu widzenia starszą teorię kwantów w trzech pracach pt. *On the Quantum Theory of Line Spectra*, poświęconych pamięci prof. Christiansena i opublikowanych w rozprawach Duńskiej Akademii Nauk. Prace te zawierały w szczególności zasadę

² Niels Bohr, *The Rutherford Memorial Lecture 1958, Reminiscences of the founder of nuclear science and of some developments based on his work*, Proc. Phys. Soc. **78**, 1083, 1961.

odpowiedności, która była, jak się następnie okazało, najcenniejszą zasadą starszej teorii kwantów. Umożliwiła ona bowiem w okresie przejściowym pomiędzy starszą a nowszą teorią kwantów odkrycie ilościowych praw kwantowych, których prawdziwość została następnie potwierdzona przez nowszą teorię kwantów. Bohr użył jej przede wszystkim do ustalenia reguł wyboru i polaryzacji. Największą zasługą tej zasady był jednak fakt, że doprowadziła ona ostatecznie do odkrycia przez Heisenberga mechaniki kwantów.

Jeszcze trzy inne prace Bohra należą do tej heroicznej epoki teorii kwantów. W pierwszej z nich Bohr wykazał, jak z widm optycznych poszczególnych atomów możemy odczytać ich budowę i w ten sposób zrozumieć własności chemiczne i fizyczne odnośnych pierwiastków i ich prawidłowości ujawniające się w układzie periodycznym. W drugiej pracy wykonanej wspólnie z D. Costerem zużytkowane zostały do tego samego celu widma rentgenowskie. W trzeciej pracy opublikowanej razem z H. A. Kramerssem i J. C. Slaterem autorzy starają się pogodzić ze sobą własności falowe i korpuskularne światła przy pomocy wirtualnych pól elektromagnetycznych. Postulują oni przy tym, że pola te indukują w atomach emisje lub absorpcje fotonów, których prawa określone są jedynie statystycznie. Dotyczyło to w szczególności także zasady zachowania energii. Teorię tę musiano jednak zarzucić, gdy stwierdzono, że w zjawisku Comptona odrzut elektronu i rozproszenie fotonu występują równocześnie, a więc bilans energetyczny spełniony jest przy każdym poszczególnym zderzeniu fotonu z elektronem zupełnie ściśle.

W r. 1922 otrzymał Bohr nagrodę Nobla.

Kiedy w r. 1920 przyjechałem po raz pierwszy do Instytutu Bohra zastałem tam, oprócz niego, tylko jego ówczesnego asystenta H. A. Kramersa. Budowa Zakładu Bohra na Blegdamsvej 15 była wówczas jeszcze nie ukończona, a gabinetem Bohra był mały pokój znajdujący się obok biblioteki Zakładu Fizyki Doświadczalnej prof. Martina Knudsen. W r. 1922, podczas następnego mojego pobytu w Kopenhadze w Zakładzie Bohra pracowało już sześciu czy siedmiu teoretyków a oprócz tego kilku doświadczalników. W późniejszych latach przebywało w Zakładzie Bohra do pięćdziesięciu fizyków z całego świata. Była to więc chyba największa szkoła fizyki w skali światowej. O atrakcyjności tej szkoły świadczy np. fakt, że J. A. Wheeler, nie będąc w stanie opłacić podróży statkiem z Ameryki do Danii, nie zawahał się odbyć jej jako pomocnik palacza okrętowego.

Do nowszej teorii kwantów doszli na dwóch różnych drogach i to niezależnie od siebie W. Heisenberg i E. Schroedinger. Droga Heisenberga była ściśle związana z Zakładem Bohra i została przemierzona, można powiedzieć, pod jego patronatem. Pierwszy krok w kierunku tej drogi postawił ówczesny najbliższy współpracownik Bohra, mianowicie H. A. Kramers, podając na podstawie zasady odpowiedności kwantowy wzór dyspersyjny. Współpracując w Kopenhadze ze sobą rozszerzyli go Kramers i Heisenberg następnie na Ramanowskie przejścia atomów; w r. 1925 uogólnienie to umożliwiło Heisenbergowi odkrycie mechaniki kwantowej.

Najważniejszy wkład Bohra w nowszą teorię kwantów stanowi zasada komplementarności, która jest jednym z głównych filarów statystycznej interpretacji tej teorii. Od r. 1905, tzn. od chwili gdy Einstein wykazał, że zjawisko fotoelektryczne można zrozumieć tylko przy pomocy fotonów, nieznośnie natarczywie dręczyło fizyków pytanie: czym jest właściwie światło — ruchem falowym czy strumieniem fotonów, a więc korpuskuł? Odkrycie fal elektronowych w r. 1927 przez C. J. Davissona i L. H. Germera oraz niezależnie przez G. P. Thomsona zaostrzyło jeszcze ten kryzys korpuskularno-falowy. Bohr zauważył, że pytanie *fale czy korpuskuły?* jest źle postawione, ponieważ zakłada, że każda z tych możliwości wyklucza drugą. Opierając się o zasadę nieokreśloności, odkrytą w r. 1927 przez Heisenberga, wykazał Bohr, że im wyraźniej w jakimś zjawisku fizycznym występują własności falowe, tym mniej wyraźnie uwidaczniają się jego własności korpuskularne. I na odwrót: im bardziej widoczne są cechy korpuskularne, tym trudniej możemy dostrzec cechy falowe. Według Bohra aspekty falowe i korpuskularne nie tylko nie wykluczają się, lecz wprost przeciwnie uzupełniają się, są więc komplementarne.

Praca, w której po raz pierwszy Bohr opublikował zasadę komplementarności, ukazała się w r. 1928. Ale Bohr powracał do tego tematu wielokrotnie, w szczególności sprowokowany do tego przez Einsteina, który kwestionował w ogóle interpretację statystyczną nowszej teorii kwantów. Bohr zreferował zasadę komplementarności, np. również w Warszawie na zorganizowanej w r. 1938 przez prof. Białobrzeskiego, pod egidą Międzynarodowej Unii Fizycznej, konferencji o nowych teoriach fizycznych. Bohr nie wahał się stosować jej nawet do zjawisk bio- i psychofizycznych, dotychczas nie zaliczanych do domeny badań fizycznych, jakby chcąc w ten sposób zaznaczyć, że do fizyki należą wszystkie bez żadnego wyjątku zjawiska przyrody. Jak bardzo cenił tę zasadę, wynika z faktu, że wybrał sobie jako hasło na herbie swoim, wmurowanym jeszcze za jego życia w ścianę kaplicy na zamku królewskim Fredriksborg, napis: *Contraria sunt complementa*.

Bohr posiada także wielkie zasługi w dziedzinie fizyki jądrowej. Tu posługiwał się kropłowym modelem jądra atomowego. Największy sukces osiągnął w pracy ogłoszonej wspólnie z J. A. Wheelerem, przepowiadając rozszczepialność jąder U^{235} , co umożliwiło wykorzystanie energii jądrowej.

Ostrzeżony przez policję duńską, że Niemcy go poszukują, ucieka Bohr podczas wojny z okupowanej przez Niemców Danii na małej barce przez cieśninę Sund najpierw do Szwecji, a następnie udaje się samolotem do Anglii, i stąd do Stanów Zjednoczonych Ameryki Północnej. Tu przebywa incognito ze swoim synem Aagem, również fizykiem, jako Nicholas Baker w ośrodku atomowym w Los Alamos. Jest to rzecz zrozumiała, ponieważ wiadomość, że Bohr tam przebywa musiałaby zwrócić uwagę wrogów na to, co się tam opracowuje. Do Danii powraca Bohr we wrześniu 1945 r.

W r. 1957 otrzymał Bohr nagrodę Fundacji Forda nadawaną pod hasłem *Atomy dla Pokoju*.

Na lipiec 1963 r. zapowiedziane zostały w Kopenhadze jeszcze za życia Bohra uroczystości „rodzinne“ z okazji pięćdziesiątej rocznicy ukazania się jego podstawowych prac kwantowych. Zaproszeni zostali na nie wszyscy współpracownicy Bohra z lat 1913 do 1946. Śmierć Bohra przyciemni jednak radosny nastrój tego obchodu.

Geniuszowi Bohra składał wyrazy hołdu oczywiście cały świat naukowy. Był członkiem około czterdziestu Akademii Nauk na całym świecie, szczerzyliśmy się, że także polskiej. Poza tym posiadał doktoraty honorowe 29 uniwersytetów, w tym również warszawskiego. Promocja jego w Warszawie miała odbyć się jesienią ubiegłego roku. Niestety, stan zdrowia nie pozwolił Bohrowi na przyjazd do Warszawy.

W życiu codziennym był czarujący i bardzo uczuciowy, posiadał zdrowy zmysł humoru. Był wzorem męża i ojca rodziny. Dla swoich współpracowników był bardzo troskliwy i odnosił się do nich zawsze serdecznie. Dlatego także i oni żywili dla niego jak największą cześć nie tylko jako dla najgenialniejszego fizyka obecnego stulecia, ale również jako dla człowieka w najszlachetniejszym tego słowa znaczeniu. Jego delikatność charakteryzuje może sposób, w jaki krytykował przedstawiane mu poglądy. Zawsze prawie zaczynał swoje zarzuty słowami: „Pana poglądy są bardzo interesujące, ale zastanawia mnie fakt, że...“ i dopiero wówczas następowała druzgocąca niekiedy krytyka.

Prace swoje opracowywał Bohr nadzwyczaj starannie. Każda praca była wielokrotnie poprawiana i przepisywana aż Bohr uznał, że znalazł dostatecznie jasne i precyzyjne sformułowanie swoich myśli. Prace jego niełatwe są do czytania, bo każde słowo ma w nich znaczenie ściśle sprecyzowane z punktu widzenia możliwie wielu aspektów.

W r. 1932 ofiarowali Bohrowi rodacy jego jako siedzibę honorową wspinały pałac „Gamle Carlsberg“, przeznaczony dla najwybitniejszego Duńczyka. Bohr, skromny jak zawsze, obrał dla siebie tu jako gabinet jeden z najmniejszych pokoi. O jego skromności świadczy również fakt, że jeszcze do niedawna przyjeżdżał do swojego Instytutu rowerem.

Dla nas Polaków był Bohr zawsze bardzo serdeczny. Jednym z najbliższych współpracowników Bohra był od r. 1939 aż do jego śmierci prof. Stefan Rozental, wychowanek Uniwersytetu Jagiellońskiego. W ciężkim dla nas okresie po wojnie brał Bohr żywy udział w pracach Duńskiego Komitetu Pomocy dla Polski, którego przewodniczącym był brat jego Harald. Pomoc ta pomogła nam zapełnić w naszych bibliotekach naukowych braki powstałe wskutek wojny. Więzy między Zakładem Bohra a Polską były zawsze bardzo żywe. Obecnie po wojnie wielu naszych młodszych fizyków przebywało na studiach w Kopenhadze. Będąc jednym z pierwszych jego współpracowników zachowuję niejedno spotkanie z Bohrem we wdzięcznej pamięci, a w słowach tego wspomnienia pragnąłbym złożyć jego pamięci wyrazy głębokiego hołdu.



JÓZEF ROLIŃSKI
(1889—1962)

Józef Hurwic

Katedra Fizyki na Wydziale Chemicznym Politechniki Warszawskiej
Warszawa

Józef Roliński (1889—1962)

W rocznicę zgonu

24 marca 1962 roku zmarł prof. dr Józef Roliński — jeden z najwybitniejszych w Polsce reprezentantów fizyki technicznej i jeden ze współtwórców polskiej metrologii, a przy tym człowiek o niezwykłych zaletach charakteru i wyjątkowej skromności.

Józef Roliński urodził się 18 marca 1889 roku w Białymstoku, z ojca Konstantego i matki Antoniny z domu Gutry. Ojciec był robotnikiem w przemyśle włókienniczym.

Józef Roliński uczęszczał do szkoły realnej w rodzinnym mieście. Już jako uczeń w starszych klasach szkoły średniej zarabiał na swoje utrzymanie korepetycjami.

W 1908 roku ukończył szkołę i wstąpił na Wydział Mechaniczny Instytutu Technologicznego w Tomsku. W czasie studiów, aby się utrzymać, musiał udzielać korepetycji oraz zarabiał kreśleniami i różnymi pracami technicznymi. W 1915 roku ukończył studia ze stopniem inżyniera mechanika (uzyskując dyplom I stopnia).

W latach 1915—1919 pracował w hutnictwie w Złatouście na Uralu jako inżynier konstruktor, a następnie jako kierownik techniczny wydziału kowalsko-kotlarskiego. Opracował tam oryginalny projekt konstrukcji żelaznej wielkiego pieca i kierował jego budową. Zaprojektował także części konstrukcji żelaznych gmachu dużej walcowni oraz suwnic o wielkiej nośności. W latach 1917—1919 wykładał o turbinach parowych i silnikach spalinowych w średniej szkole technicznej w Złatouście.

W 1919 roku wrócił do kraju. W latach 1919—1923 służył w oddziałach technicznych wojska polskiego, a po zwolnieniu się stamtąd rozpoczął pracę pedagogiczną. Do 1925 roku wykładał fizykę w Białymstoku w starszych klasach gimnazjum oraz fizykę, matematykę i kosmografię w seminariach nauczycielskich (męskim i żeńskim). Na dachu budynku seminarium urządził

obserwatorium astronomiczne, w którym wraz z seminarzystami prowadził obserwacje planet, Słońca i innych gwiazd.

We wrześniu 1925 roku przeszedł do pracy w szkolnictwie wyższym poświęcając się wyłącznie fizyce doświadczalnej, którą interesował się już w czasie studiów technologicznych, a która odtąd wypełniła mu resztę życia. Zresztą fizyczna strona zjawisk, z którymi się stykał, ciekawiła go od najmłodszych lat. Wykształcenie techniczne i praktyka przemysłowa zdecydowały o stałej inklinacji Rolińskiego ku fizyce technicznej.

We wspomnianym roku został adiunktem w Zakładzie Fizyki I Politechniki Warszawskiej, na którego czele stał prof. dr Mieczysław Wolfke. Roliński kierował pracami w laboratorium ze studentami pięciu wydziałów: Mechanicznego, Elektrycznego, Inżynierii Lądowej, Inżynierii Wodnej i Geodezji. W 1928 roku uzyskał z odznaczeniem stopień doktora nauk technicznych na podstawie pracy poświęconej badaniom nad asocjacją w ciekłych dielektrykach. Pracę tę, piękną zarówno pod względem metodyki doświadczalnej, jak i interpretacji wyników, cytuje cała podstawowa literatura tego zagadnienia.

W 1929 roku Roliński objął stanowisko kierownika Wydziału Fizyki Technicznej w Instytucie Fizycznym Muzeum Przemysłu i Rolnictwa w Warszawie (dyrektorem Instytutu był prof. Stanisław Kalinowski). W placówce tej pozostawał do roku 1935, pracując w dalszym ciągu, aż do wybuchu drugiej wojny światowej, na Politechnice Warszawskiej, gdzie był starszym asystentem i wykładowcą. Wykładał fizykę ogólną na trzech wydziałach: Inżynierii Lądowej, Inżynierii Wodnej i Geodezji oraz zorganizował pracownię fizyki technicznej i prowadził ćwiczenia ze studentami VII semestru na Wydziale Elektrycznym. Wykonał (wraz z prof. Wolfkem) badania dodatniej emisji palladu oraz samodzielne badania łuku elektrycznego.

W 1935 roku równoległe z pracą na Politechnice, został kierownikiem Sekcji Naukowo-Metrologicznej w Głównym Urzędzie Miar. Metrologia stała się teraz zasadniczą dziedziną zainteresowań Rolińskiego. Sam świetny eksperymentator zorganizował on i w nowoczesne przyrządy wyposażył laboratoria: areometryczne, termometryczne i pirometryczne. Poza wykonywanymi tam pracami z zakresu metrologii praktycznej, zwłaszcza z zakresu alkoholometrii, przystąpił do realizacji międzynarodowej skali temperatur; zdołał ją urzeczywistnić w zakresie od 0°C do 660°C . W celu uruchomienia pracowni pirometrii optycznej przeprowadził pomiary w National Bureau of Standards w Waszyngtonie. Prace te przerwał wybuch wojny.

Po przebyciu kampanii wojennej we wrześniu 1939 roku Roliński został wzięty wraz z armią „Obrona Warszawy“ do niewoli niemieckiej. Przebywając w oficerskich obozach jenieckich, w Spitalu nad Drawą (Austria), a następnie w Woldenbergu, organizował w miarę możliwości prace dydaktyczne — wykłady i egzaminy — z fizyki i nauk pokrewnych oraz z nauk technicznych. Ma wielkie zasługi w dokształcaniu politechnicznym studentów i techników, którzy przebywali w obozach. Ciężki okres niewoli, który wydobywa na jaw ukryte cechy

charakteru człowieka zarówno ujemne, jak i dodatnie, wystawił Rolińskiemu w jednomyślnej opinii współżeńców najpiękniejsze świadectwo.

Po zakończeniu wojny wraca Roliński do Warszawy i podejmuje przerwana pracę zarówno na Politechnice Warszawskiej, jak i w Głównym Urzędzie Miar.

Ponieważ gmach Urzędu był zniszczony, centralę jego ulokowano tymczasowo w Bytomiu, a na terenie Warszawy utworzono pod kierownictwem Rolińskiego ekspozyturę, której zadaniem było odbudowanie gmachu oraz zorganizowanie, choćby prowizoryczne, laboratoriów, by mogły sprostać bieżącym potrzebom w zakresie metrologii praktycznej. Gdy gmach i laboratoria zostały odbudowane, Roliński, który był jednocześnie naczelnikiem Wydziału Termometrii i Areometrii, mógł się zająć metrologią naukową.

W 1946 roku rozpoczął wykłady fizyki ogólnej na Wydziale Elektrycznym Politechniki Warszawskiej. W tymże roku uzyskał tam habilitację z fizyki technicznej na podstawie swej przedwojennej pracy: *Badania nad łukiem elektrycznym dużej mocy w polu magnetycznym*. W 1947 roku przeniósł się na Wydział Chemiczny Politechniki Warszawskiej, który ofiarował mu kierownictwo Katedry Fizyki. W 1954 roku otrzymał nominację na profesora nadzwyczajnego. Oprócz wykładów fizyki ogólnej na I roku studiów prowadził wykłady z wybranych działów fizyki na wyższych latach. Podobne wykłady prowadził także na innych wydziałach: na Wydziale Łączności w Sekcji Elektromedycznej wykłady na temat: *Aparaty światłolecznicze oraz Komórki fotoelektryczne* i na Wydziale Mechanicznym Konstrukcyjnym wykłady techniki niskich temperatur.

Tematyka prac badawczych Rolińskiego w tym okresie dotyczyła głównie fotometrii, zwłaszcza fotometrii obiektywnej. W tej dziedzinie prof. Roliński był niewątpliwie najlepszym w Polsce specjalistą.

Z tego zakresu należy przede wszystkim wymienić badania porównawcze emisji w nadfiolecie kwarcowych lamp rtęciowych. Do pomiaru natężeń linii widmowych rtęci emitowanych przez lampę w ciągu jednego półokresu zmian natężenia prądu prof. Roliński zastosował poza spektrografem opracowany przez siebie mikrocykloskop oparty na zasadzie stroboskopu: tarcza z otworkiem wirująca synchronicznie z częstością zmian napięcia umożliwia obiektywne badanie natężenia emisji w rozmaitych fazach drgania. Pomiar wykazały różny przebieg zmian natężenia poszczególnych linii widmowych.

Do prac fotometrycznych Rolińskiego należą również pomiary natężenia oświetlenia słonecznego i jego barwy w czasie częściowego zaćmienia Słońca w Warszawie w dniu 30 czerwca 1954 roku. Prof. Roliński użył do tych pomiarów trzech filtrów: czerwonego, zielonego i niebieskiego o wyznaczonych krzywych przepuszczalności oraz selenowej komórki fotoelektrycznej. Roliński porównywał również barwę sztucznego oświetlenia z barwą światła dziennego.

Z tematyką spektroskopowo-fotometryczną wiąże się też praca doktorska E. Ostaszewiczówny o luminescencyjnych właściwościach fosforów man-

ganowych wykonana pod opieką prof. Rolińskiego. Można tu jeszcze wymienić zespołowe opracowanie w Głównym Urzędzie Miar pod kierunkiem prof. Rolińskiego, przy użyciu filtrów interferencyjnych, tablicy barwnej do kontroli reprodukcji barw. Pod przewodnictwem prof. Rolińskiego opracowano także projekt polskiej normy: *Pomiary barw*.

Z pracami w zakresie fotometrii obiektywnej wiąże się pierwsza w języku polskim obszerna monografia o komórkach fotoelektrycznych, opracowana przez prof. Rolińskiego (Autor uwzględnił tu również wyniki prac własnych w zakresie fotometrii i kolorymetrii), oraz dokonany przez niego przekład *Spektrofotometrii obiektywnej* L. Ornsteina, W. Molla i H. Burgera z obszernym uzupełnieniem tłumacza, obejmującym 79 stron, omawiającym m. in. spektrofotometrię w podczerwieni.

Poza fotometrią zajmował się Roliński również innymi działami fizyki technicznej. Wraz z W. Furmańskim i W. Grądzkim rozwinął i zastosował metodę Czikołewa do badania zwierciadeł wklęsłych.

Spśród prac prof. Rolińskiego o charakterze technicznym można wymienić opracowanie aparatury do wytwarzania wysokiej próżni i jej pomiaru, badania (wraz z J. Lewandowskim) termicznych właściwości tkanin, pracę na temat produkcji termostatów (wykonaną wspólnie z Z. Gajewskim), pracę o bilansie cieplnym skraplarki ciekłego powietrza w hucie „Warszawa“ (wykonaną wspólnie z T. Wartanowskim), pracę dotyczącą kitów próżniowych, ich własności i wytwarzania (wykonaną wraz z W. Kemulą i S. Sękowskim) oraz opracowanie wytycznych do pomiarów zjonizowania powietrza w kopalniach.

Prof. Roliński ogłosił również kilka interesujących prac referatowych, przeglądowych i popularnych.

Od 1954 roku prof. Roliński był zastępcą przewodniczącego Rady Naukowej Głównego Urzędu Miar. Był ponadto stałym delegatem tego urzędu do Rady Naukowej Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk, był członkiem sekcji techniki świetlnej przy Komitecie Elektrotechniki PAN itd. Przez jedną kadencję pełnił funkcję przewodniczącego warszawskiego oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego.

W 1960 roku prof. Roliński został przeniesiony na emeryturę. Wycofawszy się z kierownictwa katedry nie porzucił jednak całkowicie pracy pedagogicznej. W dalszym ciągu prowadził wykłady monograficzne. Zwolnienie od obowiązków organizacyjnych i częściowo dydaktycznych wyzyskał nie dla wypoczynku, lecz dla wzmocnienia pracy badawczej. We względnie dobrze wyposażonym laboratorium Głównego Urzędu Miar kontynuował badania własności źródeł światła działających na zasadzie wyładowań w parach metali i w gazach. Pracował nie oszczędzając siebie. Tego tempa nie wytrzymało jednak serce nadwreżone przeżyciami wojennymi: w kilka dni po 73. rocznicy urodzin śmierć zabrała prof. Rolińskiego.

Pozostawił głęboki żal wśród wszystkich, którzy mieli szczęście stykać się z tym kryształowym człowiekiem i wybitnym fizykiem.

Bibliografia prac Józefa Rolińskiego

I. Prace badawcze

1. *Ob izgotowlenii formowocznych matieriałow* (praca dyplomowa). Inzenier, Kijew 1913.
2. *Badania nad asocjacją w ciekłych dielektrykach* (rozprawa doktorska przedłożona Radzie Wydziału Elektrycznego Politechniki Warszawskiej). Warszawa 1928.
3. *Über die Assoziation in flüssigen Dielektrika*. Physik. Z., **29**, 658 (1928).
4. Wraz z M. Wolfkem: *O emisji dodatniej paladu*. Sprawozd. i Prace Polsk. Tow. Fizycznego, **4**, 353 (1929).
5. Wraz z M. Wolfkem: *Über die positive Emission des Palladiums*. Physik. Z., **30**, 817 (1929).
6. *Badania nad tukiem dużej mocy w polu magnetycznym*. Acta phys. Polon., **2**, 39 (1933).
7. *Tablice alkoholometryczne do wyznaczania mocy spirytusu i ilości alkoholu w spirytusie*. Główny Urząd Miar. Warszawa 1936.
8. *Tabelka poprawek do wskazań dotychczas używanych alkoholomierzy z odczytem górnym*. Warszawa 1936.
9. *Tablica mocy spirytusu w procentach objętościowych przy +15°C, odpowiadających gęstościom spirytusu co 0,0001 g/ml. Zakres gęstości: 0,9991 ÷ 0,7936 g/ml*. Warszawa 1936.
10. *Tablica do rozcieńczania spirytusu* (Podaje objętość wody, jaką należy dodać do 100 litrów spirytusu danej mocy dla otrzymania spirytusu mocy pożądaney. Temperatura wody i spirytusu +15°C). Warszawa 1936.
11. *Tablica do wyznaczania długości działek alkoholomierzy* (skala macierzysta). Warszawa 1937.
12. Wraz z Z. Gajewskim: *Réalisation de l'échelle internationale de température entre 0 et 660°C*. Acta phys. Polon., **7**, 305 (1939).
13. *Pomiary barwy oświetlenia w stosunku do światła dziennego*. Prace Głównego Urzędu Miar. Zesz. 4. PWT, Warszawa 1951.
14. *Aparatura do wytwarzania wysokiej próżni i do jej pomiaru*. Biuletyn GUM (dodatek do Przeglądu Technicznego), **1**, 7 (1951).
15. *Oznaczenie palności tkanin*. Metody badań w wykończalnictwie włókienniczym. PWT, Warszawa 1952.
16. *Izolacja termiczna tkanin*. Metody badań w wykończalnictwie włókienniczym. PWT, Warszawa 1952.
17. *Mikrocyclooskop do badań przebiegu promieniowania wyladowczych źródeł w ciągu półokresu*. Biuletyn GUM (dodatek do Przeglądu Technicznego), **4**, 4 (1954).
18. Wraz z Z. Gajewskim: *Krajowa produkcja termostatów*. Biuletyn GUM (dodatek do Przeglądu Technicznego), **4**, 5 (1954).

19. Wraz z W. Kemulą i S. Sękowskim: *Kity próżniowe, ich własności i wytwarzanie*. Zeszyty Naukowe Politechniki Warszawskiej, Nr 30, Chemia: nr 2 (1957).
20. *Badania porównawcze emisji w nadfiolecie lamp rtęciowo-kwarcowych typu S*. Pomiary, Automatyka, Kontrola (Biuletyn GUM), **3**, 83 (1957).
21. *Nowa metoda spektrograficzna pomiaru zmiennych natężeń linii widmowych w jednym okresie*. Chemia Analityczna, **5**, 951 (1960).
22. Wraz z W. Furmańskim i W. Grądzkim: *Développement et utilisation de la méthode de Czikoletow pour les études qualitative et quantitative des miroirs concaves*. Actes du Coloque International: Les Techniques du Spectacle Cinématographique, Paris, 10—12 juin, 1959. 2^{me} Congrès International de l'Union des Associations Techniques Cinématographiques.
23. Wraz z T. Wartanowiczem: *Badania bilansu cieplnego i masowego urządzenia typu UKGS-100-1 do produkcji tlenu metodą Claude'a*. Przemysł chem., **39**, 34 (1960).
24. Wraz z A. Cukrowskim, L. Kwaśnikiem i B. Lewandowską: *Pomiary barwy trzech farb przy czterech grubościach warstwy kolorymetrem Donaldsona i spektrofotometrem Beckmana*. Prace Centralnego Laboratorium Poligraficznego. Warszawa 1960.
25. *Badania własności elektrycznych i widmowych lampy rtęciowo-kwarcowej S 450*. Pomiary, Automatyka, Kontrola (Biuletyn GUM), **8**, 104 (1962).
26. *Pomiary miłistruktury barwy świetlówek*. Pomiary, Automatyka, Kontrola (Biuletyn GUM), **8**, 255 (1962).

Prace nieopublikowane

27. Wraz z I. Waligórą i in.: *Realizacja i pomiary tablicy barwnej typu „Agfa“ przeznaczonej do kontroli reprodukcji barw*.
28. Wraz z W. Furmańskim i J. Borkowskim: *Kamery do zdjęć podwodnych do głębokości 300 metrów*.
29. Wraz z W. Furmańskim: *Badanie świecenia luminoforów napromienianych zdalnie (ok. 50 m) źródłem nadfioletu*.
30. *Przebieg natężeń oświetlenia w czasie częściowego zaćmienia Słońca w Warszawie w 1954 roku*.
31. Wraz z W. Furmańskim: *Pomiar temperatury barwy nieba podczas częściowego zaćmienia Słońca w 1954 roku*.

II. Publikacje referatowe, przeglądowe i popularne

1. *Najnowsze wyniki i horoskopy w dziedzinie bardzo wysokich napięć*. Wszechświat, nr 4 (1930).
2. *Bardzo czuły licznik energii promienistej*. Wszechświat, nr 3 (1931).
3. *Dźwięk*. Artykuł w encyklopedii „Świat i Życie“, tom II, szp. 103—114. Książnica—Atlas, Lwów—Warszawa 1934.

4. *Podstawowy wzorzec fotometryczny*. Przegląd Elektrotechniczny, **26**, 485 (1950).
5. Wraz z H. Niewodniczańskim: *Spektrofotometria fotograficzna monochromatyczna i heterochromatyczna*. Referat zgłoszony na I Krajową Konferencję Oświetleniową. Warszawa 1951.
6. *Pomiary akustyczne*. Mechanik, Poradnik Techniczny, tom I, cz. 2, z. 12. PWT, Warszawa 1951.
7. *Fotokomórki i ich zastosowanie do kontroli i automatyzacji procesów technologicznych*. Przegląd Elektrotechniczny, **28**, 175 (1952).
8. *Najnowsze prace nad świetlnym wzorcem długości*. Postępy Fizyki, **3**, 265 (1952).
9. Wraz z J. Obalskim i S. Ziembą: *Sesja naukowa poświęcona elektrycznym metodom pomiarowym w produkcji, laboratorium i dydaktyce*. Przegląd Mechaniczny, **12**, 224 (1953).
10. *Współczesne podstawowe prace metrologiczne w zakresie termometrii i fotometrii w Biurze Międzynarodowym Miar*. Postępy Fizyki, **4**, 77 (1953).
11. *Tarcie poślizgowe*. Problemy, **11**, 41 (1955).
12. *Nowe zadania metrologii polskiej*. Biuletyn GUM (dodatek do Przeglądu Technicznego), **5**, 9 (1955).
13. *XIII Konferencja Międzynarodowego Komitetu Oświetleniowego w Zurychu*. Postępy Fizyki, **7**, 549 (1956).
14. *Komórki fotoelektryczne*. 264 stronicie. PWT, Warszawa 1956.
15. *Światło i barwa w architekturze*. Kwartalnik Architektury i Urbanistyki, **5**, 545 (1960).
16. *Fizyka i metrologia w architekturze*. Kwartalnik Architektury i Urbanistyki, **5**, 546 (1960).
17. *Nowy metr, nowa sekunda*. Problemy, **17**, 169 (1961).
18. *Fizyka widzenia barwnego i metrologia barwy*. Referat zgłoszony na I Krajową Konferencję o Barwie, Warszawa 1962.
19. *Barwa źródeł oświetlających*. Referat zgłoszony na I Krajową Konferencję o Barwie, Warszawa 1962.
20. *Założenia naukowe do nowych polskich tablic alkoholometrycznych*. Praca nieopublikowana.

III. Przekłady

1. W. Bragg: *Świat dźwięków*. Przekład z języka angielskiego z uzupełnieniami i oryginalnym rozdziałem końcowym o ultradźwiękach. Mathesis Polska, Warszawa 1934.
2. L. Ornstein, W. Moll i H. Burger: *Obiektywna spektrofotometria*. Przekład z niemieckiego z 4-arkuszowym uzupełnieniem. PWN, Warszawa 1960.

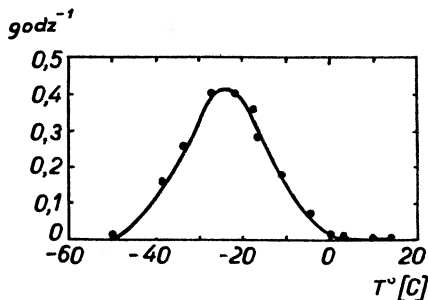
Marian Kryszewski, Marta Skorko

Katedra Fizyki Wydziału Chemicznego Politechniki Łódzkiej
Łódź

Krystalizacja związków wielkocząsteczkowych. Część II*

Kinetyka procesu krystalizacji polimerów

Substancje wielkocząsteczkowe o dość regularnej budowie mogą krystalizować zarówno z mniej lub więcej stężonych roztworów w niskocząsteczkowych rozpuszczalnikach, jak i z polimerów stopionych. Stwierdzono jednak również przypadki przechłodzenia stopu polimeru, a nawet — przy bardzo gwałtownym



Rys. 1. Krzywa szybkości krystalizacji naturalnego kauczuku [1]

oziębieniu poniżej temperatury topnienia T_m — możliwość przeprowadzenia polimeru w stan szklisty z praktycznym pominięciem krystalizacji. Stąd wniosek, że aczkolwiek w temperaturach niższych od T_m stan krystaliczny jest termodynamicznie uprzywilejowany, pojawienie się krystalizacji i jej rozwój są nwarunkowane czynnikami kinetycznymi. Zrozumienie mechanizmu procesu krystalizacji pozwala na wyróżnienie czynników kinetycznych decydujących o przebiegu krystalizacji, a tym samym o własnościach powstających krystalicznych polimerów.

Szybkość rozwoju procesu krystalizacji jest silnie zależna od temperatury. Okazało się, że w licznych przypadkach, dla bardzo różnych co do budowy polimerów, zależność szybkości krystalizacji od temperatury odpowiada krzywej z rys. 1 [1]. Przedstawiona tam jest dla naturalnego kauczuku zależność szybkości krystalizacji, potraktowanej jako odwrotność czasu potrzebnego do

* Cz. I ukazała się w zeszyście 2 t. XIV *Postępów Fizyki*.

wykrystalizowania połowy objętości, od temperatury. W temperaturach nieco niższych od temperatury topnienia T_m szybkość jest bardzo mała, następnie ze spadkiem temperatury dość gwałtownie rośnie, osiąga maksimum i ponownie maleje w obszarze temperatur, charakteryzujących przejście do stanu szklistego.

Trzeba jednak zaznaczyć, że w przypadku wielu polimerów nie udało się dokładnie stwierdzić takiego przebiegu, gdyż zmiany w czasie były doświadczalnie nieuchwytnie wskutek bardzo dużej szybkości przebiegu zjawiska w temperaturach niższych od T_m . W dalszym ciągu zajmujemy się głównie krystalizacją izotermiczną z tego względu, że jest ona najszerzej zbadana. Wpływ na przebieg krystalizacji takich czynników jak ciężar cząsteczkowy, jego poli-dispersja, usieciowanie polimeru, nieregularności struktury łańcucha itp. nie jest jeszcze tak opracowany, by można było wyciągać ogólne wnioski.

Istnieją dwie podstawowe metody badania rozwoju procesu krystalizacji izotermicznej. Pierwsza polega na pośrednim określaniu (w rozmaity zresztą sposób) postępów osiągniętej krystaliczności polimeru w zależności od czasu w warunkach izotermicznych. Metoda ta sprowadza się do pomiaru zmian odpowiednio wybranej wielkości fizycznej, np. gęstości lub objętości właściwej, silnie zależnej od stopnia krystalizacji [1, 2, 3, 4].

Druga droga ilościowych badań kinetyki izotermicznego procesu krystalizacji sprowadza się do bezpośredniej obserwacji mikroskopowej szybkości powstawania i wzrostu sferolitów [5, 6].

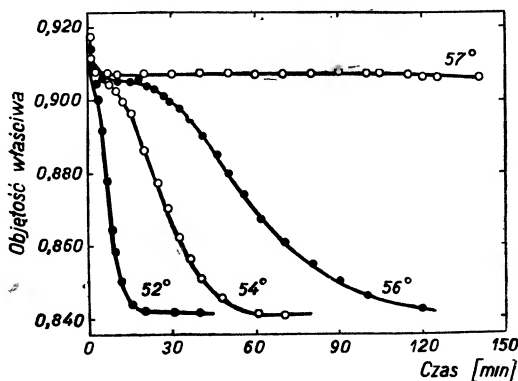
W niniejszym artykule omówimy bardziej szczegółowo badania krystalizacji izotermicznej ze stopionych homopolimerów, podkreślimy wnioski wynikające ze stosowania bezpośrednich badań mikroskopowych oraz podamy poglądy na krystalizację polimerów z roztworów i kopolimerów.

Krystalizacja izotermiczna

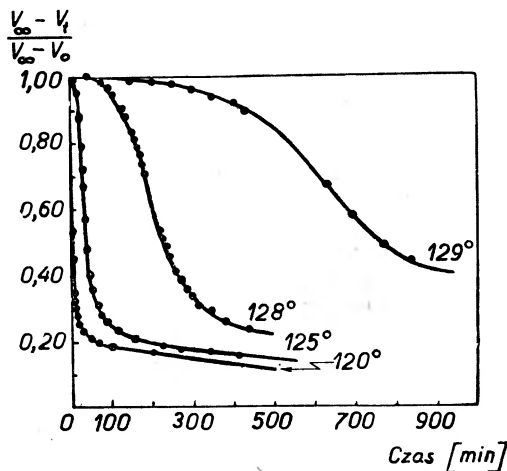
Kinetyka procesu krystalizacji musi obejmować analizę mechanizmu tworzenia się zarodków i ich wzrostu. Aby można było wyciągnąć ogólne wnioski z badań krystalizacji izotermicznej trzeba zapewnić takie warunki przebiegu procesu, aby zjawisko miało charakter powtarzalny. Innymi słowy trzeba w miarę możliwości usunąć wpływ „pamięci krystalicznej” [7, 25, 18] i unie-możliwić degradację polimeru. W takim przypadku wszystko przemawia za homogenicznym powstawaniem zarodków krystalizacji [3, 10]. Gdy powyższe warunki są spełnione, to dla licznych polimerów otrzymuje się krzywe charakteryzujące szybkość krystalizacji izotermicznej o bardzo podobnym przebiegu. Typowe krzywe przedstawia rys. 2 [3] odnoszący się do polioksyetylenu i przedstawiający zależność objętości właściwej od czasu. W dalszej części artykułu przy dyskusji krystalizacji izotermicznej wykorzystamy inne ilościowe ujęcie tego zjawiska przedstawione na rys. 3 [8]. Na osi rzędnych odłożony jest stosunek $\frac{V_\infty - V_t}{V_\infty - V_0}$ jako umowna miara postępu krystaliczności, a na osi

odciętych czas t , przy czym V_0 oznacza początkową objętość właściwą, V_∞ oznacza końcową objętość właściwą, V_t oznacza objętość właściwą w chwili t .

Izotermy na rys. 3 mają przebieg tym bardziej stromy, im większa jest różnica ΔT między temperaturą topnienia polimeru T_m i temperaturą pomiaru T . Można zauważyć, że bezpośrednio po przeniesieniu próbek z tem-



Rys. 2. Izotermy zależności objętości właściwej od czasu dla polioksyetylenu [3]

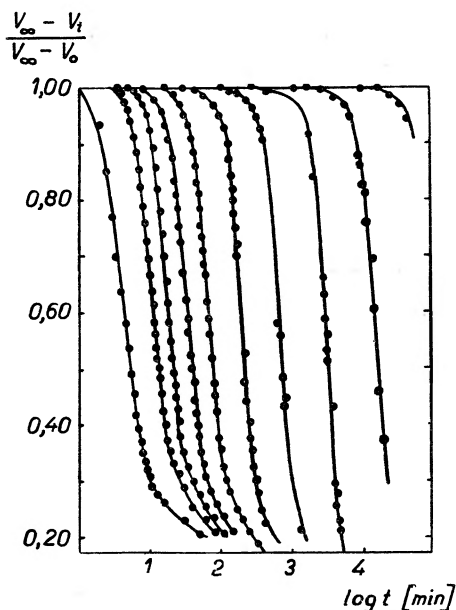


Rys. 3. Izotermy zależności $\frac{V_\infty - V_t}{V_\infty - V_0}$ od czasu dla liniowego polietylenu [8]

peratury wyższej od T_m do temperatury T , nie obserwuje się przez pewien czas rozwoju krystalizacji. Czas ten jest zależny od czułości metody i od ΔT . Tak np. dla polietylenu o $T_m = 136,5^\circ\text{C}$ krystalizację w temperaturze 125°C obserwuje się już po paru minutach, a w temperaturze 129°C dopiero po kilkuset minutach, przy tej samej czułości metody. Wykreślając (rys. 4) zależność $\frac{V_\infty - V_t}{V_\infty - V_0}$ od $\log t$ [8, 9] dla poszczególnych temperatur otrzymuje się również zereg izoterm ciekawych z tego względu, że przez przesunięcie ich w kierunku

równoległym do osi odciętych (czyli przez zmianę skali czasu) uzyskuje się nałożenie krzywych, obejmujące często około 80% ich całkowitego przebiegu. Pewne odchylenia, znacznie większe w częściach krzywych odpowiadających długim czasom, mogą być wynikiem trudności doświadczalnych oraz niepewności oceny wielkości V_∞ .

Trzeba podkreślić, że właściwość nakładania się wyżej omówionych izoterm obserwuje się jedynie w odniesieniu do krystalizacji ze stopów homopolimerów



Rys. 4. Izotermi zależności $\frac{V_\infty - V_t}{V_\infty - V_0}$ od $\log t$ dla liniowego polietylenu [8]

i z bardzo rozcieńczonych roztworów polimerów. Z nakładania się izoterm wynika stałość współczynnika temperaturowego obserwowanych zmian $\frac{V_\infty - V_t}{V_\infty - V_0}$ w stosunkowo dużym zakresie badanego zjawiska. Uwzględniając ten fakt można wykreślić jedną izotermę „wzorcową“ i traktować ją jako charakterystyczną dla procesu izotermicznej krystalizacji. Krzywą analogiczną do wykreślonej w ten sposób można też otrzymać w wyniku pewnych rozważań teoretycznych. Teoria procesu krystalizacji polimerów [3, 4] rozwijana jest analogicznie do teorii krystalizacji związków niskocząsteczkowych [11, 12, 13, 14]. Zakłada się istnienie dwóch równocześnie rozwijających się procesów: tworzenia się zarodków i ich wzrostu. W substancjach niskocząsteczkowych uwzględnia się fakt, że rozrastające się centra działają hamująco na wzrost sąsiadów. Z rozważań Avrami [12] dla układu niskocząsteczkowego o całkowitej masie W_c , w którym w chwili t ułamek $\frac{W_c}{W_0}$ uległ krystalizacji, wynika

wzór:

$$\frac{dW_c}{dW'_c} = 1 - W_c/W_0, \quad (1)$$

gdzie dW_c — oznacza masę przekryształizowaną w czasie dt ,

dW'_c — masę, która by wykryształizowała w czasie dt , gdyby nie było żadnych ograniczeń przebiegu procesu.

W układach polimerowych istnieją dodatkowe trudności; wiadomo bowiem, że całkowita kryształizacja polimerów jest raczej nieosiągalna. Wprowadzając takie same oznaczenia W_0 , W_c , dW_c i dW'_c w odniesieniu do stopionego polimeru, napisać można zależność:

$$\frac{dW_c}{dW'_c} = 1 - \frac{W_c}{W_0} \cdot \frac{1}{X_w}, \quad (2)$$

gdzie $1/X_w$ — jest odwrotnością ułamka masowego, przedstawiającego maksymalny stopień kryształiczności, możliwy do osiągnięcia w danym układzie.

Spróbujmy usunąć z równania (2) wielkość W'_c . W tym celu oznaczamy przez $W'_c(t, \tau)$ masę w chwili t zarodka utworzonego w chwili τ (przy czym $\tau \ll t$), a przez $\dot{N}'(\tau)$ szybkość tworzenia się zarodków, odniesioną do jednostki masy. Wtedy

$$W'_c = W_0 \int_0^t W'_c(t, \tau) \dot{N}'(\tau) d\tau. \quad (3)$$

Lub też oznaczając przez $\dot{N}'(\tau)$ szybkość tworzenia się zarodków odniesioną do jednostki objętości ciekłego polimeru, przez $v'_c(t, \tau)$ — objętość w chwili t zarodka utworzonego w chwili τ , przez ρ_a i ρ_c odpowiednio gęstość polimeru ciekłego i całkowicie kryształicznego otrzymamy:

$$W'_c/W_0 = \rho_c/\rho_a \int_0^t v'_c(t, \tau) \dot{N}'(\tau) d\tau. \quad (4)$$

Przez podstawienie równania (4) do równania (2), scałkowanie i przejście do objętości właściwych otrzymuje się:

$$\ln \frac{V_\infty - V_t}{V_\infty - V_0} = -1/X_w \cdot \rho_c/\rho_a \int_0^t v'_c(t, \tau) \dot{N}'(\tau) d\tau, \quad (5)$$

gdzie V_∞ , V_0 i V_t mają te same znaczenia co poprzednio. Z rozważań teoretycznych wynika, że gdyby proces wzrostu był regulowany przez dyfuzję segmentów polimeru do obszarów już wykryształizowanych, to promień rosnącego centrum kryształizacji byłby proporcjonalny do pierwiastka kwadratowego z czasu. Jeśli jednak dyfuzja nie ogranicza procesu wzrostu, to zachodzić powinna proporcjonalność promienia do czasu. Bezpośrednie badania mikroskopowe wzrostu sferolitów [6, 15] przemawiają za tą drugą możliwością. Z tego dalej wynika, że szybkość zmian objętości sferolitu jest proporcjonalna

do pola jego powierzchni. Mechanizm wzrostu opiera się zatem na procesach zachodzących na granicznej powierzchni rosnącego centrum krystalizacji i otaczającej cieczy. Można by rozważać rozmaite geometryczne formy rozrastania się centrów, ale ograniczymy się do wzrostu sferycznego. Wtedy w chwili t przy założeniu równej we wszystkich kierunkach szybkości wzrostu G , objętość v'_c zarodka wytworzonego w chwili τ wynosi

$$v'_c(t, \tau) = \frac{4}{3} \pi G^3 (t - \tau)^3. \quad (6)$$

Od założeń dotyczących szybkości wzrostu wróćmy do tworzenia się zarodków. Utrzymując założenie homogenicznego charakteru ich powstawania i przyjmując, że już w chwili $t = 0$ osiągnięta jest szybkość $\dot{N}(\tau)$, niezmienna z biegiem czasu, otrzymamy inną postać równania (5), a mianowicie:

$$\ln \frac{V_\infty - V_t}{V_\infty - V_0} = -\frac{\pi}{3} \cdot \frac{1}{X_w} \cdot \frac{\rho_c}{\rho_a} \dot{N} G^3 t^4 = -k_s t^4. \quad (7)$$

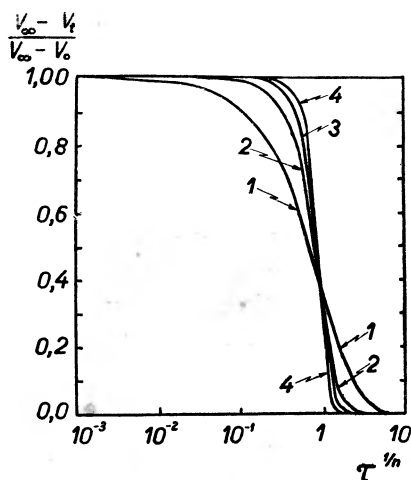
Współczynnik k_s zwany stałą szybkości krystalizacji obejmuje wielkości \dot{N} i G zależne od temperatury i niezależne od czasu. A zatem wykreślając równanie (7) dla różnych temperatur otrzymamy szereg nakładalnych na siebie izoterm przy zmianie skali czasu (por. rys. 4). Wykładnik potęgi czasu $n = 4$ w równaniu (7) uzyskano przy założeniu homogenicznego charakteru tworzenia się zarodków i ich równomiernego przestrzennego wzrostu. Innym mechanizmom wzrostu (przy zachowaniu warunku homogenicznego powstawania zarodków) odpowiadają inne wartości n . Tak np. wzrostowi dwuwymiarowemu odpowiada $n = 3$, a wzrostowi liniowemu $n = 2$.

W przypadku heterogenicznego tworzenia się zarodków i odrzucenia warunku stałości \dot{N} w czasie, sprawa się komplikuje. Występują wtedy nawet ułamkowe wykładniki potęg czasu. Tak np. wzrostowi przestrzennemu odpowiada $3 \leq n \leq 4$, powierzchniowemu $2 \leq n \leq 3$ oraz liniowemu $1 \leq n \leq 2$, przy jednoczesnym założeniu, że \dot{N} rośnie proporcjonalnie do czasu.

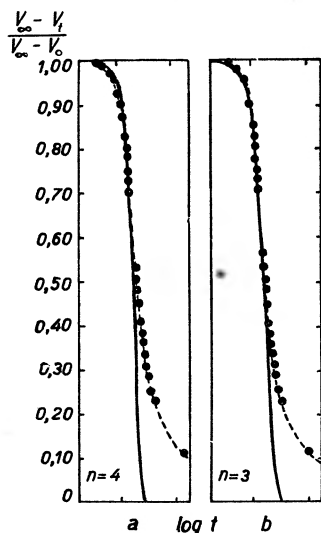
Do opisu mechanizmu krystalizacji potrzebna jest znajomość k_s i n . Wyznaczanie tych wielkości odbywa się przez porównanie izoterm doświadczalnych, uzyskanych przez wykreślenie zależności $\frac{V_\infty - V_t}{V_\infty - V_0}$ od $\log t$, z izotermami

teoretycznymi. Te ostatnie (rys. 5) wykreślone są jako zależności $\frac{V_\infty - V_t}{V_\infty - V_0}$ od $\log \tau^{1/n}$ dla wartości parametru $n = 1, 2, 3, 4$, przy czym $\tau = -k_s t^n$. Jeśli można wybrać z zespołu krzywych teoretycznych taką, która dobrze nakłada się na krzywą eksperymentalną dla danego polimeru, to mamy dane do ustalenia wartości n . Dopasowanie takich krzywych widzimy na rys. 6. Punkty i krzywe kreskowane określają przebieg izoterm doświadczalnych dla polietyleny w temperaturze 127°C. Na nie nałożone są najlepiej pasujące izotermi ciągłe, dla parametrów $n = 3$ i $n = 4$. Lepszą zgodność przebiegu obserwuje się dla $n = 3$. Podobną zgodność stwierdzono dla innych polimerów, np. poli-

estrów i poliamidów [3], naturalnego kauczuku [9]. Stosunkowo dobre nakładanie się izoterm teoretycznej i doświadczalnej wskazuje na to, że przyjęte w poprzednich rozważaniach założenia co do mechanizmu krystalizacji polimerów są w zasadzie słuszne. Rozbieżności przebiegu obu krzywych, zazna-



Rys. 5. Wykres izoterm teoretycznych dla $n = 1, 2, 3, 4$



Rys. 6. Porównanie izoterm „wzorcowej” z izotermą teoretyczną dla
a) $n = 4$, b) $n = 3$
—— izoterma teoretyczna, - - - - izoterma „wzorcowa”

czające się głównie dla dłuższych czasów obserwacji, można by usunąć zakładając bardziej skomplikowane mechanizmy powstawania zarodków i ich wzrostu, np. usuwając założenie co do stałej szybkości przebiegu tych procesów w czasie. Kształt izoterm doświadczalnych jest zależny od obecności zanieczyszczeń (wpływ mają zresztą nie tylko zanieczyszczenia o odrębnym składzie

chemicznym, lecz również podobną rolę do zanieczyszczeń grają np. frakcje niskocząsteczkowe). Krzywe teoretyczne (rys. 6) mają przebieg bardzo stromy, przemawiający za gwałtownym zakończeniem procesu krystalizacji. Tymczasem stwierdza się, że krystalizacja odbywa się w czasie bardzo długim, całymi latami, z tym jednak, że w okresach późniejszych szybkość procesu jest bardzo mała. Ostatnio przypuszcza się, że ten proces powolnej krystalizacji związany jest w mniejszym stopniu z dalszym rozwojem krystalitów, a raczej wiąże się z dodatkowym uporządkowaniem przestrzennym blaszek w sferolitach, zaniemieniem pęknięć wewnętrznych itp.

Jak wspominaliśmy poprzednio można rozwój procesu krystalizacji śledzić bezpośrednio metodą mikroskopową. Trzeba jednak podkreślić pewne braki tej metody. Poszczególne sferolity obserwuje się dopiero wtedy, gdy mają już wielkość rzędu kilku mikronów. Poza tym podczas wzrostu nakładają się one na siebie, co utrudnia ich liczenie i pomiary. W związku z tym metoda ta może być stosowana tylko w pewnych granicach stopnia krystaliczności.

Doświadczenia przemawiają za tym, że sferolity pojawiają się z określoną stałą częstością przypadkowo w różnych punktach stopionej masy polimeru. Przyjmując, że pojedynczy zarodek związany jest z pojedynczym sferolitem znajdziemy, że liczba sferolitów powstających w jednostce czasu w jednostce objętości równa się szybkości tworzenia się zarodków \dot{N} . Mierząc bezpośrednio szybkość G wzrostu sferolitów można wyznaczyć k_s z równania (7). Wartości k_s otrzymane metodą mikroskopową i metodą dylatometryczną wykazują niewielkie rozbieżności, jak widać z przytoczonej tablicy 1. Zgodność wyników świadczy o tym, że w przypadku homopolimerów procesy tworzenia się zarodków i ich wzrostu warunkują ściśle proces rozwoju ogólnej krystalizacji.

Tablica I

Wartości stałej k_s szybkości krystalizacji poliestru dekametylenosebacynowego

Pomiary dylatometryczne		Pomiary mikroskopowe	
$T^\circ\text{C}$	k_s	$T^\circ\text{C}$	k_s
72,6	$5,51 \cdot 10^{-19}$	72	$2,03 \cdot 10^{-18}$
71,6	$4,30 \cdot 10^{-16}$	71,1	$6,84 \cdot 10^{-15}$
70,7	$4,32 \cdot 10^{-13}$	70,1	$1,56 \cdot 10^{-12}$
69,7	$1,00 \cdot 10^{-10}$	69,1	$5,00 \cdot 10^{-10}$
68,6	$2,38 \cdot 10^{-8}$	68,1	$7,85 \cdot 10^{-8}$
67,7	$1,28 \cdot 10^{-5}$	67,1	$2,02 \cdot 10^{-5}$
66,7	$1,50 \cdot 10^{-4}$		

Współczynnik temperaturowy szybkości krystalizacji

Zarówno przebieg izoterm (rys. 4) jak i dane tablicy I wskazują na silną zależność przebiegu procesu krystalizacji od temperatury. Np. porównując wartości współczynnika k_s dla poliestru dekametylenosebacynowego w tem-

peraturze 72,6°C i 66,7°C stwierdzimy zmianę o 15 rzędów wielkości. Zjawisko to jest powszechne.

Wpływ temperatury na proces krystalizacji powinien się objawić w postaci zależności procesu tworzenia się zarodków i ich wzrostu od temperatury. Zależność \dot{N} od temperatury dla substancji niskocząsteczkowych została podana przez Turnbulla i Fishera [16]. Uwzględniając statystyczno-termodynamiczną teorię Flory'ego otrzymano dla krystalizacji substancji wielocząsteczkowych wyrażenie podobne, z tym, że segmenty łańcucha polimeru traktowane są jako odpowiedniki cząsteczek substancji o małym ciężarze cząsteczkowym. Przy założeniu, że zarodek składa się z łańcuchów polimeru ułożonych w formie dysku, równanie na \dot{N} przyjmuje postać:

$$\dot{N} = N_0 \exp\{-E_D/RT - 8\pi\gamma_e\gamma_u^2 T_m^2/RT\Delta H_u^2(\Delta T)^2\}, \quad (8)$$

gdzie:

N_0 — współczynnik charakteryzujący częstość zderzeń międzycząsteczkowych (wprowadzony już w kinetyce gazów), wykazujący bardzo małą zależność od temperatury,

E_D — energia aktywacji, związana z przejściem cząsteczki przez powierzchnię graniczną stop — zarodek krystalizacji,

γ_e — swobodna energia powierzchniowa, przypadająca na jednostkę elementu struktury na końcach krystalitu (granica krystalit — amorfne otoczenie),

γ_u — swobodna energia powierzchniowa, przypadająca na pojedynczy element struktury, powtarzający się na powierzchni dysku,

ΔH_u — ciepło topnienia, przypadające na mol elementu struktury,

T_m — temperatura topnienia,

ΔT — różnica temperatury topnienia i temperatury krystalizacji.

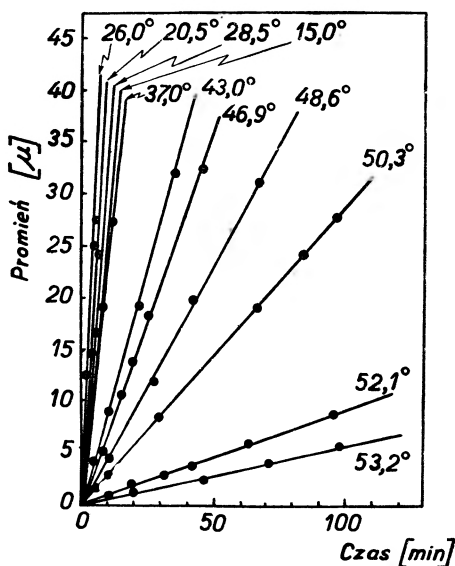
Z charakteru zależności (8) wynika, że maksymalne zmiany wartości \dot{N} będą miały miejsce w temperaturach bliskich T_m . W miarę dalszego obniżania temperatury \dot{N} rośnie już wolniej, osiąga maksimum i następnie maleje. Wydaje się zatem, że klasyczna teoria tworzenia się zarodków może być z dobrym skutkiem stosowana do polimerów. Stwierdzono poza tym, że w temperaturach nieco niższych od T_m^0 wielkość współczynników szybkości krystalizacji zależy od temperatury, lecz praktycznie nie zależy od chemicznej i krystalicznej struktury polimeru. Natomiast w temperaturach znacznie niższych od T_m^0 występuje wyraźny wpływ struktury chemicznej na wartość współczynnika k_s .

Przejdźmy obecnie do współczynników temperaturowych związanych z procesem wzrostu.

W ostatnich czasach przeprowadzono dla różnych polimerów szereg badań [17] mających na celu ustalenie zależności szybkości wzrostu sferolitów od temperatury. Ciekawe wyniki podaje m. in. Takyanagi dla poliestru etylenowego kwasu adypinowego o ciężarze cząsteczkowym 9900. Są one uwzględnione na rys. 7. Widać wyraźnie liniowy wzrost promienia sferolitu z biegiem czasu w określonej temperaturze, jak również zmianę szybkości wzrostu w za-

leżności od zmian temperatury. Początkowo szybkość wzrostu rośnie, osiąga maksimum w określonej temperaturze, a następnie, przy dalszym obniżaniu temperatury, znów maleje. Warto podkreślić, że są to zmiany analogiczne do opisanych poprzednio zmian temperaturowych, charakteryzujących ogólny rozwój krystalizacji.

Warunki temperaturowe, w jakich przeprowadzana jest krystalizacja, odbijają się na własnościach optycznych sferolitów. Różne typy sferolitów powstają np. w obszarze temperatur bliskich T_m w pobliżu maksimum szybkości



Rys. 7. Zależność szybkości wzrostu sferolitów poliestru etylenowego kwasu adypinowego od temperatury [8]

wzrostu i w obszarze temperatur niższych, takich, gdzie zaczyna się zmniejszanie prędkości wzrostu. Te obserwacje podkreślają istnienie związku między morfologią a kinetyką tworzenia się zarodków i ich wzrostu.

Analiza współczynników temperaturowych wzrostu i tworzenia się zarodków w polimerach prowadzi do wniosku, że proces wzrostu obejmuje wtórne tworzenie się zarodków [17]. Liczni badacze [15, 18] zakładają, że jest to proces dwuwymiarowy, odbywający się na powierzchni rosnącego zarodka i przypuszczają, że stała szybkości wzrostu G w pobliżu punktu topnienia spełnia równanie:

$$\log G = \text{const} - C_1 T_m / RT(T_m - T). \quad (9)$$

Należy jednak stwierdzić, że aczkolwiek badania doświadczalne przeprowadzone do r. 1959 potwierdzają istnienie wtórnego tworzenia się zarodków, to jednak brak jeszcze podstaw do stwierdzenia, czy to zjawisko ma charakter powierzchniowy czy przestrzenny.

Z rozważań Floryego i McIntyre'a [17] wynika, że energia swobodna związana z powstawaniem wtórnego zarodka jest znacznie mniejsza niż energia tworzenia się pierwotnego homogenicznego zarodka. To zmniejszenie energii swobodnej mogłoby wynikać z lokalnego oddziaływania kryształitów, rozciągających się z pierwotnych zarodków, na sąsiednie amorfne otoczenie.

Flory i McIntyre wykazali, że już małe zmniejszenie energii swobodnej spowodowałyby wystąpienie bardzo dużej szybkości tworzenia się zarodków wtórných w porównaniu z szybkością powstawania zarodków pierwotnych w przypadkach punktach ukladu i że szczególnie szybko rozwijaliby się kryształy w otoczeniu zarodków pierwotnych. Gdy przeplatania się kątuchów lub zakłócenia w ich budowie przeskadzają zarodkom w rozwijaniu się powyżej pewnej krytycznej wielkości powstać różne struktury sterolitów. W tych warunkach mogą powstać lokalne obszary uporządkowanych kryształitów o pewnym uprzywilejowanym względny układzie, przy czym wielkość powstających kryształitów może być niewiele większa od krytycznej wielkości zarodka.

Na tych samych rozważaniach [17] można oprzeć wyjaśnienie dźwięczności w metodzie niskokątowego rozpraszania promieni X zarówno w mechanicznie zorientowanych, jak i nie zorientowanych kryształicznych polimerach.

Stwierdzono ostatnio w wysoce kryształicznych nie zorientowanych poli-
merach, że wielkość tej periodyczności jest zależna od temperatury kryształizacji i może być powiązana z wielkościami, które decydują o tworzeniu się zarodków.

Może warto podkreślić, że gdy się założy, że stąda szybkości wzrostu sferycznych zarodków, to obserwowanymi w szerokiej temperaturze kryształizacji. Maksymalna szybkość przypada nieco poniżej temperatury T_m i nie musi być zgodna z obserwowanymi w szerokiej temperaturze kryształizacji. W tym miejscu należy zaznaczyć, że stąda szybkości wzrostu sferycznych zarodków i od termodynamicznych czynników decydujących o wielkości krytycznego zarodka. W temperaturze T_g przejsia do stanu szklistego zmiany szybkości wzrostu wynikają z wpływu temperatury na energię aktywacji ruchu segmentów. Badania ogólnej szybkości rozwoju kryształizacji w pobliżu T_m doprowadziły do wniosku, że zmiany stądej k_s szybkości kryształizacji w zależności od temperatury wskazują na rozwójmiarowy rozwój procesu tworzenia się zarodków [3] i że stąda k_s spełnia równanie:

$$k_s = \frac{1}{x} \cdot \frac{X}{\rho} \cdot \frac{\partial}{\partial c} N_0 G_0^* \exp \left[- \frac{4RT}{RT} - (1 + 3a) \cdot 8\pi r_0^2 \gamma_s^* T_m^m / RT (\Delta H)^n (\Delta T)^2 \right], \quad (10)$$

gdzie a — wielkość mniejsza od 1, wyrażająca stosunek energii swobodnych wtórnego i pierwotnego tworzenia się zarodków. Znaczenie pozostających wielkości, występujących w tym równaniu, było omówione w związku z równaniem (7) i (8).

Z rozważań Floryego i McIntyre'a [17] wynika, że energia swobodna związana z powstawaniem wtórnego zarodka jest znacznie mniejsza niż energia tworzenia się pierwotnego homogenicznego zarodka. To zmniejszenie energii swobodnej mogłoby wynikać z lokalnego oddziaływania krystalitów, rozwijających się z pierwotnych zarodków, na sąsiednie amorfne otoczenie.

Flory i McIntyre wykazali, że już małe zmniejszenie energii swobodnej spowodowałoby wystąpienie bardzo dużej szybkości tworzenia się zarodków wtórnych w porównaniu z szybkością powstawania zarodków pierwotnych w przypadkowych punktach układu i że szczególnie szybko rozwijałyby się kryształy w otoczeniu zarodków pierwotnych. Gdy przeplatania się łańcuchów lub zakłócenia w ich budowie przeszkadzają zarodkom w rozwijaniu się powyżej pewnej krytycznej wielkości powstają różne struktury sferolitów. W tych warunkach mogą powstawać lokalne obszary uporządkowanych krystalitów o pewnym uprzywilejowanym względnym układzie, przy czym wielkość poszczególnych krystalitów może być niewiele większa od krytycznej wielkości zarodka.

Na tych samych rozważaniach [17] można oprzeć wyjaśnienie długich okresów periodyczności, obserwowanych w metodzie niskokątowego rozpraszania promieni X zarówno w mechanicznie zorientowanych, jak i nie zorientowanych krystalicznych polimerach.

Stwierdzono ostatnio w wysoce krystalicznych nie zorientowanych polimerach, że wielkość tej periodyczności jest zależna od temperatury krystalizacji i może być powiązana z wielkościami, które decydują o tworzeniu się zarodków.

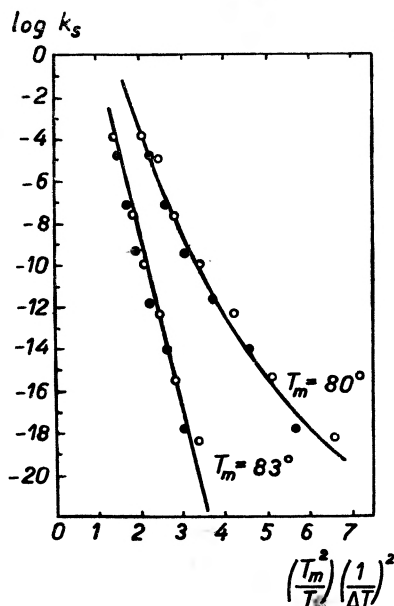
Może warto podkreślić, że gdy się założy, że stała szybkości wzrostu sferolitów spełnia podobne równanie jak szybkość tworzenia się zarodków, to otrzymuje się wyniki zgodne z obserwowanymi w szerokich granicach temperatur krystalizacji. Maksymalna szybkość przypada nieco poniżej temperatury T_m , zależnie od energii aktywacji związanej z dopływem cząsteczek do wzrastającego zarodka i od termodynamicznych czynników decydujących o wielkości krytycznego zarodka. W temperaturach poniżej tego maksimum w miarę zbliżania się do temperatury T_g przejścia do stanu szklistego zmiany stałej szybkości wzrostu wynikają z wpływu temperatury na energię aktywacji ruchu segmentów.

Badania ogólnej szybkości rozwoju krystaliczności w pobliżu T_m doprowadziły do wniosku, że zmiany stałej k_s szybkości krystalizacji w zależności od temperatury wskazują na trójwymiarowy rozwój procesu tworzenia się zarodków [3] i że stała k_s spełnia równanie:

$$k_s = \frac{\pi}{3} \cdot \frac{1}{X_w} \cdot \frac{\rho_c}{\rho_a} N_0 G_0^s \exp \left[-\frac{4E_D}{RT} - (1 + 3\bar{a}) \cdot 8\pi\gamma_e \gamma_u^2 T_m^2 / RT (\Delta H_u)^2 (\Delta T)^2 \right], \quad (10)$$

gdzie \bar{a} — wielkość mniejsza od 1, wyrażająca stosunek energii swobodnych wtórnego i pierwotnego tworzenia się zarodków. Znaczenie pozostałych wielkości, występujących w tym równaniu, było omówione w związku z równaniem (7) i (8).

Wykreślając zależność $\log k_s$ od $\frac{T_m^2}{T} \cdot \left(\frac{1}{\Delta T}\right)^2$ powinniśmy otrzymać linię prostą, jeśli równanie (10) jest słuszne. Rys. 8 przedstawia przebieg tych zależności dla poliestru dekametyleno-sebacynowego przy uwzględnieniu danych liczbowych z tablicy I. Uwzględnione są zarówno wyniki dylatometrycznych, jak i mikroskopowych pomiarów k_s . Dwie krzywe otrzymano ze względu na to,



Rys. 8. Zależność $\log k_s$ od $\frac{T_m^2}{T} \cdot \left(\frac{1}{\Delta T}\right)^2$ dla poliestru dekametyleno-sebacynowego

- — punkty otrzymane na podstawie pomiarów dylatometrycznych,
● — punkty otrzymane na podstawie pomiarów mikroskopowych

że wobec trudności dokładnego określenia wartości T_m^0 przyjęto raz temperaturę topnienia 80°C , drugi raz 83°C . W pierwszym przypadku otrzymano linię krzywą, w drugim przy wartości T_m^0 , która wydawała się bardziej uzasadniona, otrzymano linię prostą odpowiadającą spełnieniu równania (10).

Słuszność równania (10) była też potwierdzona w badaniach Genta [9], odnoszących się do ogólnej szybkości krystalizacji naturalnego kauczuku w całym przedziale temperatur, gdzie krystalizacja jest możliwa.

Kinetyka krystalizacji polimerów z roztworów

Jak wspominaliśmy we wstępie, możliwa jest zarówno krystalizacja polimerów ze stopów, jak i z roztworów w rozpuszczalnikach o niskim ciężarze cząsteczkowym. Badania były przeprowadzane zarówno w roztworach silnie stężonych (dziewięćdziesiąt parę procent), jak i w bardzo rozcieńczonych

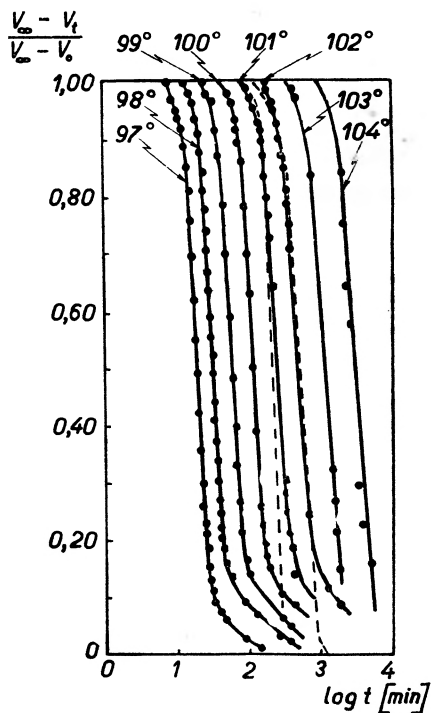
cieńczenia coraz poważniejszą rolę w procesie wzrostu będzie grała dyfuzja segmentów polimeru do powierzchni granicznej ciec—krystalit. Brak jest bezpośrednich danych opartych na badaniach mikroskopowych odnośnie do szybkości tworzenia się i wzrostu zarodków. Stałe szybkości k_s krystalizacji z roztworów otrzymuje się drogą pośrednią z porównania najlepiej do siebie pasujących izoterm: wzorcowej i teoretycznej. Dla niezbyt rozcieńczonych roztworów, gdy ΔT dla roztworu i dla stopu są porównywalne, otrzymuje się prawie takie same wielkości k_s w przypadku krystalizacji ze stopu i z roztworu. Większe rozbieżności występują przy roztworach silniej rozcieńczonych.

W przypadku bardzo rozcieńczonych roztworów przeprowadzono obserwacje za pomocą mikroskopów elektronowych [19, 20]. Stosowano stężenia mniejsze od 1% wagowego polimeru. W przypadku liniowego polietylenu otrzymywano pojedyncze kryształy w postaci blaszek. Kształt kryształów zależał zresztą od stężenia i od temperatury krystalizacji. Przy wyższych stężeniach występowały kryształy o kształcie romboidalnym. Temperatury bardziej odległe od temperatury topnienia sprzyjały powstawaniu kryształów o dendrytowej strukturze. Stwierdzono też, że kierunek łańcucha polimeru jest prostopadły do większej powierzchni kryształu. Za pomocą mikroskopu elektronowego ustalono, że wzrost tej powierzchni wiąże się ze śrubowymi dyslokacjami.

Ostatnio podjęto też szczegółowe badania kinetyki krystalizacji izotermicznej metodami dylatometrycznymi w zakresie małych stężeń, takich samych jak przy wyżej opisanych badaniach mikroskopowych. Rys. 10 przedstawia zestaw izoterm, otrzymanych podczas krystalizacji liniowego polietylenu z 0,25% roztworu w α -chloronaftalenie. W zakresie wartości ΔT od 5—12°C poszczególne izotermy ładnie się nakładają, a ich kształt potwierdza poprzednio przyjęte mechanizmy procesów tworzenia się zarodków i ich wzrostu. Wybór wymienionego zakresu ΔT tym się tłumaczy, że dla mniejszych stopni przechłodzenia czas upływający do zaobserwowania pierwszych śladów krystalizacji jest bardzo długi, a przy większych ΔT — krystalizacja przebiega tak szybko, że nie można dokładnie badać jej rozwoju.

Dla bardzo rozcieńczonych roztworów 1 ÷ 0,05% przebieg izoterm w wymienionych granicach ΔT jest analogiczny jak przy krystalizacji ze stopu z tym, że w roztworach zaznacza się gwałtowniejsze zakończenie procesu. Występuje dobra zgodność izoterm wzorcowej z izotermą teoretyczną dla wartości $n = 4$ lub $n = 3$, tzn. do opisu zjawisk krystalizacji w bardzo rozcieńczonych roztworach polimerów można stosować te same założenia jak przy wyprowadzaniu równania (7). Rozbieżności przebiegu izoterm teoretycznej i doświadczalnej w początkowej ich części mogą wynikać z koniecznych procesów dyfuzji, prowadzących do wytworzenia dużych lokalnych zagęszczeń segmentów, na których rozpoczyna się krystalizacja. Poza tym stosują się założenia o homogenicznym tworzeniu się zarodków krystalizacji i ich wzroście dwu- lub trzy-wymiarowym. Nie mamy możliwości szerzej rozwijać tych zagadnień.

Na zakończenie jeszcze parę wiadomości o kinetyce krystalizacji kopolimerów. Badania doświadczalne wykazały, że krystalizacja może zachodzić nawet wtedy, gdy łańcuchy polimeru nie wykazują idealnej regularności. Te nieregularności mogą być wynikiem izomerii geometrycznej lub stereochemicznej, istnienia rozgałęzień, usieciowań lub też po prostu mogą być związane z kopolimeryzacją. Ogólnie biorąc nie przewiduje się, aby „obce“ elementy budowy wchodziły do zasadniczej siatki krystalicznej, a więc wchodziły w grę



Rys. 10. Wykres zależności $\frac{V_{\infty} - V_t}{V_{\infty} - V_0}$ od $\log t$ dla krystalizacji liniowego polietylenu z 0,25% roztworu w α -chloronaftalenie przy różnych temperaturach

tylko określone układy elementów, podlegających krystalizacji, przy czym rozmiary tych układów zależą od składu chemicznego i od sposobu otrzymywania polimeru.

Topnienie kopolimerów odbywa się w dość szerokim obszarze temperatur i bardzo trudno jest określić odpowiednik T_m^0 , tzn. temperaturę, w której zanikają ostatnie ślady krystaliczności.

W chwili obecnej jest jeszcze bardzo mało prac poświęconych kinetyce krystalizacji kopolimerów. Następujące wnioski wydają się typowe dla krystalizacji polimerów, wykazujących nieregularności budowy:

1. Nie otrzymuje się nakładalnych izoterm.

2. Kształt izoterm zmienia się gwałtownie przy zmianie temperatury krystalizacji i dopiero przy znacznym stopniu przechłodzenia kształt krzywych

staje się podobny do izoterm charakteryzujących krystalizację ze stopów homopolimerów. Innymi słowy szybkości tworzenia się zarodków i ich wzrostu nie są stałe w czasie przy małych stopniach przechłodzenia i ponadto przyjmują one różne wartości w zależności od temperatury, w jakiej przeprowadzane są badania krystalizacji izotermicznej. Dopiero dalszy rozwój badań eksperymentalnych w tej dziedzinie pozwoli na rozwinięcie teorii procesu krystalizacji. Można jednak oczekiwać zależności przebiegu krystalizacji i kształtu izoterm w pobliżu temperatury topnienia od stężenia elementów zdolnych do krystalizacji, od ich rozkładu i sposobu ich powtarzania się w łańcuchu. W przypadku kopolimerów o bardzo uporządkowanej budowie przebieg krystalizacji powinien odpowiadać zjawiskom obserwowanym w homopolimerach. Natomiast w kopolimerach, w których jednostki struktury nie mają tendencji do regularnego i przemiennej występowania, krystalizacja zachodziłaby z wielkim trudem (chyba, że wystąpiłaby kokrystalizacja).

Reasumując można powiedzieć, że krystalizacją polimerów o budowie regularnej rządzą podobne zasady jak krystalizacją substancji niskocząsteczkowych. Istotną rolę gra proces tworzenia się zarodków i ich wzrostu, przy czym proces wzrostu najprawdopodobniej wiąże się z wtórnym tworzeniem się zarodków, którego mechanizm nie jest jeszcze całkowicie wyjaśniony. Analogia krystalizacji substancji nisko i wysokocząsteczkowych dotyczy nie tylko kinetyki procesu, lecz także i morfologii otrzymanywanych tworów krystalicznych. Podkreślaliśmy bowiem w części pierwszej artykułu, że sferolity, ogólnie obserwowane w polimerach, tworzą się również przy krystalizacji substancji niskocząsteczkowych. Na zakończenie wypada jednak podkreślić, że nie obserwowaliby się powstawania sferolitów w czasie krystalizacji „zupełnie czystych“ substancji zarówno niskocząsteczkowych, jak i polimerów, chyba że miałyby miejsce bardzo duże przechłodzenie i bardzo szybka krystalizacja [21, 22, 23]. Zanieczyszczenia roztworu lub stopu wywołujące powstawanie sferolitów w czasie krystalizacji mogą być substancjami wprowadzonymi rozmyślnie dla wywołania zmiany przebiegu procesu lub też mogą stanowić frakcje niskocząsteczkowe polimerów. Polimery zawsze wykazują polidispersję ciężarów cząsteczkowych, toteż charakterystyczne dla krystalizacji polimerów jest tworzenie się sferolitów. Wpływ zanieczyszczeń na przebieg krystalizacji był dyskutowany przez kilku autorów. Nie wchodząc w szczegóły tej dyskusji podkreślimy kilka ważniejszych punktów. W przypadku obecności zanieczyszczeń istotną rolę musi grać ich dyfuzja. Zanieczyszczenia raczej nie wchodzą do sieci krystalicznej, a zatem rosnący kryształ „wypycha“ je na dalsze pozycje. W ten sposób rośnie stężenie zanieczyszczeń w najbliższym, ciekłym otoczeniu rosnącego kryształu. Oczywiście wpływa to komplikująco na kinetykę procesu krystalizacji oraz na kształt powstających kryształów.

W przypadku krystalizacji polimeru ze stopu lub roztworu stwierdza się mniejszą szybkość krystalizacji cząsteczek o łańcuchu krótszym od średniej jego długości. Wskutek tego cząsteczki należące do frakcji niskocząsteczkowych będą „odsuwane“ i w pobliżu powierzchni rosnącego kryształu ich stężenie

będzie większe. To z kolei spowoduje obniżenie szybkości tworzenia się zarodków, a więc w zasadniczy sposób wpłynie na proces krystalizacji. Z tych samych względów zakłócona będzie dyfuzja nowych segmentów do powstającego zarodka krystalizacji. Trzeba jednak stwierdzić, że dotychczas stosunkowo mało uwagi poświęcono wpływowi rozkładu ciężarów cząsteczkowych lub składu stopu [24] na kinetykę krystalizacji polimeru. Wiąże się to z tym, że doświadczalne metody badania kinetyki krystalizacji dotyczą przede wszystkim ogólnej szybkości krystalizacji. Nie można (albo trudno) rozdzielić procesu powstawania zarodków pierwotnych i wtórnych, a właśnie ten ostatni jest silnie uzależniony od istnienia zanieczyszczeń.

Jak widać z tego — z konieczności krótkiego — przeglądu, mimo osiągnięcia wielu ciekawych wyników doświadczalnych i teoretycznych, pozwalających na wyjaśnienie podstawowego mechanizmu krystalizacji polimerów, wiele problemów jest jeszcze nie rozwiązanych. Wydaje się konieczne dalsze, równoległe prowadzenie szeroko zakrojonych badań morfologicznych i badań kinetyki krystalizacji, gdyż wiążą się one z zagadnieniami ciekawymi i ważnymi zarówno z punktu widzenia poznawczego, jak i praktycznego.

Literatura

- [1] L. A. Wood, N. Bekkedahl, J. appl. Phys., **17**, 362 (1946).
- [2] N. Bekkedahl, J. Res. N.B.S., **13**, 411 (1934).
- [3] L. Mandelkern, F. A. Quinn, P. J. Flory, J. appl. Phys., **25**, 830 (1954).
- [4] L. Mandelkern, J. Appl. Phys., **26**, 443 (1955).
- [5] A. D. McIntyre, P. J. Flory, J. Polym. Sci., **18**, 592 (1955).
- [6] F. P. Price, J. Amer. Chem. Soc., **74**, 34 (1952).
- [7] P. W. Allen, Trans. Faraday Soc., **48**, 1178 (1952).
- [8] L. Mandelkern, *Growth and Perfection of Crystals*, ed. Doremus, J. Wiley, N.Y. 1958.
- [9] A. N. Gent, J. Polym. Sci., **18**, 321 (1955).
- [10] A. Kovacs, *Ricerca Sci. (Suppl. A.)*, **25**, 668 (1955).
- [11] M. Avrami, J. chem. Phys., **7**, 1103 (1939).
- [12] M. Avrami, J. chem. Phys., **8**, 212 (1940).
- [13] M. Avrami, J. chem. Phys., **9**, 177 (1941).
- [14] U. R. Evans, Trans. Faraday Soc., **41**, 365 (1945).
- [15] B. Kahle, Z. Elektrochem, **61**, 1318 (1957).
- [16] D. Turnbull, J. C. Fisher, J. chem. Phys., **17**, 71 (1949).
- [17] P. J. Flory, A. D. McIntyre, J. Polym. Sci., **18**, 592 (1955).
- [18] B. Kahle, H. A. Stuart, J. Polym. Sci., **25**, 486 (1957).
- [19] P. H. Till, J. Polym. Sci., **24**, 301 (1957).
- [20] A. Keller, Phil. Mag., **2**, 1171 (1957).
- [21] J. W. Rutter, B. Chalmers, *Canad. J. Phys.*, **31**, 15 (1953).
- [22] F. Weinberg, B. Chalmers, *Canad. J. Phys.*, **79**, 381 (1951).
- [23] F. Weinberg, B. Chalmers, *Canad. J. Phys.*, **80**, 488 (1952).
- [24] F. D. Hartley, F. W. Lord, L. B. Morgan, *Ricerca sci.*, **25**, 577 (1955).
- [25] R. D. Evans, H. R. Mighon, P. J. Flory, J. Amer. Chem. Soc., **72**, 2018 (1950).

*Bolesław Wysocki*Instytut Metalurgii Żelaza
Gliwice*Walerian Ziętek*Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Wrocławskiego
Wrocław**Struktura domenowa ferromagnetyków w świetle badań doświadczalnych**

Treść:

	Str.
1. Wstęp	307
2. Metody obserwacji struktury domenowej	310
2.1. Metoda figur proszkowych	310
2.2. Metody magnetoptyczne	312
2.3. Metody elektronograficzne	314
2.4. Metody neutronograficzne	316
2.5. Metoda sondy permalloyowej	317
3. Wpływ różnych czynników na strukturę domenową	318
3.1. Rola symetrii wewnętrznej kryształu	318
3.2. Rola symetrii zewnętrznej kryształu	319
3.3. Zależność struktury domenowej od rozmiarów kryształu	328
3.4. Wpływ obcych wtrąceń i wad sieci krystalicznej	335
3.5. Wpływ naprężeń na strukturę domenową	336
3.6. Zależność struktury domenowej od temperatury	337
3.7. Wpływ zewnętrznego pola magnetycznego	340
4. Uwagi końcowe	343

1. Wstęp

Niedawno temu ukazał się na łamach niniejszego czasopisma dość obszerny artykuł [1], przedstawiający w zarysie ewolucję poglądów na strukturę domenową ferromagnetyków. Omówiono w nim najogólniej zasadnicze etapy rozwoju teorii struktury domenowej, począwszy od pionierskich prac Weissa [2], Heisenberga [3] i Blocha [4], poprzez półklasyczne rozważania Landaua i Lifszica [5], Szirobokowa [6], Néela [7] i Kittela [8], aż po półklasyczne [9—16] i kwantowe [17, 18] prace lat ostatnich¹. Dokonano również

¹ Cytowana tu literatura z teorii struktury domenowej obejmuje jedynie najważniejsze pozycje teoretyczne. Nieco bogatszy zestaw zawiera artykuł [1]. Dla bliższego zapoznania się z ogólną problematyką teoretyczną z tego zakresu i zagadnień pokrewnych odsyłamy zainteresowanych do prac [19—29].

pobieżnego przeglądu najciekawszych wyników doświadczalnych w tej dziedzinie, mających zilustrować rozważania teoretyczne i równocześnie zaznajomić mniej obeznanego Czytelnika z najważniejszymi, a zarazem najbardziej charakterystycznymi typami struktur domenowych w monokryształach ferromagnetycznych². Artykuł ten jest jednak zaledwie wstępem do rozległej już dziś problematyki struktury domenowej ferromagnetyków, która — aczkolwiek stanowi przecież niewielki dział fizyki i badana jest intensywnie prawie od początku naszego stulecia — jest daleka jeszcze od wyczerpania. Świadczy o tym chociażby fakt, iż właśnie w ostatnich latach obserwuje się szczególnie dynamiczny rozwój badań w tej dziedzinie, zwłaszcza badań doświadczalnych, i z roku na rok wzrasta liczba prac poświęconych tej tematyce.

Wydaje się, iż głównie dwa czynniki decydują o tak dużej atrakcyjności tej problematyki w dobie fizyki jądra atomowego i cząstek elementarnych: 1° — wzrastająca wciąż rola materiałów magnetycznych we współczesnej fizyce i technice, wśród których ferromagnetyki zajmują poczesne miejsce; 2° — stosunkowo prosta, jak na współczesne możliwości, technika eksperymentalna, którą się tu stosuje. Toteż wydaje się ze wszech miar celowe, aby szerzej i nieco dokładniej informować zainteresowane kręgi czytelnicze o aktualnym stanie badań nad strukturą domenową ferromagnetyków.

Artykuł niniejszy jest poniekąd kontynuacją artykułu [1]; stanowi bowiem jego istotne uzupełnienie w odniesieniu do strony doświadczalnej badanego zjawiska. Omówimy w nim najczęściej stosowane metody obserwacji i najważniejsze typy struktury domenowej, jak również wpływ rozmaitych czynników na tę strukturę. Zakładamy, że Czytelnik posiada znajomość elementów teorii ferromagnetyzmu i podstaw teorii struktury domenowej na poziomie artykułu [1]. Bliższemu omówieniu dotychczasowych ujęć teoretycznych tego zagadnienia poświęcimy w najbliższym czasie specjalny artykuł. W tym miejscu ograniczymy się jedynie do przypomnienia podstawowych pojęć, założeń i wniosków teorii struktury domenowej.

Domenami nazywamy obszary jednakowego namagnesowania w kryształach ferromagnetycznym. Tworzą się one samorzutnie w temperaturze niższej od temperatury Curie, jako rezultat „rywalizacji“ dwóch typów oddziaływań między spinami atomów siatki krystalicznej. Jednym z nich jest tzw. *oddziaływanie wymienne Heisenberga* [3], które ze względu na wektorowe operatory spinu S_μ^a (a — wskaźnik atomu, μ — wskaźnik składowej) jest izotropowe i powoduje w niskich temperaturach równoległe ustawienie spinów wszystkich atomów. Odpowiadająca temu oddziaływaniu energia izotropowa H_I kryształu ma postać

$$H_I = \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} A^{\alpha\beta} \sum_{\mu} S_{\mu}^{\alpha} S_{\mu}^{\beta}, \quad (1)$$

gdzie $A^{\alpha\beta}$ oznacza tzw. całkę wymiany Heisenberga, która jest dla ferromagnetyków ujemna. Drugim typem oddziaływania jest anizotropowe oddziaływanie

² Bogatszy przegląd materiału doświadczalnego znaleźć można w pracach [29—38].

spin—orbital, zmierzające w niskich temperaturach do przeciwnieległego ustawienia spinów bezpośrednio ze sobą sąsiadujących atomów. Przypisywanej temu oddziaływaniu energii anizotropii magnetycznej H_A nadaje się zwykle postać multipolową³

$$H_A = \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} C^{\alpha\beta} \sum_{\mu, \nu} \{ \delta_{\mu\nu} - 3r_{\mu}^{\alpha\beta} r_{\nu}^{\alpha\beta} (r^{\alpha\beta})^{-2} \} S_{\mu}^{\alpha} S_{\nu}^{\beta} + \\ + \sum_{\substack{\alpha, \beta \\ \alpha \neq \beta}} D^{\alpha\beta} (r^{\alpha\beta})^{-4} \sum_{\mu, \nu, \sigma, \rho} r_{\mu}^{\alpha\beta} r_{\nu}^{\alpha\beta} r_{\sigma}^{\alpha\beta} r_{\rho}^{\alpha\beta} S_{\mu}^{\alpha} S_{\nu}^{\alpha} S_{\sigma}^{\beta} S_{\rho}^{\beta}, \quad (2)$$

gdzie $r_{\mu}^{\alpha\beta}$ jest wektorem położenia atomu β względem atomu α , zaś $C^{\alpha\beta}$ i $D^{\alpha\beta}$ są dodatnimi stałymi sprzężenia oddziaływania wymiennego pseudodipolowego i kwadrupolowego [39, 1, 18]. Są one odpowiednio o około² trzy i pięć rzędów wielkości mniejsze od bezwzględnej wartości całki wymiany Heisenberga [40, 41].

Oddziaływanie anizotropowe jest powodem istnienia w monokryształach ferromagnetycznym tzw. łatwych kierunków namagnesowania (kierunków magnetycznie wyróżnionych), w których kryształ w zewnętrznym polu magnetycznym zgodnie skierowanym magnesuje się szczególnie łatwo do nasycenia. Kierunki te pokrywają się zwykle z głównymi osiami symetrii siatki krystalicznej. Np. w kobaltie, który jak wiadomo ma budowę heksagonalną gęstego upakowania, kierunkiem magnetycznie łatwym jest oś heksagonalna; w żelazie, które reprezentuje układ sześcienny wewnętrznie scentrowany, mamy już trzy łatwe kierunki, pokrywające się z krawędziami elementarnego sześcianu; w niklu, krystalizującym w układzie sześciennym powierzchniowo scentrowanym, kierunkami łatwymi są cztery przekątne wewnętrzne elementarnego sześcianu.

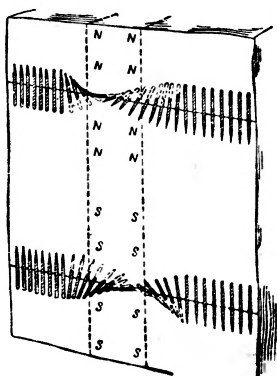
Domeny namagnesowane są z reguły w jednym z kierunków magnetycznie wyróżnionych. Między dwiema sąsiednimi domenami istnieje obszar przejściowy, zwany ścianką Blocha [4, 8, 1], w którym wektor namagnesowania \vec{I}_s przechodzi z położenia w jednej domenie do tegoż w drugiej, i to przez obrót wokół osi prostopadłej do płaszczyzny ścianki [42]. Rozróżniamy domeny wewnętrzne albo podstawowe, wypełniające wnętrze kryształu, oraz domeny brzegowe albo zamykające, tworzące się zazwyczaj tuż przy powierzchni kryształu i zapewniające całkowite lub częściowe zamknięcie strumienia magnetycznego we wnętrzu monokryształu. Domeny brzegowe powstają również wokół wad kryształu. W takich wypadkach nazywać je będziemy krócej domenami wtrąconymi.

³ Postać (2) operatora energii anizotropii jest szczególnym przypadkiem ogólnej formy tensorowej, podanej w artykule [1], i została po raz pierwszy zastosowana do teorii struktury domenowej w pracach [18]. Od kilku lat używa się jej coraz częściej do opisu własności termodynamicznych ferromagnetyków. W teoriach klasycznych struktury domenowej, w których spin jest wektorem liczbowym, używa się fenomenologicznych postaci energii anizotropii, zależnych od liczby kierunków magnetycznie wyróżnionych [1, 8, 13].

2. Metody obserwacji struktury domenowej

2.1. Metoda figur proszkowych

Najstarszą i najbardziej rozpowszechnioną metodą obserwacji struktury domenowej jest tzw. metoda figur proszkowych. Wykorzystuje się w niej występowanie na powierzchni ferromagnetyku dość silnych lokalnych pól magnetycznych, pochodzących od ścianek Blocha (rys. 1 i np. praca [44]) lub od „otwartych“ domen, których wektor namagnesowania nie jest równoległy do powierzchni próbki (np. na powierzchni podstawowej kryształu jednoosiowego [8, 45, 1]). Jeżeli na powierzchnię kryształu ferromagnetyku nałożyć



Rys. 1. Model 180° ścianki Blocha, pokazujący obrót wektora namagnesowania (spinu) w dwóch możliwych kierunkach [43]

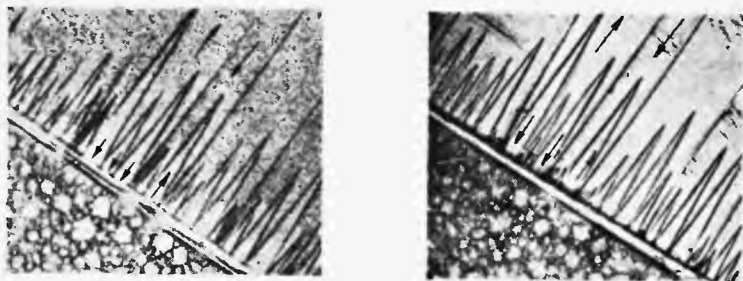
koloidalną zawiesinę proszku ferromagnetycznego (np. Fe_3O_4 ; średnica cząstek poniżej 1μ), to proszek gromadzi się w tych miejscach, w których występują wystarczająco silne lokalne pola magnetyczne, ujawniając w ten sposób ścianki Blocha lub bieguny domen. Pierwsi zastosowali tę metodę von Hamòs i Thiessen, Bitter oraz Akułow i Diegtjar [46—48]. Jednakże mechaniczne polerowanie obserwowanej powierzchni spowodowało pojawienie się skomplikowanych figur proszkowych, nie oddających adekwatnie wewnętrznej struktury domenowej. Dopiero zastosowanie polerowania elektrolitycznego do obróbki powierzchni kryształu przez Elmore'a [49] pozwoliło usunąć naprężenia, powstałe wskutek obróbki mechanicznej i uzyskać wierny obraz struktury domenowej (rys. 2). Metoda ta została znacznie udoskonalona przez Williamsa i współpracowników [50], którzy ponadto podali prosty sposób określania kierunku wektora namagnesowania domen („metoda rys“). Polega on na nacinaniu rys na obserwowanej powierzchni. Jeżeli rysa biegnie równoległe do kierunku namagnesowania, to proszek się w niej nie gromadzi i rysa jest niewidoczna. W przeciwnym wypadku rysa przecina linie sił pola magnetycznego domeny, co powoduje powstanie w niej lokalnego (liniowego) bieguna magnetycznego, a zatem i gromadzenie proszku. W ten sposób staje się ona

widoczna. Inny sposób określania kierunku wektora namagnesowania domeny polega na zastosowaniu sondy magnetycznej [50].

Williams i współpracownicy [50] są również autorami innej metody obserwacji struktury domenowej. Wykorzystali oni drobny tlenek magnetyczny (średnica cząstek poniżej 1μ), powstający przy spalaniu pięciokarbonylku żelaza i osadzający się na odpowiednio przygotowanej powierzchni próbki. Wadą tej metody jest to, że uzyskane figury są nieruchome i nie zmieniają się



Rys. 2. Figury proszkowe na powierzchni (100) monokryształu FeSi po polerowaniu mechanicznym (a) i elektrolitycznym (b). Według [13]



Rys. 3. Struktura domenowa na powierzchni aksjalnej (górna część rysunków) i bazalnej (dolny lewy róg) kryształów kobaltu, uzyskana metodą zawiesiny koloidalnej (a) i suchego proszku (b). Według [51]

w ślad za zmianą struktury domenowej pod wpływem czynników zewnętrznych (np. pola magnetycznego, naprężeń). Andrä i Schwabe [51] porównali obraz struktury domenowej uzyskany metodą zawiesiny koloidalnej i suchego proszku. Stwierdzili oni, że obrazy otrzymane obiema metodami są identyczne (rys. 3).

Wadą metody figur proszkowych jest to, że nie nadaje się ona do badania struktury domenowej w wysokich i niskich temperaturach. Wodną zawiesinę proszku ferromagnetycznego można stosować tylko w zakresie temperatur od 0 do 90°C . Andrä [52], który badał strukturę domenową kryształu kobaltu w zakresie temperatur od $+20$ do $+380^{\circ}\text{C}$, zamiast zawiesiny wodnej użył zawiesiny w parafinie. Doświadczalnie stwierdzono, że metodę figur proszkowych można stosować jedynie do kryształów o dużej wartości energii anizo-

tropii. W przypadku małej wartości tej energii (np. w kryształach pewnych typów permalloyów) uzyskany obraz struktury domenowej jest nieostry. Bergman [53] wykazał, że do badania struktury domenowej kryształu o małej wartości energii anizotropii należy stosować proszki, których nasycenie magnetyczne jest znacznie mniejsze od ogólnie stosowanych.

Metoda figur proszkowych posiada też ograniczoną zdolność rozdzielczą, uwarunkowaną rozmiarami cząstek (szerokość pasma, wzdłuż którego gromadzi się proszek, nie jest dokładnie równa szerokości ścianki Blocha). Nie można również tą metodą obserwować ścianek innego typu (np. w cienkich warstwach tzw. ścianki Néela [54], w których składowa wektora namagnesowania, normalna do płaszczyzny warstwy, jest niewielka lub równa zeru, a obrót wektora namagnesowania w ściance odbywa się w płaszczyźnie warstwy).

2.2. Metody magnetoptyczne

Do obserwacji struktury domenowej można wykorzystać magnetoptyczne zjawisko Kerra [55]. Przy odbiciu liniowo spolaryzowanego światła od powierzchni kryształu ferromagnetycznego następuje skręcenie płaszczyzny pola-

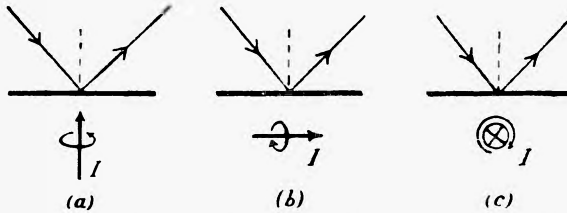


Rys. 4. Przeciwrównolegle namagnesowane domeny podstawowe na powierzchni (110) monokryształu FeSi przy różnych temperaturach, obserwowane za pomocą zjawiska Kerra: a — 20°C; b — 300°C; c — 700°C (Kireński, Diegtjar [37])

ryzacji nawet wtedy, gdy jest ona równoległa czy też prostopadła do płaszczyzny padania światła. Kąt skręcenia jest niewielki i zależy od kierunku i natężenia pola magnetycznego przy powierzchni kryształu oraz długości fali i kąta padania światła. Dzięki temu domeny o różnej orientacji wektora namagnesowania powodują odpowiednio różne skręcenie płaszczyzny polaryzacji. Obserwowane wizualnie lub rejestrowane na kliszy fotograficznej posiadają różną jasność przy odpowiednim ustawieniu nikoli analizatora (rys. 4). W zależności od lokalnego położenia wektora namagnesowania względem powierzchni próbki i płaszczyzny polaryzacji rozróżniamy trzy przypadki zjawiska Kerra [56, 57, 37]: 1° — zjawisko biegunowe — gdy wektor namagnesowania jest prostopadły do powierzchni próbki (rys. 5a); 2° — zjawisko podłużne (lub południkowe) — gdy wektor namagnesowania leży w płaszczyźnie powierzchni próbki i w płaszczyźnie padania światła spolaryzowanego (rys. 5b); 3° — zjawisko poprzeczne (lub równikowe) — gdy wektor namagnesowania leży

w płaszczyźnie powierzchni próbki i jest prostopadły do płaszczyzny padania światła (rys. 5c).

W przypadku biegunowego zjawiska Kerra kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji jest największy, gdy światło pada prostopadle na powierzchnię próbki. Dlatego też ten typ zjawiska Kerra wykorzystuje się przede wszystkim do obserwacji ścianek Blocha [58, 59] — zwłaszcza 180° (tzn. oddzielających



Rys. 5. Schematyczna ilustracja trzech przypadków zjawiska Kerra: a — biegunowe; b — podłużne; c — poprzeczne

przeciwrównoległe namagnesowane domeny) — oraz struktury domenowej na powierzchni podstawowej kryształu jednoosiowego [55, 60, 61].

W wypadku, kiedy wektor namagnesowania domen leży w płaszczyźnie powierzchni próbki (lub wystaje z niej nieznacznie), należy wykorzystać podłużne lub poprzeczne zjawisko Kerra. Główną trudnością jednakże jest to, że kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji jest bardzo mały (np. dla Fe wynosi



Rys. 6. Struktura domenowa cienkiej warstwy (500 Å) permalloyu (81% Ni, 19% Fe), obserwowana przy pomocy zjawiska Faradaya [67]

on maksymalnie $5'$ [62]). Trudność tę można pokonać powlekając powierzchnię ferromagnetyku cienką warstwą dielektryku lub półprzewodnika, co powoduje zwiększenie kąta skręcenia [62, 63]. Jest ono wynikiem interferencji światła spolaryzowanego odbitego od naniesionej warstewki (odbicie bez skręcenia płaszczyzny polaryzacji) z wiązką światła odbitego od powierzchni próbki (odbicie ze skręceniem płaszczyzny polaryzacji). Zastosowanie zjawiska podłużnego i poprzecznego znaleźć można między innymi w pracach [56, 62, 64, 65].

Innym typem wykorzystania zjawiska magnetoptycznego do badania struktury domenowej cienkich warstw jest zjawisko Faradaya. Polega ono na

skręceniu płaszczyzny polaryzacji światła przy jego przejściu przez pole magnetyczne domen i ścianek Blocha, przy czym wielkość i kierunek kąta skręcenia zależą od położenia wektora polaryzacji względem wektora pola magnetycznego. Światło spolaryzowane po przejściu przez cienką warstwę ferromagnetyczną ulega zatem skręceniu, co można obserwować wizualnie lub rejestrować na kliszy fotograficznej (rys. 6) [66, 67].

Omówione powyżej magnetoptyczne metody nadają się szczególnie do obserwacji struktury domenowej kryształów ferromagnetycznych o małej energii anizotropii magnetycznej; wówczas bowiem ścianki Blocha są „rozmyte“, co praktycznie uniemożliwia stosowanie metody figur proszkowych. Dodatkową zaletą metod magnetoptycznych jest możliwość stosowania ich do badania struktury domenowej w różnych temperaturach oraz do obserwowania zmian struktury pod wpływem czynników zewnętrznych. Teorię magnetoptycznych zjawisk w ferromagnetykach podali Kittel [68] oraz Argyres [69].

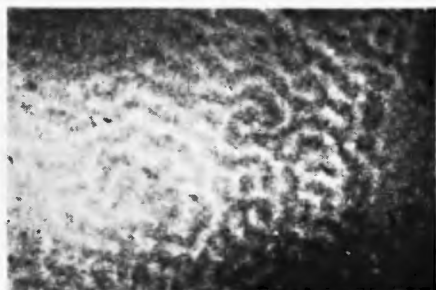
2.3. Metody elektronograficzne

Germer [70] wykorzystał po raz pierwszy zjawisko ugięcia wiązki elektronów (padającej stycznie do powierzchni podstawowej kryształu kobaltu) do oszacowania natężenia pola magnetycznego przy powierzchni próbki. Uzyskał on na kliszy fotograficznej bardzo skomplikowane obrazy wiązki elektronów ugiętej w polu magnetycznym domen. Doświadczenia te znacznie dokładniej przeprowadził Scheidler [71], który ponadto stwierdził (drogą elektrolitycznego nanoszenia warstewki miedzi), że własne pole magnetyczne kobaltu nad płaszczyzną podstawową kryształu, pochodzące od domen wewnętrznych, sięga na odległość 37μ . Dalszy rozwój tej metody związany jest z pracami Blackmana i Grunbauma [72], którzy zastosowali wiązkę elektronów o średnicy od 6μ do 50μ . Wszystkie te doświadczenia nie pozwalały jednak obserwować bezpośrednio struktury domenowej. Przeprowadzone na podstawie wielkości ugięcia wiązki elektronów obliczenia pozwoliły jedynie określić rozmiary domen, i to tylko przy krawędzi kryształu, oraz wartość pola magnetycznego przy powierzchni. Obliczone tym sposobem rozmiary domen wynosiły od 40μ do 240μ , a natężenie pola magnetycznego na powierzchni (0001) kryształu kobaltu — około 20 000 Oe.

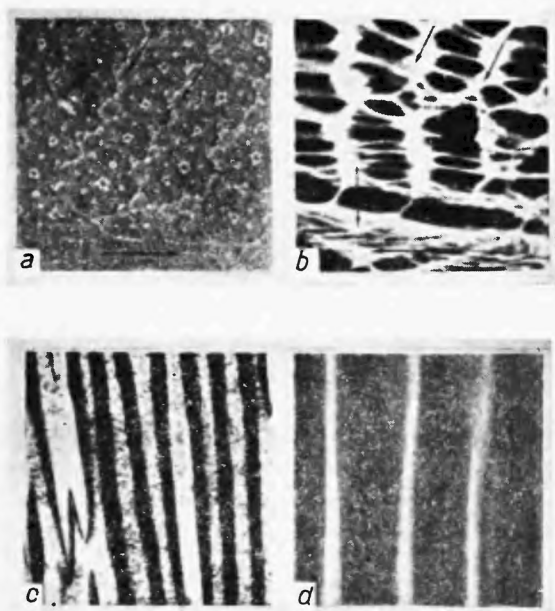
Dalsze ulepszenie tej metody podano w pracy Martona i współpracowników [73, 74]. Polegało ono na wykorzystaniu do obserwacji pól magnetycznych, pochodzących od domen, układu elektronowo-ptycznego z równoczesną projekcją delikatnej siatki. Obserwuje się tu zniekształcenie siatki pod wpływem pola magnetycznego domen. Metoda ta również nie pozwala na bezpośrednią obserwację struktury domenowej, a służyć może jedynie do pomiaru natężenia pola magnetycznego przy powierzchni kryształu.

W latach 1953—1958 Spiwak i współpracownicy [75] opracowali inną metodę elektronowo-ptyczną, która pozwala bezpośrednio obserwować strukturę domenową na całej powierzchni kryształu. W metodzie tej należy wyróżnić

dwa sposoby obserwacji: 1° — za pomocą wtórnej emisji elektronów; 2° — za pomocą zwierciadła elektronowego. Pierwszy z nich polega na tym, że pierwotna wiązka elektronów o stosunkowo małej energii pada na powierzchnię kryształu, powodując wtórną emisję elektronów. Zniekształcona przez lo-



Rys. 7. Struktura domenowa na bazalnej powierzchni kobaltu w prostopadłym polu magnetycznym ($H = 300$ Oe), obserwowana za pomocą wtórnej emisji elektronowej (S piwak i in. [35])

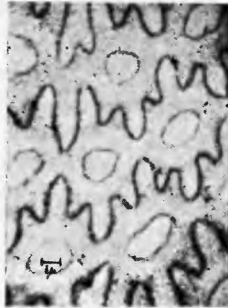


Rys. 8. Struktura domenowa obserwowana na powierzchni bazalnej $\text{PbO}(\text{Fe}_2\text{O}_3)_6$ (a, b) i aksjalnej kobaltu (c, d) metodą figur proszkowych (a, c) i zwierciadła elektronowego (b, d). Powiększenie: (a, b, c) — $400\times$, (d) — $800\times$. Według [75]

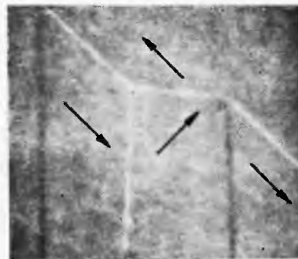
kalne pole magnetyczne wiązka elektronów przechodzi przez soczewkę magnetyczną i daje na ekranie obraz struktury domenowej (rys. 7). W drugim sposobie obserwuje się na ekranie obraz wywołany przez odbitą od powierzchni kryształu zniekształconą wiązkę elektronów (rys. 8).

Dużą rolę w ulepszaniu obserwacji struktury domenowej tymi metodami odegrało zastosowanie mikroskopu elektronowego [76—80], co pozwoliło wy-

datnie poprawić jakość otrzymanych obrazów. Należy tu odróżnić dwa różne sposoby obserwacji struktury domenowej, uzależnione od grubości próbek. Dla próbek grubych nanosi się na powierzchnię kryształu zawiesinę koloidalną i przygotowuje odpowiednie repliki, które obserwuje się pod mikroskopem elektronowym [78, 80] (rys. 9). Strukturę domenową cienkich warstw obserwuje



Rys. 9. Replika z powierzchni bazalnej ferrytu baru obserwowana pod mikroskopem elektronowym [79]



Rys. 10. Zdjęcie elektronowe struktury domenowej cienkiej warstwy (2000]Å) żelaza (99, 97% Fe). Według [81]. Powiększenie 5000 ×

się bezpośrednio, prześwietlając ją wiązką elektronów w mikroskopie [81, 82]. Metoda ta doskonale nadaje się do wykrywania niejednorodności namagnesowania w obszarze jednej domeny oraz do badania ścianek Blocha, przy czym obserwacje mogą być statyczne lub dynamiczne (rys. 10).

2.4. Metody neutronograficzne

Zagadnieniu przejścia neutronów przez kryształ ferromagnetyku poświęcono szereg prac teoretycznych i doświadczalnych. Jak wiadomo neutron posiada moment magnetyczny związany ze spinem. W związku z tym wiązka neutronów doznaje rozproszenia magnetycznego, gdy pada na atomy posiadające różny od zera moment magnetyczny. Rozproszenie to jest spowodowane niejednorodnością pola magnetycznego powłoki elektronów. W przypadku kryształu ferromagnetycznego o jednorodnym namagnesowaniu, magnetycznemu rozpraszaniu towarzyszy zjawisko polaryzacji neutronów. Każde naruszenie jednorodności namagnesowania powoduje depolaryzację wiązki neutronów.

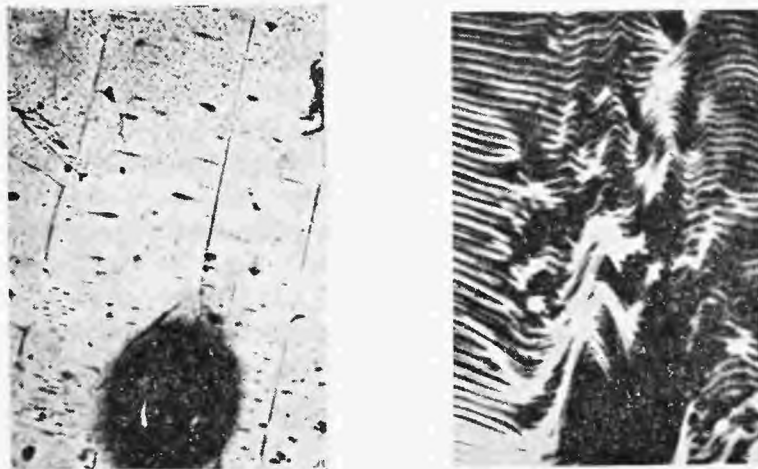
Halpern i Holstein [83] badali teoretycznie działanie depolaryzacyjne różnych rozkładów namagnesowania, odpowiadających rozmaitym strukturom domenowym. Otrzymane przez nich równania pozwalają wnioskować o strukturze domenowej na podstawie obserwacji stopnia depolaryzacji neutronów, które przeszły przez próbkę (depolaryzacja spolaryzowanej wiązki neutronów w polu magnetycznym domen i ścianek Blocha). Bloch, Homermosh i Staub [84] prześwietlali wiązką neutronów próbkę polikrystaliczną żelaza w stanie bliskim nasycenia.

Jak dotychczas jednak nie udało się przeprowadzić doświadczeń na próbkach w stanie rozmagnesowanym, i dlatego praktyczne znaczenie tej metody dla badania struktury domenowej jest na razie niewielkie. Jednakże należy podkreślić, że dalsze badania w tym kierunku są niezwykle pożądane, gdyż jak dotąd jest to jedyna metoda, która — w razie jej opanowania — pozwoliłaby badać strukturę domenową we wnętrzu kryształu, podczas gdy wszystkie pozostałe metody przystosowane są do obserwacji powierzchni kryształu, i dopiero na tej podstawie wnioskuje się zwykle o wewnętrznej strukturze domenowej. Wyjątek stanowią tu jedynie obserwacje na cienkich warstwach, jednakże w większości wypadków — jak wiadomo — nie są one miarodajne dla struktur domenowych większych monokryształów.

Obszerniejsze omówienie problemów związanych z neutronografią materiałów magnetycznych jak i bliższe dane literaturowe znaleźć można w pracy [85].

2.5. Metoda sondy permalloyowej

Kaczér [86] podał jeszcze jeden sposób badania struktury domenowej ferromagnetyków, przez pomiar niejednorodnego strumienia magnetycznego za pomocą sondy permalloyowej. Urządzenie zaprojektowane przez Kaczéra zostało wypróbowane przy badaniu struktury domenowej stopu żelaza z krze-



Rys. 11. Porównanie obrazu struktury domenowej magnetytu, uzyskanego metodą figur proszkowych (a) i sondy permalloyowej (b). Według [86]

mem. Dla przykładu przedstawiono na rys. 11 obraz struktury domenowej kryształu magnetytu, uzyskany tą metodą. Szczegółowe omówienie sposobu przeprowadzania pomiarów i porównanie z metodą figur proszkowych można znaleźć w pracy [87]. Metoda ta jest dotychczas mało stosowana, m. in. z uwagi na trudności zbudowania wystarczająco czułej aparatury.

3. Wpływ różnych czynników na strukturę domenową

Z przeprowadzonych badań na monokryształach i materiałach wielokryształicznych wynika, że obraz struktury domenowej na powierzchni — z którego wnioskuje się o strukturze domenowej we wnętrzu kryształu — zależy od wielu czynników, spośród których największą rolę odgrywają następujące: 1) budowa krystaliczna ferromagnetyku; 2) kształt zewnętrzny próbki oraz orientacja krystalograficzna jej ścian; 3) rozmiary próbki; 4) wady sieci krystalicznej (wtrącenia obce, dziury, odkształcenia sieci itp.); 5) temperatura kryształu; 6) zewnętrzne pole magnetyczne. Poniżej omówimy je pokrótce z nieco ogólniejszego punktu widzenia.

3.1. Rola symetrii wewnętrznej kryształu

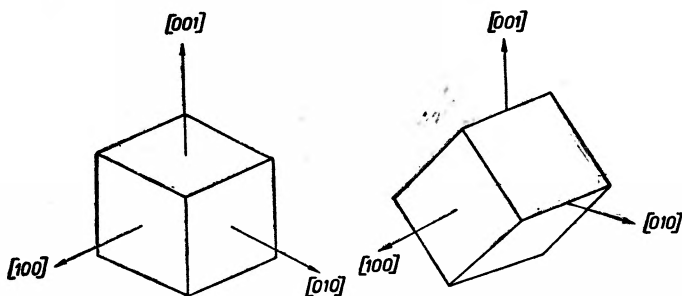
Zaznaczyliśmy już we wstępie, iż ze względu na anizotropię magnetyczną istnieją w realnym kryształach ferromagnetycznym kierunki magnetycznie wyróżnione, tzn. takie, w których kryształ magnesuje się szczególnie łatwo do nasycenia (kierunki łatwe czy też uprzywilejowane), jak również i takie, w których namagnesowanie odbywa się szczególnie trudno⁴ (kierunki trudne). Jest to ściśle związane z konfiguracją przestrzenną magnetycznie ze sobą oddziałujących atomów kryształu. Można stwierdzić ogólnie, że ferromagnetyki, krystalizujące w układzie heksagonalnym, posiadają jeden kierunek łatwego namagnesowania, pokrywający się z reguły z heksagonalnym kierunkiem krystalograficznym. W kryształach układu sześciennego kierunków magnetycznie wyróżnionych jest więcej, np. w Fe jest ich trzy, w Ni — cztery (porównaj wstęp).

Występowanie kierunków łatwych ma zasadnicze znaczenie dla struktury domenowej w tym sensie, iż wszelkie domeny — stanowiące obszary jednokowego namagnesowania — namagnesowane są zawsze w jednym z tych kierunków. Jedynymi obszarami, w których zasada ta nie jest spełniona, są ścianki Blocha, stanowiące obszary przejściowe między domenami. Tak więc sieć krystaliczna ferromagnetyku, czyli jego symetria wewnętrzna, determinuje najogólniej kierunki namagnesowania domen zarówno wewnętrznych, brzegowych, jak i wtrąconych. Ilustrację tej zasady Czytelnik znajdzie w dalszej części tego rozdziału.

⁴ Porównaj też artykuł [1]. Ciekawą kwantową metodę rachunkowego określania kierunków łatwych w kryształach ferromagnetycznych podał niedawno Kowalewski [88].

3.2. Rola symetrii zewnętrznej

Drugim istotnym czynnikiem, współdecydującym o typie struktury domenowej, jest symetria zewnętrzna monokryształu, związana z geometrycznym kształtem próbki. Uwidacznia się to wyraźnie na obserwowanej powierzchni kryształu, na której stwierdza się różne struktury domenowe w zależności od orientacji krystalograficznej pozostałych ścian próbki, jej rozmiarów i kształtu. Decydującym więc czynnikiem, determinującym ostatecznie strukturę domenową w określonym ferromagnetyku o określonym kształcie, jest wzajemny stosunek symetrii wewnętrznej i zewnętrznej monokryształu. Przykładowo przedstawiono na rys. 12 dwa sposoby wycięcia próbki w kształcie sześcianu



Rys. 12. Kostka kryształu ferromagnetycznego o sieci sześciennej: a — z wszystkimi ścianami typu (100); b — z czterema ścianami typu (110) i dwiema ścianami typu (100)

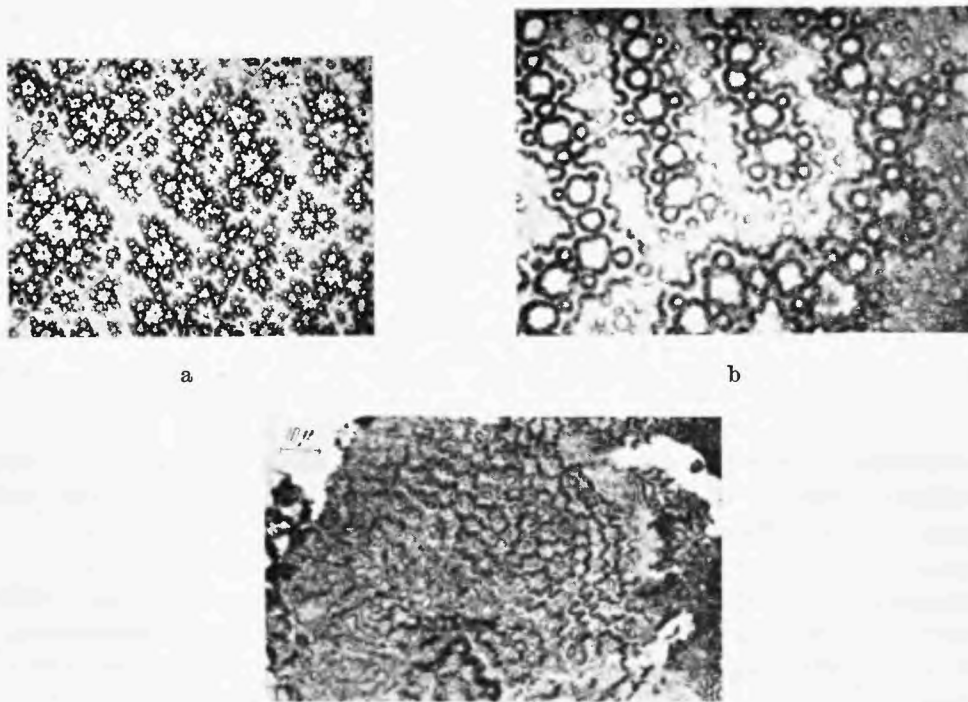
z kryształu o sieci kubicznej. Obie, jak widać, posiadają ściany typu (100). Jednakże struktury domenowe obserwowane na tych ścianach są różne, mimo jednakowego kształtu próbek, jak to wykażemy nieco później. Wyłączną przyczyną tego jest właśnie orientacja krystalograficzna pozostałych ścian próbki. Najogólniej rzecz biorąc można więc stwierdzić, że struktura domenowa jest związana z dwiema grupami symetrii: symetrii układu krystalograficznego i symetrii zewnętrznej kryształu⁵. Trójwymiarowe obroty bryły geometrycznej, odpowiadającej kształtowi próbki, są w danym układzie krystalograficznym ściśle związane z typem struktury domenowej (nie zawsze jednoznacznie!). Innymi słowy, dwie próbki monokrystaliczne z tego samego materiału o identycznym kształcie zewnętrznym mogą posiadać różne struktury domenowe, jeśli różnią się między sobą orientacją krystalograficzną. Ponieważ jednak zależność struktury domenowej od orientacji krystalograficznej próbki jest niezwykle zawiła i matematycznie trudna do ujęcia, głównie dzięki skomplikowanym domenom zamykającym przy powierzchni kryształu, stąd też nie będziemy tu tego problemu bliżej omawiali. W miarę proste struktury natomiast obserwuje się w wypadku, gdy ścianki próbki są równoległe lub przynajmniej prawie równoległe do niskowskaźnikowych, czyli głównych płaszczyzn krystalograficznych.

⁵ Taki sposób podejścia do teorii struktury domenowej zasugerował pierwszy R. S. Ingarden (informacja prywatna).

Poniżej omówimy pokrótce najbardziej charakterystyczne struktury domenowe, zaobserwowane na rozmaitych powierzchniach różnych ferromagnetyków⁶.

3.2.1. Ferromagnetyki jednoosiowe

Ich typowym przedstawicielem jest kobalt (sieć heksagonalna gęstego upakowania). Z bardziej znanych i bliżej zbadanych wymienić można jeszcze związki międzymetaliczne MnBi, MnSb, Mn₂Sb, PbO(Fe₂O₃)₆, ferryty baru⁷.



Rys. 13. Struktury domenowe na powierzchniach bazalnych różnych ferromagnetyków: a — kobalt (zdjęcie własne); b — PbFe₁₂O₁₉ [90]; c — MnBi [91]. Patrz również rys. 3 i 7—9

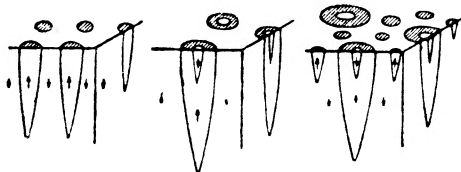
Ich struktura domenowa jest bardzo zbliżona i charakteryzuje się tym, że na powierzchni podstawowej kryształu, prostopadłej do kierunku magnetycznie wyróżnionego, obserwuje się charakterystyczną mozaikę „gwiazdek“ czy „kwiatków“ (porównaj rys. 13, 9—7 i 3), zaś na powierzchniach aksjalnych, tzn. równoległych do kierunku łatwego, występują równoległe, w miarę ekwidystantne ścianki Blocha, odgradzające od siebie na przemian przeciwrówno-

⁶ Bogaty materiał doświadczalny zawierają prace [29—38] oraz [89].

⁷ Abstrahujemy tu (i w dalszej części artykułu) od zmian strukturalnych, związanych z przejściami fazowymi, które — tak jak w innych kryształach — występują również w ferromagnetykach.

legle namagnesowane domeny podstawowe⁸ (patrz rys. 3 i 8). Przy powierzchni heksagonalnej kryształu tworzą się z reguły charakterystyczne domeny brzegowe (zamykające) w kształcie klinów, redukujące rozmagnesowujący wpływ biegunów magnetycznych, pochodzących od domen podstawowych. Widać je wyraźnie np. na rys. 3. Ich model przedstawia rys. 14.

Bogatą egzemplifikację struktury domenowej w jednoosiowych ferromagnetykach znaleźć można ponadto w pracach [31—33, 36, 47, 49, 51, 61, 75, 93—95]. Jakościowy obraz zmiany struktury domenowej na płaszczyznach pośrednich między heksagonalną a aksjalną daje praca [92].



Rys. 14. Model domen brzegowych przy powierzchni bazalnej ferromagnetyków jednoosiowych [45]. Porównaj rys. 3

Cechą charakterystyczną ferromagnetyków jednoosiowych jest duża wartość stałej anizotropii (do 10^7 erg/cm³), w przeciwieństwie do ferromagnetyków wieloosiowych, dla których wartość ta jest z reguły o dwa rzędy wielkości mniejsza. To jest powodem, że obserwacje ich struktur są znacznie łatwiejsze, gdyż ścianki Blocha są cieńsze i wytwarzają na powierzchni kryształu stosunkowo silne bieguny magnetyczne⁹.

3.2.2. Ferromagnetyki trójosiove

Typowym przedstawicielem jest żelazo i niektóre jego stopy, zwłaszcza z krzemem (do 4% Si). Zilustrujemy więc struktury domenowe tej grupy ferromagnetyków na przykładzie żelaza.

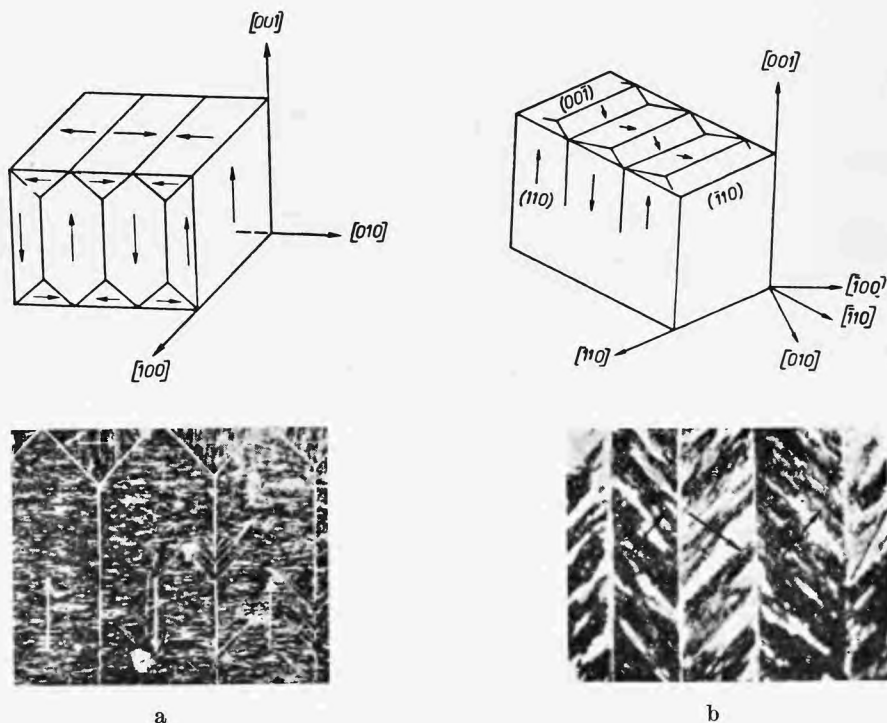
Jak wiadomo żelazo krystalizuje w układzie sześciennym wewnątrznie scentrowanym (patrz notka 7). Kierunki magnetycznie łatwe pokrywają się z krawędziami sześcianu elementarnego, a zatem są prostopadłe do głównych płaszczyzn krystalograficznych (z jedną jedyneką). Struktury domenowe obserwowane na powierzchniach tego rodzaju kryształów mogą być bardzo złożone w zależności od stopnia nachylenia ścian próbki względem głównych kierunków krystalograficznych. Najprostsze obrazy otrzymuje się na powierz-

⁸ Nie wnিকamy tutaj bliżej w to, czy domeny wewnętrzne w ferromagnetykach jednoosiowych mają postać warstwową (struktura Landaua-Lifszica), czy też kolumnkową (struktura Blocha). Aczkolwiek przyjmuje się dziś na ogół pierwszą z nich za jedynie możliwą [26, 14, 92] — i to głównie na podstawie klasycznych obliczeń z pracy [5] — to jednak ani dotychczasowe obserwacje, ani wyniki zbyt prostych zresztą rozważań teoretycznych nie są dostatecznym argumentem dla takiego poglądu. W niektórych pracach zwraca się na to wyraźnie uwagę [45, 18, 1].

⁹ Odnośnie do matematycznej postaci energii anizotropii dla różnych ferromagnetyków — patrz np. artykuł [1]. Podano tam klasyczne i kwantowe wyrażenia na tę energię oraz omówiono szczegółowo wpływ anizotropii na strukturę domenową.

chniach typu (100) i (110), podczas gdy na powierzchni typu (111) struktura jest już bardzo skomplikowana, a to dlatego, iż powierzchnia ta nie jest równoległa do żadnego z kierunków magnetycznie wyróżnionych.

Plaszczyzna główna zawiera zawsze dwa takie kierunki wzajemnie prostopadłe. Np. na płaszczyźnie (100) są to kierunki $[010]$ i $[001]$ (porównaj rys. 12). Dlatego też na powierzchni kryształu równoległej do płaszczyzny głównej obserwuje się domeny namagnesowane w obu kierunkach łatwych. Jednakże —

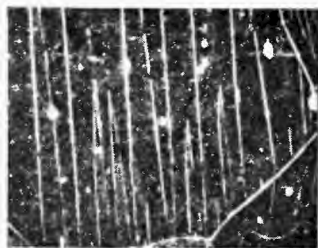


Rys. 15. Struktura domenowa na powierzchni typu (100) kryształu trójosiowego wraz z interpretacją: a — wszystkie ściany próbki są typu (100), zdjęcia figur z pracy [13]; b — próbka Néela z czterema ścianami typu (110), zdjęcie figur z pracy [50]. Porównaj z rys. 12

jak wiadomo — obrót wektora namagnesowania w ścianie Blocha odbywa się tak, by składowa normalna była stała [42], zaś struktura domenowa kształtuje się tak, aby powierzchnia kryształu była możliwie wolna od biegunów magnetycznych (dążność do struktury zamkniętej [19, 7, 16]). Ale dopiero orientacja krystalograficzna ścian próbki określa ostatecznie strukturę domenową. Stąd też obraz struktury domenowej na powierzchni typu (100) może być różny i zależy od orientacji krystalograficznej pozostałych ścian próbki. Rys. 15 ilustruje ten stan rzeczy dla dwóch szczególnych przypadków. Widać wyraźnie, że na tego typu powierzchniach (a zatem również i we wnętrzu tak przyciętych kryształów) ścianki Blocha między domenami podstawowymi mogą być zarówno 180° (rys. 15a) jak i 90° (rys. 15b).

Na powierzchniach typu (110) mamy już tylko jeden kierunek magnetycznie wyróżniony. Np. na rys. 12 jest nim kierunek [100]. Dlatego też obserwowana na tej powierzchni struktura domenowa wykazuje jedynie domeny namagnesowane przeciwrównoległe (ścianki Blocha 180°). Na końcach takich domen, tzn. przy krawędziach kryształu, pojawiają się czasem domeny brzegowe w kształcie klinów — podobnie jak w ferromagnetykach jednoosiowych (porównaj rys. 3 i 14) — namagnesowane przeciwrównoległe do domen podstawowych, w których tkwią (rys. 16).

Jest rzeczą zrozumiałą, że struktura domenowa na powierzchni typu (111) będzie znacznie bardziej skomplikowana, gdyż — jak to już zaznaczyliśmy — powierzchnia ta nie zawiera żadnego kierunku magnetycznie wyróżnionego;



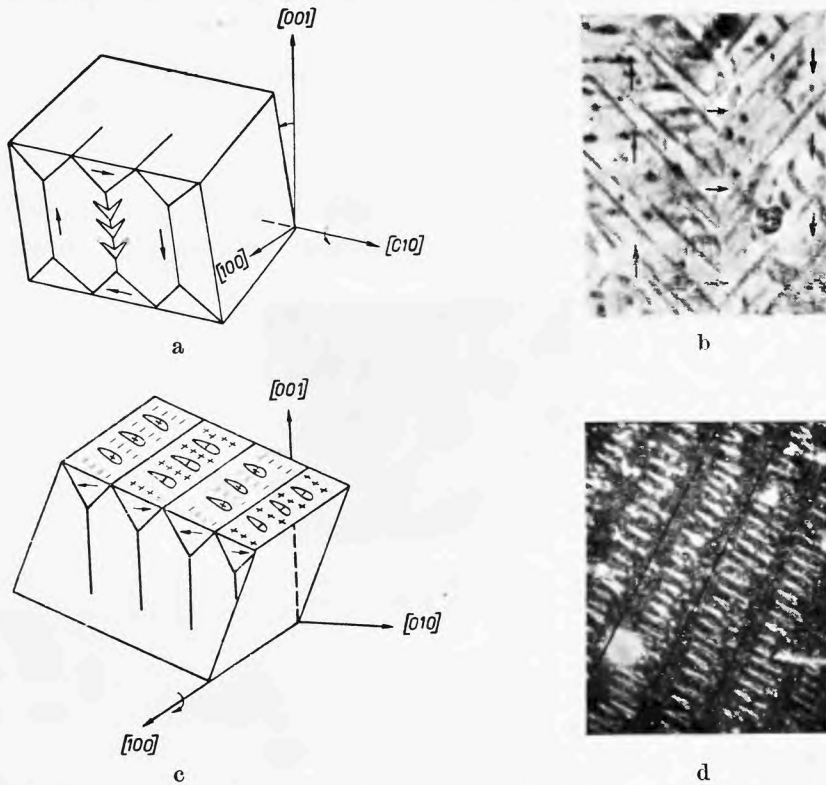
Rys. 16. Domeny brzegowe w kształcie klinów na powierzchni typu (110) kryształu FeSi, namagnesowane przeciwrównoległe do domen podstawowych w których tkwią [96]

wręcz odwrotnie — jej odchylenie od tych trzech kierunków jest maksymalne. Dlatego też struktury domenowe na tej powierzchni są znacznie mniej zbadane (porównaj [50]) i nie będziemy ich bliżej omawiać.

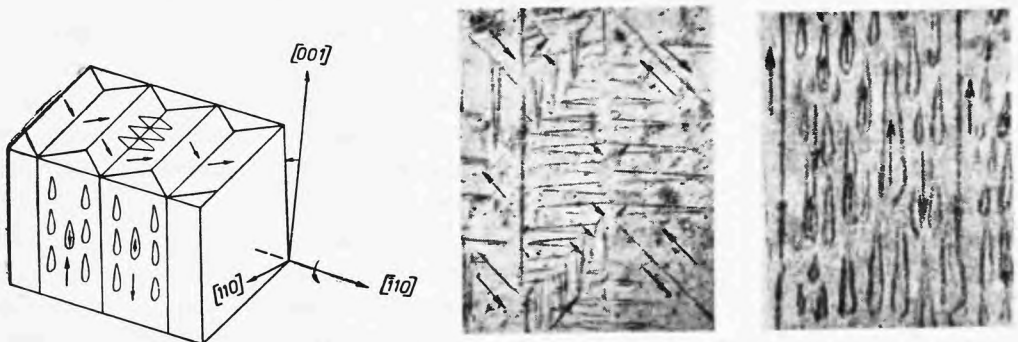
Stosunkowo proste są natomiast struktury domenowe na powierzchniach nieznacznie nachylonych do płaszczyzn krystalograficznych (100) i (110). W takim bowiem wypadku kierunki magnetycznie wyróżnione nieznacznie wystają z obserwowanej powierzchni powodując pojawienie się na niej niezbyt silnych, ale rozległych — bo rozciągających się na obszar domeny — biegunów magnetycznych. Powoduje to pojawienie się w warstwie powierzchniowej domen brzegowych namagnesowanych również w kierunkach łatwych, ale tak, by ścianki Blocha między nimi a domenami podstawowymi były tego rodzaju, że obrót wektora namagnesowania odbywa się wokół osi prawie prostopadłej do ścianki — zapewniając w przybliżeniu stałość składowej normalnej wektora namagnesowania (patrz np. [50, 14]). W ten sposób domeny brzegowe wytwarzają na powierzchni kryształu bieguny magnetyczne przeciwnego znaku niż domeny podstawowe, w obrębie których leżą, zmniejszając do minimum energię kryształu w jego własnym polu magnetycznym¹⁰ (maksymalne, aczkolwiek nie całkowite zamknięcie strumienia magnetycznego wewnątrz kryształu). Konkretny kształt domen brzegowych zależy od kąta i kierunku odchylenia

¹⁰ Ten sam mechanizm odnosi się również do domen brzegowych w kryształach jednoosiowych. Patrz 3.2.1.

obserwowanej powierzchni względem kierunków magnetycznie wyróżnionych. Dla przykładu przedstawiono na rys. 17 a—d figury proszkowe i interpretacje dwóch rodzajów domen brzegowych tworzących się na powierzchniach nie-



Rys. 17. Domeny brzegowe na powierzchniach kryształu trójosiowego nieznacznie odchylnych od płaszczyzn typu (100): a, b — tzw. jodelki, namagnesowane prostopadle do domen podstawowych (obrót kryształu wokół osi [010], zdjęcie figur z pracy [33]); c, d — tzw. kropelki, namagnesowane przeciwnie do domen zamykających w obrębie których leżą (obrót kryształu wokół osi [100], zdjęcie figur z pracy [96]). Porównaj z rys. 15a i 12a



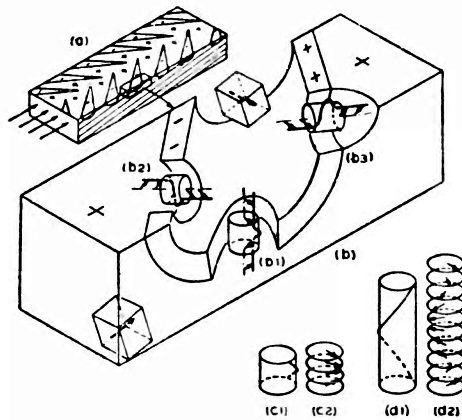
Rys. 18. Domeny brzegowe na powierzchniach ferromagnetyku trójosiowego nieznacznie odchylnych od płaszczyzn typu (110) i (100): a — model (obrót kryształu wokół osi [110], porównaj z rys. 15b i 12b); b — jodelki namagnesowane prostopadle do domen podstawowych (powierzchnia bliska (001), według [32]); c — kropelki, namagnesowane przeciwnie do domen zamykających w obrębie których leżą (powierzchnia bliska (110), według [97])

znacznie nachylonych do głównych płaszczyzn krystalograficznych. Rys. 18 przedstawia z kolei domeny brzegowe na powierzchniach kryształu prawie równoległych do płaszczyzn krystalograficznych typu (100) i (110). Na rys. 19 pokazano schematycznie obrót wektora namagnesowania w ścianie Blocha między domeną brzegową i podstawową dla przypadku z rys. 17 a, b.

Bardziej szczegółowym badaniom struktury domenowej ferromagnetyków trójosiowych poświęcone są m. in. prace [10, 11, 96—99] (patrz również [30—37]).

3.2.3. Ferromagnetyki czteroosiowe

Przedstawicielem tej grupy jest nikiel, krystalizujący w układzie sześciennym powierzchniowo scentrowanym. Ferromagnetyki o tej strukturze wykazują jak wiadomo cztery kierunki łatwego namagnesowania, prostopadłe do pł-



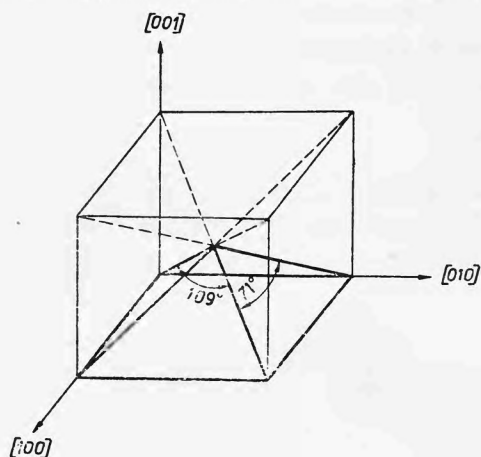
Rys. 19. Model jodełkowej domeny brzegowej w ferromagnetyku trójosiowym z ilustracją obrotu wektora namagnesowania w ścianie Blocha między domeną podstawową a brzegową [50]

szczyzn krystalograficznych typu (111). Leżą one parami w płaszczyznach z dwiema jedynekami i tworzą między sobą odpowiednio kąty 71° i 109° . Ilustruje to rys. 20, na którym przedstawiono elementarny sześcienn, którego przekątnie przestrzenne wyznaczają właśnie kierunki magnetycznie wyróżnione.

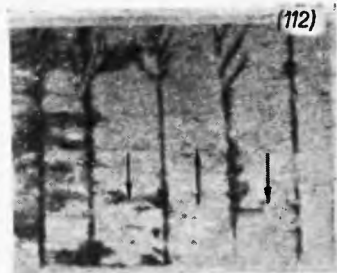
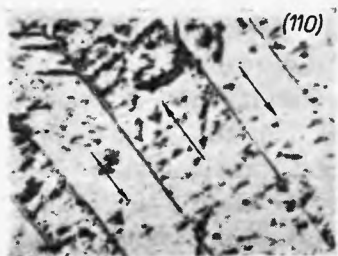
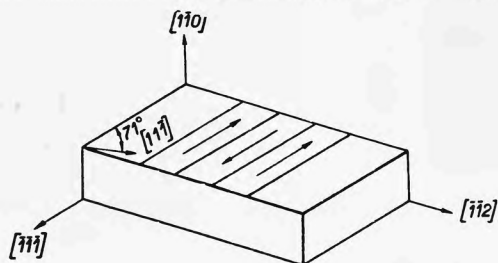
Fakt istnienia czterech (nieortogonalnych) kierunków łatwych pociąga za sobą to, iż struktury domenowe tego rodzaju ferromagnetyków są już nadzwyczaj skomplikowane. W miarę proste obrazy obserwuje się jedynie na powierzchniach typu (110) — w których leżą dwa kierunki magnetycznie wyróżnione, oraz na powierzchniach typu (211) — w których leży jeden kierunek magnetycznie wyróżniony. Dlatego też omówimy charakterystyczną strukturę domenową, występującą na takich powierzchniach.

Na powierzchni typu (110) prostopadłościennej próbki obserwuje się prostą strukturę domenową w dwóch przypadkach: 1° — gdy pozostałe ściany, prostopadłe do obserwowanej powierzchni, leżą w płaszczyznach typu (100) i (110); 2° — gdy pozostałe ściany próbki leżą w płaszczyznach typu (111) i (211). W drugim przypadku obserwuje się na powierzchniach (110) lub (211) domeny namagnesowane przeciwrównoległe w kierunku [111] (ścianki Blocha 180°),

jak to przedstawiono na rys. 21. W pierwszym przypadku natomiast obserwuje się na powierzchni (110) domeny namagnesowane w dwóch kierunkach łatwych, przy czym ścianki Blocha między nimi mogą być albo 71° — gdy rozmiar kryształu w kierunku [110] jest większy niż w kierunku [100], albo też 109° —



Rys. 20. Kierunki magnetycznie wyróżnione typu [111] w elementarnej komórce sześciennej ferromagnetyku czteroosiowego, przecinające się pod kątami 71° i 109°



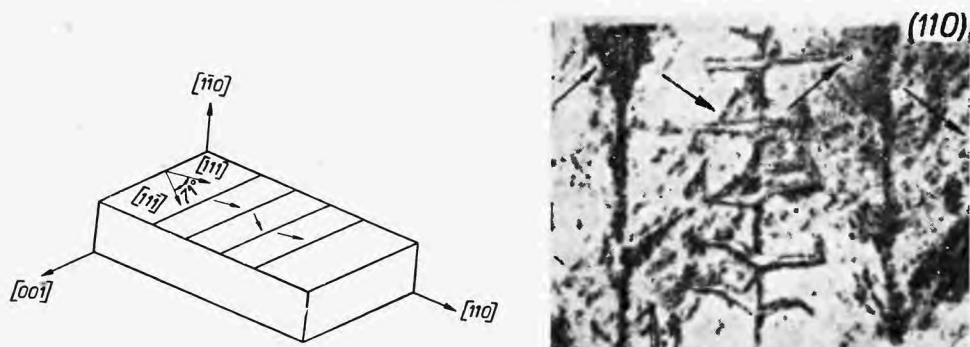
Rys. 21. Zdjęcia struktury domenowej na powierzchniach typu (110) i (112) prostopadłościennego monokryształu Ni według pracy [100], oraz ich interpretacja. Powierzchnie (110) zawierają jeszcze drugi kierunek magnetycznie wyróżniony, nie zrealizowany w domenach podstawowych (patrz lewe naroże modelu; porównaj rys. 20)

gdy jest przeciwnie. Oba przypadki ilustrują rys. 22 i 23. Domeny brzegowe w kształcie jodełek na rys. 22 i 23, osadzone na domenach podstawowych, są wynikiem tego, iż obserwowana w tych doświadczeniach powierzchnia kryształu była nieznacznie nachylona do płaszczyzny (110). Mechanizm ich powsta-

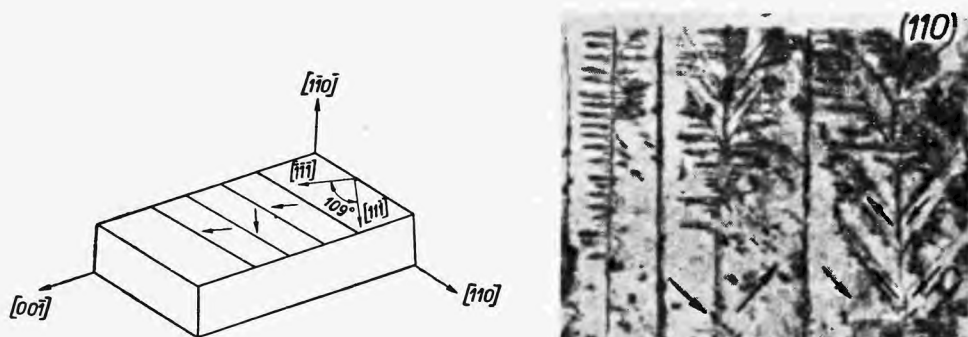
wania oraz interpretacja jest w zasadzie analogiczna, jak w kryształach trójosiowych (porównaj rys. 17—19), dlatego nie omawiamy ich tutaj bliżej.

Doświadczalnym badaniom struktury domenowej niklu poświęcone są m. in. prace [100, 101]¹¹. Teoria tej struktury podana jest w pracy [16].

Omówiona powyżej zależność struktury domenowej ferromagnetyków od orientacji krystalograficznej powierzchni monokryształu opiera się w części



Rys. 22. Obraz struktury domenowej na powierzchni typu (110) prostopadłościennego monokryształu Ni, zawierającej dwa kierunki magnetycznie wyróżnione (według pracy [100]), oraz jego interpretacja. Ściany kryształu prostopadłe do obserwowanej powierzchni leżą w płaszczyznach (110) i (100). Widoczne są 71° ścianki Blocha. Jodelki na zdjęciu są wynikiem lekkiego odchylenia obserwowanej powierzchni od płaszczyzny (110)



Rys. 23. Obraz struktury domenowej na powierzchni typu (110) prostopadłościennego monokryształu Ni, zawierającej dwa kierunki magnetycznie wyróżnione, według pracy [100], oraz jego interpretacja. Ściany kryształu prostopadłe do obserwowanej powierzchni leżą w płaszczyznach (110) i (100). W przeciwieństwie do rys. 22 widzimy tu 109° ścianki Blocha, ponieważ długość kryształu w kierunku [100] jest większa niż w kierunku [110], a więc przeciwnie, niż w przypadku rys. 22. Jodelki na zdjęciu są wynikiem nieznacznego odchylenia obserwowanej powierzchni od płaszczyzny (110)

doświadczalnej z natury rzeczy na dotychczasowych, dalece niekompletnych obserwacjach. Chcąc bowiem uzyskać miarodajny materiał doświadczalny z tego zakresu, należałoby przeprowadzać kompleksowe obserwacje na kilku monokrystalicznych próbkach jednego ferromagnetyku o identycznych kształtach,

¹¹ Zwracamy uwagę, iż w pierwszej z prac [100] oznaczono błędnie kąty obrotu wektora namagnesowania w ściankach Blocha, w wyniku czego określono mylnie ściankę 71° jako 109° i na odwrót.

ale różniących się orientacją krystalograficzną powierzchni. Tymczasem dotychczasowe doświadczenia ograniczały się w najlepszym wypadku do obserwacji „ciągłej“ zmiany struktury domenowej na powierzchni zaokrąglonej, przechodzącej stopniowo z jednej wyróżnionej orientacji krystalograficznej w drugą [50, 92, 102]. Wyciągane na tej podstawie wnioski o wpływie orientacji krystalograficznej ścian na strukturę domenową mogą więc budzić uzasadnione zastrzeżenia, co staraliśmy się uwzględnić przy omawianiu tego zagadnienia.

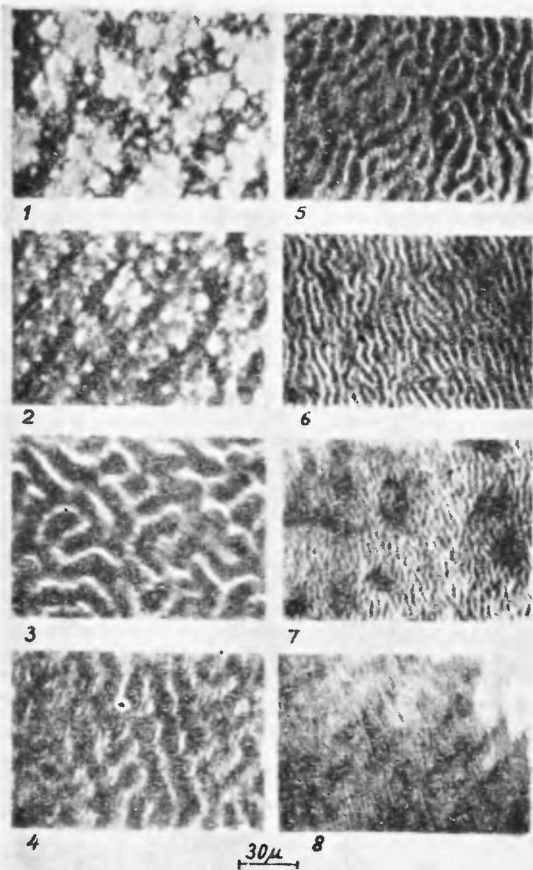
3.3. Zależność struktury domenowej od rozmiarów kryształu

W naszym ujęciu rozmiary kryształu stanowią właściwie element symetrii zewnętrznej próbki. Zasluguje on jednakże na oddzielne omówienie, ponieważ jego wpływ na strukturę domenową jest specyficzny.

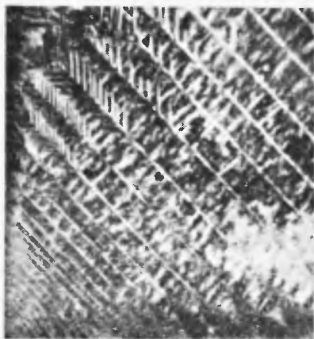
Ujmując rzecz ogólnie można stwierdzić, iż — jak to wykazują zarówno badania teoretyczne [4—8, 13, 16, 18, 26, 103], jak i doświadczalne [50, 10, 90, 104—106] — istotny wpływ na strukturę domenową mają jedynie rozmiary próbki w kierunkach magnetycznie wyróżnionych. Szczególnie wyraźnie uwiadcza się to w ferromagnetykach jednoosiowych, w których można zmieniać rozmiary próbki albo tylko w kierunku magnetycznie wyróżnionym, albo w kierunku do niego prostopadłym. W pierwszym wypadku stwierdza się wyraźną zmianę struktury domenowej w tym sensie, iż ulega zmianie szerokość domen, przy czym typ struktury (przeciwnie do namagnesowania domen; porównaj jednakże notkę 8) pozostaje ten sam w szerokich granicach zmiany grubości monokryształu. Teoria wykazuje, iż szerokość domen podstawowych jest wprost proporcjonalna do kwadratowego pierwiastka z grubości kryształu w kierunku łatwym [5, 6, 18]. Doświadczenie potwierdza ten wniosek jakościowo tylko dla większych (~ 1 cm) monokryształów¹². Na rys. 24 przedstawiono struktury domenowe na powierzchni heksagonalnej monokryształów kobaltu o różnej grubości w kierunku magnetycznie wyróżnionym. Widać wyraźnie zmniejszanie się wraz z grubością próbki średnicy klinowych domen brzegowych (porównaj rys. 3 i 14), co pośrednio pozwala wnioskować o zmniejszaniu się szerokości domen wewnętrznych. W drugim wypadku natomiast, tzn. przy zmianie rozmiarów próbki w kierunku trudnym, struktura domenowa pozostaje praktycznie bez zmian, jak to wynika z rozważań teoretycznych [5, 18]. Jednakże brak tu odpowiednich danych doświadczalnych.

W ferromagnetykach wieloosiowych problem jest bardziej złożony, gdyż — teoretycznie rzecz biorąc — każda zmiana rozmiarów próbki pociąga za sobą zmianę grubości co najmniej w jednym z kierunków magnetycznie wyróżnionych, a zazwyczaj w kilku na raz. Wynika to z niekomplanarności tych kierunków. Nie wdając się tu w głębszą analizę tego zagadnienia przytoczymy tylko w formie przykładu zdjęcie struktury domenowej (rys. 25), zaobserwo-

¹² Zaskakujący nieco jest fakt, że jak dotąd brak odpowiednich obserwacji na powierzchni aksjalnej ferromagnetyków jednoosiowych, aczkolwiek są one przedmiotem badań doświadczalnych od bez mała 30 lat.



Rys. 24. Figury proszkowe na powierzchni heksagonalnej monokryształów Co, których grubość w kierunku magnetycznie wyróżnionym wynosi: 1 — 515 μ ; 2 — 380 μ ; 3 — 210 μ ; 4 — 145 μ ; 5 — 85 μ ; 6 — 45 μ ; 7 — 30 μ ; 8 — 15 μ . Według [104]



Rys. 25. Struktura domenowa w narożu powierzchni (001) monokryształu FeSi, przyciętego według modelu z rys. 15b. Mniejszą w miarę zbliżania się do naroża rozmiar kryształu w kierunku łatwym [010] powoduje pojawienie się przeciwrównoległe namagnesowanych domen, których szerokość wyraźnie maleje (według [50]). Struktura ta odbiega od zasadniczej struktury na powierzchni (001) tak przyciętego kryształu (porównaj model i zdjęcie z rys. 15b)

wanej w narożu monokryształu trójosiowego FeSi na powierzchni (001), przyciętego według rys. 15b. Ponieważ w pobliżu naroża rozmiar kryształu w jednym z kierunków łatwych (np. [010]) ulega gwałtownemu skracaniu, podczas gdy rozmiar w drugim kierunku (np. [100]) pozostaje niezmienny, stąd szerokość domen podstawowych maleje przy zbliżaniu się do naroża, co wyraźnie widać na zdjęciu. Ten sam fakt powoduje również, iż domeny podstawowe w pobliżu naroża są namagnesowane przeciwrównoległe (w kierunku [010]), podczas gdy domeny w środkowej części powierzchni (001) namagnesowane są względem siebie pod kątem prostym (w kierunkach [010] i [100] na przemian; porównaj zdjęcie na rys. 15b).

Liczba prac doświadczalnych, poświęconych badaniu zależności struktury domenowej od rozmiarów próbki — zwłaszcza dla większych monokryształów — jest stosunkowo niewielka. Brak wciąż jeszcze systematycznych obserwacji¹³, które mogłyby stanowić dostateczną podstawę dla opracowania wszechstronnej i wyczerpującej teorii tego zjawiska.

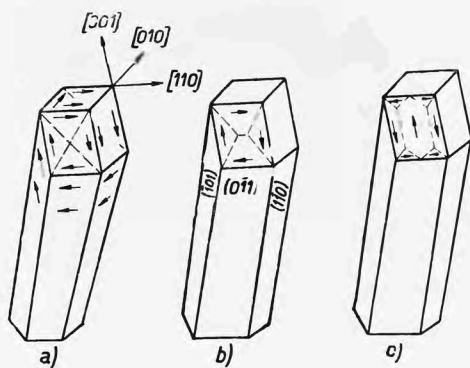
Do doświadczalnego badania struktury domenowej ferromagnetyków nadają się szczególnie dobrze tzw. monokryształy nitkowe (whiskers). Są to specjalnie hodowane kryształy o średnicy od kilku do kilkuset mikronów i długości rzędu 1 cm, pozbawione prawie zupełnie naprężeń wewnętrznych i posiadające stosunkowo mało wad krystalicznych. Ich kształt wykazuje zazwyczaj wysoką symetrię geometryczną, gdyż ścianki są z reguły równoległe do niskowskaźnikowych płaszczyzn krystalograficznych, a długa oś (oś wzrostu) wykształca się w niskowskaźnikowym kierunku krystalograficznym. Dzięki temu struktura domenowa takich kryształów jest w miarę prosta i czytelna, nadaje się więc dobrze do gruntownych rozważań teoretycznych.

Na rys. 26 przedstawiono schematy i zdjęcia struktury domenowej trzech kryształów nitkowych Fe o średnicy rzędu 100 μ , wyhodowanych w kierunku [111]. Ich ostrze utworzone jest z trzech płaszczyzn typu (100), na których obserwuje się prostą strukturę domenową.

Badania struktury domenowej kryształów nitkowych podjęto stosunkowo niedawno, to też liczba prac jest jak dotąd niewielka [107].

Oddzielny problem stanowią struktury domenowe w kryształach ferromagnetycznych, których rozmiary w kierunkach magnetycznie wyróżnionych są mniejsze od pewnej wartości krytycznej, która dla prawie wszystkich materiałów magnetycznych jest rzędu 10^{-5} cm. [7, 8, 14, 26, 54, 108—110]. Można tu wyróżnić dwa szczególnie ważne skrajne przypadki: 1° — gdy rozmiary kryształu we wszystkich kierunkach są rzędu lub poniżej wartości krytycznej (małe cząstki ferromagnetyczne); 2° — gdy rozmiar kryształu w jednym kierunku jest rzędu lub mniejszy od wartości krytycznej (cienkie warstwy ferromagnetyczne).

¹³ Tak np. praca [10] jest nadal jedyną pracą doświadczalną, w której zmierzono szerokość domen podstawowych na powierzchni (001) sześciu próbek Néela (rys. 15b) monokryształu FeSi, których grubość w kierunku [110] wahała się od 2 cm do 0,4 cm.



Rys. 26. Zdjęcia i interpretacje struktury domenowej trzech (różniących się nieznacznie grubością) kryształów nitkowych Fe o długości około 1 cm i średnicy rzędu 100μ . Nitki — wyhodowane w kierunku $[111]$ — zakończone są trzema powierzchniami, równoległymi do głównych płaszczyzn krystalograficznych (naroże sześcianu elementarnego). Przekrój poprzeczny nitki ma kształt sześcioboku foremnego. Według Colemana i Scotta [107]

3.3.1. Małe cząstki ferromagnetyczne

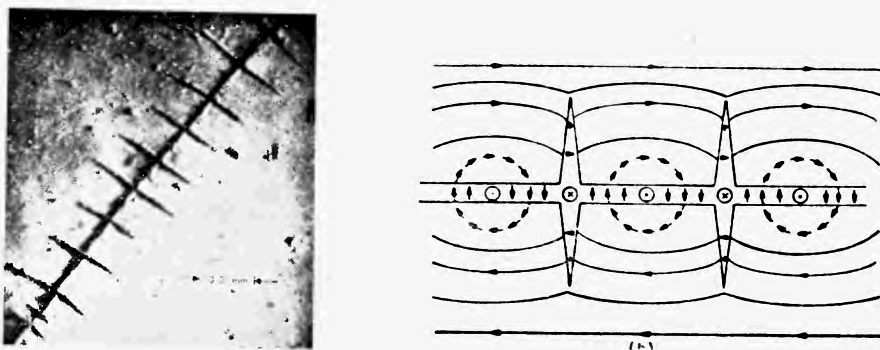
Zgodnie z rozważaniami teoretycznymi [7, 42, 108, 109, 111] małe cząstki ferromagnetyczne o średnicy rzędu grubości krytycznej posiadają strukturę jednodomenową, tzn. stanowią maleńkie trwałe magnesy. Taka struktura jest bowiem w tym wypadku energetycznie korzystniejsza od struktury wielodomenowej. Potwierdzają to znakomicie liczne prace doświadczalne [112, 89, 38], które zarazem wykazują, iż koercja takich cząstek jest znacznie większa, niż w kryształach ferromagnetycznych o dużych rozmiarach. Wiąże się to ściśle ze strukturą jednodomenową i towarzyszącym jej polem własnym cząstki. Czynnikiem dodatkowym, mającym duży wpływ na własności anizotropowe małych cząstek, jest ich kształt zewnętrzny odniesiony do symetrii wewnętrznej kryształu (tzw. anizotropia kształtu). Jednakże nie będziemy tu tego problemu bliżej rozpatrywali.

Jednodomenowa struktura małych cząstek umożliwia ich stosowanie w technice figur proszkowych do wykrywania ścianek Blocha i biegunów magnetycznych na powierzchni większych kryształów ferromagnetycznych. Jednakże badanie własności magnetycznych małych cząstek jest ważne również i z in-

nego punktu widzenia: ich duża koercja może być wykorzystana do wytwarzania materiałów magnetycznych o podobnych własnościach. Materiały takie mają olbrzymie zastosowanie w współczesnej technice.

3.3.2. Cienkie warstwy ferromagnetyczne

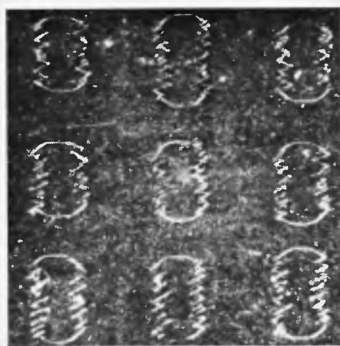
Strukturę domenową cienkich warstw ferromagnetycznych zaczęto badać intensywniej stosunkowo niedawno. Jednakże po kilku pierwszych pracach, w których podjęto tę problematykę [113], literatura z tego zakresu rozrosła się do tak pokaźnych rozmiarów, że nie sposób dokonać w tym miejscu choćby jej pobieżnego przeglądu, tym bardziej, iż — mimo ogromnej już liczby prac



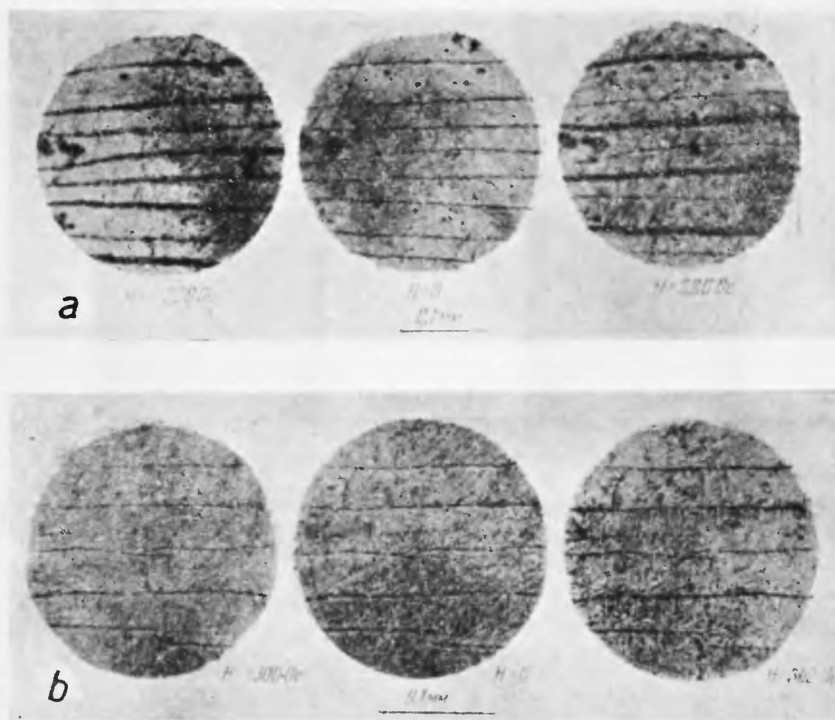
Rys. 27. Zdjęcie i interpretacja „drabinkowej“ ścianki Blocha (cross-tie wall) na cienkiej warstwie permalloyu (300 Å). Metoda zawiesiny koloidalnej. Według prac [114]

doświadczalnych — problematyka badawcza jest wciąż jeszcze daleka od wyczerpania, a teoria struktury domenowej i procesów magnetycznych w cienkich warstwach jest nadal mocno heurystyczna i niejednolita. Ograniczymy się więc tutaj do przytoczenia tytułem przykładu kilku ciekawszych reprodukcji struktury domenowej cienkich warstw i podstawowych danych bibliograficznych, mogących z powodzeniem stanowić punkt wyjścia dla bliższego zapoznania się z tą rozległą już dziś i niezmiernie ważną problematyką.

Rys. 27 przedstawia interesujące zdjęcie i interpretację „drabinkowej“ ścianki Blocha, zwanej ścianką poprzecznego wiązania (cross—tie wall), zaobserwowanej na cienkiej warstwie (300 Å) permalloyu [114]. Jest to jak gdyby spiralnie skręcona 180° ścianka Blocha, przy czym oś obrotu jest równoległa do ścianki, a okres obrotu równy jest odległości między sąsiednimi poprzecznymi „szczebelkami“. Te z kolei mają strukturę zbliżoną do struktury tzw. ścianki Néela, w której obrót wektora namagnesowania odbywa się wokół osi prostopadłej do powierzchni warstwy, a więc w płaszczyźnie warstwy [54]. Podobny charakter mają niektóre partie ścianki podstawowej, co łatwo zauważyć na schemacie. Ten typ ścianki jest charakterystyczny dla „przejściowej“ struktury domenowej, występującej przy określonej grubości warstwy (od 10^2 Å do 10^3 Å).



Rys. 28. Struktura domenowa cienkiej warstwy FeNi (około 1000 Å) według pracy [115], uzyskana metodą figur proszkowych. Odstęp między domenami wynosi 0,5 cm

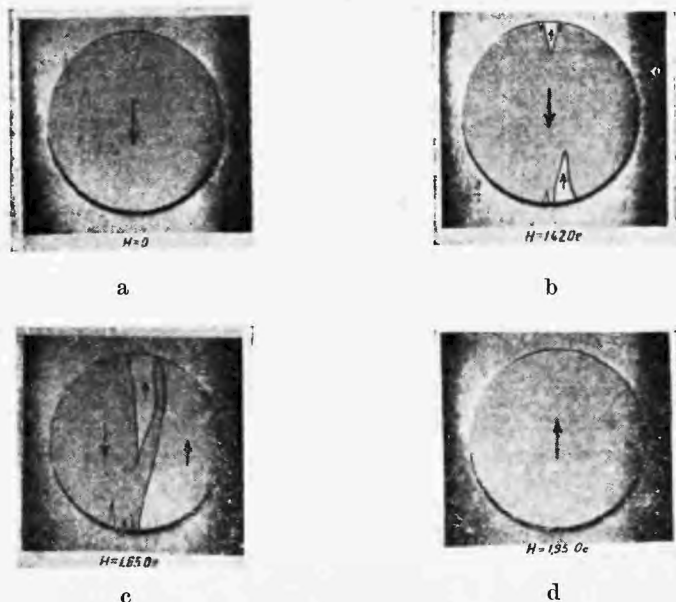


Rys. 29. Wpływ pola magnetycznego, prostopadłego do powierzchni próbki, na: a — 180° ścianki Blocha w cienkiej warstwie FeNiMo (1450 Å); b — 180° ścianki Néela w cienkiej warstwie Co (470 Å). Widoczna jest naprzemienna polaryzacja ścianek Blocha. (Według Kireńskiego i Burawihina [65]; metoda figur proszkowych)

Inny ciekawy typ struktury domenowej w cienkiej warstwie FeNi (około 10^3 Å) przedstawia rys. 28. Każde „oczko“ stanowi jedną domenę, namagnesowaną przeciwnie do otoczenia. Odległość między sąsiednimi oczkami wynosi 0,5 cm. Cienkie warstwy o podobnej strukturze (dzięki prawie prostokątnej pętli histerezy) mają zastosowanie jako elementy pamięci magnetycznej

w maszynach elektronowych. Szczególną rolę pod tym względem odegrać mogą cienkie warstwy monokryształów jednoosiowych, gdyż — jak na to wskazują wstępne doświadczenia — można na nich uzyskać obszary jednodomenowe o średnicy 10^{-3} cm [116], co stwarza możliwość zapisania do miliona informacji na 1 cm^2 !

Dwie dalsze struktury domenowe cienkich warstw są przedstawione na rys. 6 i 10, przy czym domeny na rys. 6 namagnesowane są (na przemian) przeciwnie, a ścianki między nimi mają wiązanie poprzeczne, podobnie jak na rys. 27.



Rys. 30. Typowy proces przemagnesowania jednodomenowej cienkiej warstwy (permalloy, 1400 \AA) o prawie prostokątnej pętli histerezy, obserwowany za pomocą zjawiska Kerra. (Według Kobieleva i Korsuńskiego [65])

Rys. 29 przedstawia 180° ścianki Blocha (a) w cienkiej warstwie FeNiMo (1450 \AA) oraz 180° ścianki Néela (b) w cienkiej warstwie Co (470 \AA). Widać, że prostopadle do warstwy pole magnetyczne nie wywiera żadnego wpływu na ścianki Néela. W warstwie Co wytworzyły się ścianki Néela, ponieważ jej grubość jest mniejsza od grubości krytycznej.

Na rys. 30 pokazano typowy wpływ pola magnetycznego na strukturę jednodomenową cienkiej warstwy ferromagnetycznej (permalloy; grubość warstwy 1400 \AA) o prawie prostokątnej pętli histerezy.

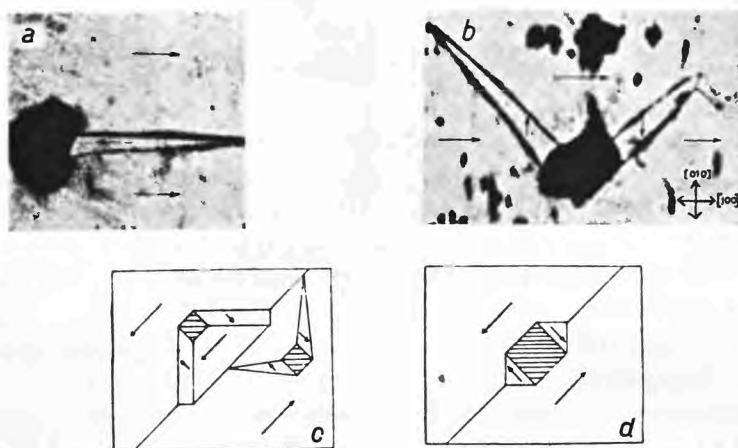
Należy wszakże podkreślić, że struktura domenowa i procesy przemagnesowania cienkich warstw są zjawiskiem w dużej mierze specyficznym, i dlatego przy porównywaniu z analogicznymi zjawiskami w dużych monokryształach (powyżej grubości krytycznej) należy być ostrożnym. Chodzi tu bowiem nie tylko o różnice w rozmiarach, ale również i w budowie krystalicznej, która

w cienkich warstwach jest nieco inna — z uwagi na odmienny sposób przygotowywania próbek.

Bogaty materiał doświadczalny dotyczący struktur domenowych i innych własności cienkich warstw znaleźć można w pracach [35, 38, 65, 89, 117, 119]. Teorii tych zjawisk poświęcone są prace [108, 54, 109, 119—121]. Zastosowanie cienkich warstw ferromagnetycznych do techniki elektronowej i maszyn cyfrowych omawiają np. prace [122, 119].

3.4. Wpływ obcych wtrąceń i wad sieci krystalicznej

Na strukturę domenową ferromagnetyków wywierają również wpływ wady struktury krystalicznej. Mogą nimi być dziury lub obce ciała, zwłaszcza niemagnetyczne. Niemagnetyczne wtrącenia (inkluzje) wpływają jednakże na



Rys. 31. Domeny wtrącone, tworzące się wokół dużych wad (o średnicy powyżej 10^{-5} cm) w sieci krystalicznej ferromagnetyku [124]. Rys. 31c, d ilustrują schematycznie wpływ 180° ścianki Blocha na strukturę domenową wokół wady

strukturę domenową w zasadzie tak samo, jak dziury, dlatego nie będziemy ich omawiać oddzielnie.

Dziury mają wpływ na strukturę domenową dopiero wówczas, gdy ich rozmiary przekraczają pewną wartość krytyczną, równą co do rzędu wielkości rozmiarom krytycznym dla struktury jednodomenowej, a więc $\sim 10^{-5}$ cm (waha się ona nieco dla różnych materiałów w zależności od wartości stałych anizotropii). Wokół takich wad tworzą się zazwyczaj klinowe domeny brzegowe (domeny wtrącone lub wtórne), których kierunek zależy od typu podstawowej struktury domenowej kryształu. Są one namagnesowane w jednym z kierunków magnetycznie wyróżnionych. Domeny wtrącone — podobnie jak domeny zamykające przy powierzchni — obniżają energię kryształu w jego własnym polu magnetycznym, powodując maksymalne zamknięcie strumienia magnetycznego we wnętrzu kryształu (porównaj rys. 16—23 i uwagi o domenach zamykających). Na rys. 31 przedstawiono zdjęcia i rysunki kilku

domen wtrąconych. Domeny z rys. 31a są typowe dla powierzchni z jednym kierunkiem magnetycznie wyróżnionym (np. (110) dla Fe lub powierzchnia aksjalna Co); domeny z rys. 31b występują na powierzchni z dwoma prostopadłymi względem siebie kierunkami łatwymi (powierzchnie (100) kryształów trójosiowych); rys. 31c, d przedstawiają schematycznie modyfikację domen wtrąconych typu (b) przy zbliżaniu się (c) i przejściu (d) 180° ścianki Blocha przez dziurę (np. pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego). Dwa ostatnie rysunki tłumaczą również, dlaczego duże wady utrudniają proces namagnesowania, który w fazie początkowej odbywa się — jak wiadomo — wskutek przesuwania ścianek Blocha.

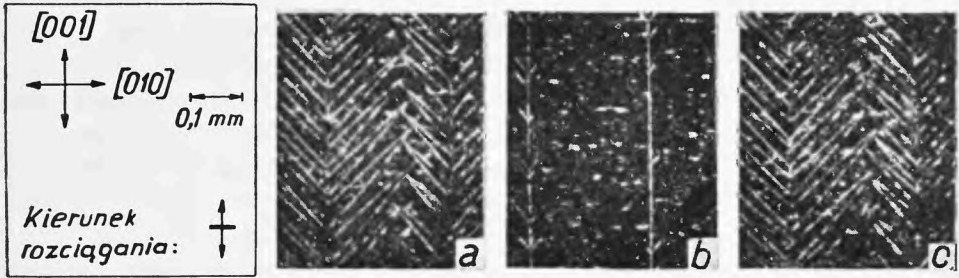
Pierwszą fenomenologiczną teorię domen wtrąconych podał Néel [7] na długo przed ich wykryciem [50]. Teorię tę rozwinęły prace [14, 123]. Rezultaty badań doświadczalnych podają prace [31—33, 36, 43, 100, 124].

3.5. Wpływ naprężeń na strukturę domenową

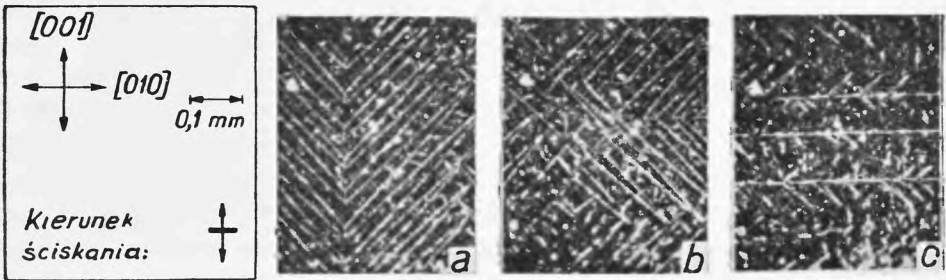
Wszelkie naprężenia powodują odkształcenie sieci krystalicznej, w wyniku czego zmieniają się nieco odległości między atomami kryształu, co z kolei pociąga za sobą wzmocnienie lub osłabienie wzajemnego oddziaływania magnetycznego atomów. Co prawda w ferromagnetykach występuje również zjawisko odwrotne: silne sprzężenie magnetyczne między atomami wywołuje odkształcenie sieci krystalicznej, które z kolei wzmacnia lub osłabia oddziaływanie magnetyczne (magnetostrykcja). Jednakże wpływ tego zjawiska na strukturę domenową jest raczej drugorzędny i dlatego nie będziemy go tu omawiać¹⁴.

Wpływ naprężeń zewnętrznych na strukturę domenową polega ogólnie rzecz biorąc na tym, iż ściskanie, względnie rozciąganie kryształu ferromagnetycznego powoduje wytworzenie się nowych kierunków magnetycznie wyróżnionych, bądź „wzmocnienie“ któregoś z już istniejących (anizotropia wymuszona). Tak np. w ferromagnetyku trójosiowym o dodatniej magnetostrykcji wymuszony kierunek łatwego namagnesowania jest równoległy do kierunku siły rozciągającej, a prostopadły do kierunku siły ścisakającej. Widać to wyraźnie na rys. 32—33, przedstawiających charakterystyczną zmianę struktury domenowej na powierzchni prawie (100) monokryształu FeSi przy rozciąganiu (rys. 32) i ścisaniu (rys. 33) próbki w kierunku [001] (porównaj rys. 17a). Na rys. 34 pokazano dwie struktury domenowe, otrzymane na powierzchniach (001) krysztalitów FeSi pod wpływem naprężeń, wywołanych przez nagłe oziębienie próbki. Zygzakowate linie są zniekształconymi ściankami Blocha z powierzchni (001) modelu na rys. 15a.

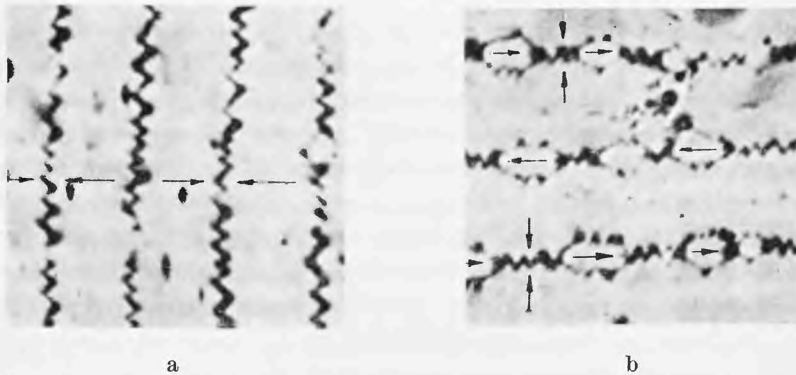
¹⁴ Problem ten nie jest naszym zdaniem dostatecznie wyjaśniony. Z jednej strony bowiem utrzymuje się na ogół, iż wpływ magnetostrykcji, np. na strukturę domenową ferromagnetyków trójosiowych jest bardzo istotny (patrz np. [8, 20]), gdyż inaczej trudno wytłumaczyć występowanie w nich 180° ścianek Blocha, bowiem teoria bez magnetostrykcji dopuszcza wyłącznie 90° ścianki [6, 42, 103]. Z drugiej zaś strony np. obserwowano przeciwnoległe namagnesowane domeny w stopie FeNi, pozbawionym prawie całkowicie magnetostrykcji [125].



Rys. 32. Zmiana struktury domenowej na powierzchni prawie (100) monokryształu FeSi pod wpływem rozciągania w kierunku $[001]$: a — przed włączeniem; b — po włączeniu; c — po wyłączeniu naprężenia (porównaj interpretację namagnesowania domen na rys. 17a). Według [50]



Rys. 33. Zmiana struktury z rys. 32a pod wpływem ściskania próbki w kierunku $[001]$: a — przed naprężeniem; b — przy niewielkim naprężeniu; c — przy maksymalnym naprężeniu (porównaj interpretację z rys. 17a). Według [50]



Rys. 34. Zygzakowata (a) i łańcuszkowa (b) struktura domenowa na naprężonej powierzchni (001) kryształu FeSi (porównaj rys. 15a). Powiększenie 500 \times . Według [126]

Badaniu wpływu naprężeń na strukturę domenową ferromagnetyków poświęcone są m. in. prace [127]. Wpływ walcowania próbki ferromagnetycznej na jej strukturę domenową i własności anizotropowe badano w pracach [128].

3.6. Zależność struktury domenowej od temperatury

Wpływ temperatury na strukturę domenową przedstawia się rozmaicie w różnych materiałach ferromagnetycznych. Podczas gdy jedne ferromagnetyki (np. Fe, Co) są w stosunkowo dużym zakresie temperatur pod tym względem

dość „odporne“, to są i takie, których struktura domenowa ulega istotnym zmianom pod wpływem temperatury (np. Ni, MnBi). Tradycyjnie rozróżnia się tutaj zakresy temperatur powyżej i poniżej 0°C , co wiąże się z tym, iż niemal wszystkie obserwacje doświadczalne realizowane były przede wszystkim w temperaturze pokojowej. W ostatnich latach zaledwie kilka prac, i to dla bardzo nielicznych materiałów ferromagnetycznych, objęło swymi badaniami zakres temperatur od -170°C do $+700^{\circ}\text{C}$. Toteż nie pozwalają one jeszcze omówić wszechstronnie wpływu zmian temperatury na strukturę domenową, jednakże można z nich już wysnuć pewne ogólne wnioski.

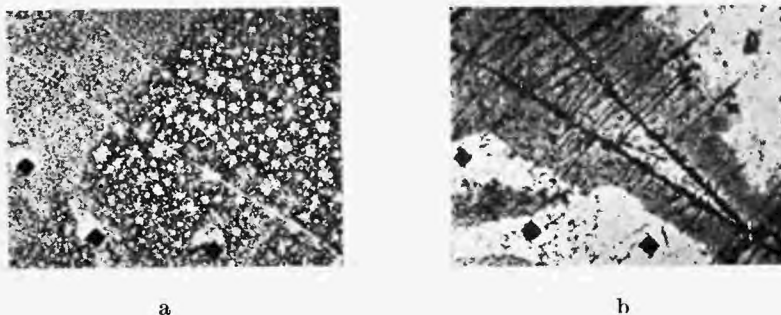
Przy podwyższaniu temperatury kryształu ferromagnetycznego obserwuje się zawsze istotne zmiany struktury domenowej, gdy zbliżamy się do temperatury Curie bądź temperatury, w której następuje przemiana fazowa. Zmiany te polegają albo na wykształceniu się nowych kierunków łatwego namagnesowania (przemiany fazowe), albo na stopniowym „rozmywaniu się“ struktury domenowej wskutek wzmożonych cieplnych ruchów atomów. Wpływ temperatury na strukturę domenową nie zawsze jest należycie uwzględniany w pracach eksperymentalnych (Kirenski i Diegtjar [37]), pomija się bowiem często termiczną inercję struktury domenowej. Wynika ona z faktu, iż silne sprzężenie magnetyczne między spinami atomów kryształu wymaga stosunkowo dużego bodźca termicznego, aby ulec widocznemu osłabieniu (duży czas relaksacji ustalania się stanu równowagi termodynamicznej). Dowodem tego jest tzw. „histereza temperaturowa“ zaobserwowana np. na FeSi (3,5% Si) w pracy [129].

Przy obniżaniu temperatury ferromagnetyku struktura domenowa nie zawsze ulega istotnym zmianom. Fenomenologicznie rzecz biorąc zależy to bowiem głównie od zmiany stałych anizotropii magnetycznej wraz z temperaturą. Jeśli przy obniżaniu temperatury anizotropia wzrasta (np. Fe, Co), wtedy typ struktury domenowej pozostaje w zasadzie ten sam, zmieniają się jedynie (na ogół nieznacznie) rozmiary domen. Jeżeli natomiast anizotropia maleje, to może nastąpić istotna zmiana struktury domenowej, gdy energia anizotropii zmienia znak (przejście fazowe w niskich temperaturach). Zmiany tego typu obserwuje się np. w Ni, co prawda w temperaturze około 100°C [22], ale nie jest wykluczone, że dla bardziej złożonych materiałów magnetycznych wystąpić one mogą w temperaturach znacznie niższych.

Warto w tym miejscu zwrócić uwagę na jeszcze jeden ważny problem natury raczej teoretycznej. Wypowiedzi teorii na temat struktury domenowej porównuje się zazwyczaj z obserwacjami, dokonanymi w temperaturze pokojowej [10, 16, 104], podczas gdy wszystkie dotychczasowe teorie bazują na minimalizacji całkowitej energii kryształu ferromagnetycznego (przy ujęciu kwantowym minimalizuje się średnią wartość operatora Hamiltona) [5—8, 13—18], co — jak wiadomo — jest usprawiedliwione dla temperatur bliskich zera bezwzględnego. Sprawy nie ratuje fakt, iż uwzględnia się czasami zależność stałych anizotropii od temperatury (biorąc np. ich wartości dla temperatur poko-

jowych), gdyż prócz nich do wzorów na parametry struktury domenowej (szerokość domeny, ścianki Blocha itp.) wchodzi przecież również całka wymiany Heisenberga¹⁵, której zależność od temperatury bywa z reguły ignorowana. Dlatego niezwykle istotne dla teorii struktury domenowej są obserwacje właśnie w najniższych temperaturach, których dotąd zupełnie brak.

Jedną z głównych przyczyn tak późnego podjęcia badań nad wpływem temperatury na strukturę domenową był brak odpowiedniej techniki obserwacyjnej, nadającej się do zastosowania w możliwie szerokim zakresie temperatur. Normalna bowiem technika koloidalnej zawiesiny — do niedawna



a

b

Rys. 35. Zmiana kierunku namagnesowania w Co pod wpływem temperatury: a — kierunek łatwy prostopadły do powierzchni próbki (temp. $+20^{\circ}\text{C}$); b — kierunek łatwy w płaszczyźnie powierzchni próbki (temp. $+380^{\circ}\text{C}$). Metoda figur proszkowych (według [52]). Porównaj z rys. 3 i 8

jedyna skuteczna metoda obserwacji — nie nadaje się do tego celu (zamarzanie lub parowanie roztworu). Np. Andrä [52], badając kobalt w zakresie temperatur od $+20^{\circ}\text{C}$ do $+380^{\circ}\text{C}$, stosował zamiast roztworu mydlanego parafinę, stwierdzając tym sposobem przewidywaną zmianę kierunku magnetycznie wyróżnionego o 90° w temperaturze $\sim 250^{\circ}\text{C}$, w której energia anizotropii zmienia znak (rys. 35). Elschner [130] stwierdził metodą figur proszkowych na kryształach FeSi, że w temperaturze $+90^{\circ}\text{C}$ wymiary i liczba domen zamykających ulegają zmniejszeniu.

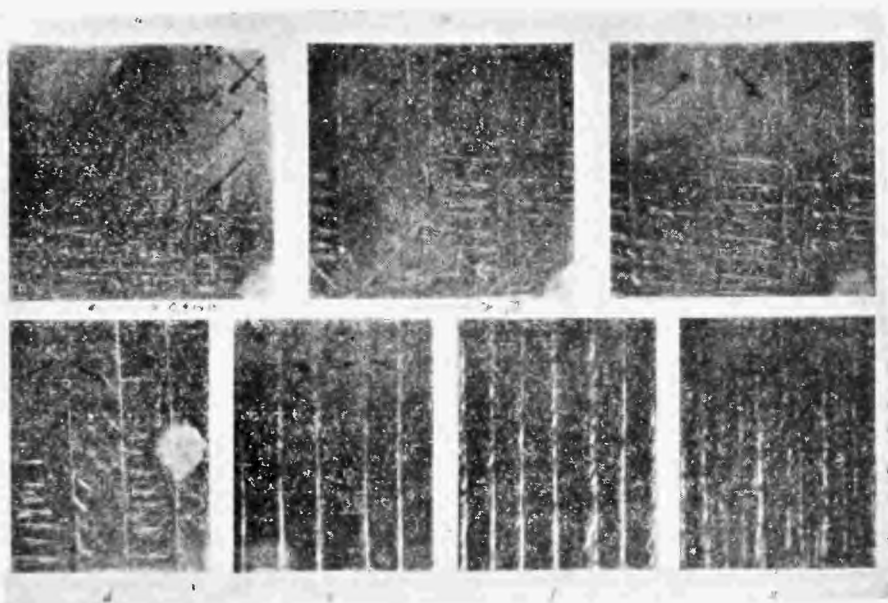
Szpecially przydatne do tego rodzaju badań wydają się metody magneto-optyczne, ostatnio intensywnie rozwijane. Tak np. Andrä przy użyciu mikroskopu polaryzacyjnego zbadał jakościowo strukturę domenową kryształu MnBi w zakresie temperatur od $+20^{\circ}\text{C}$ do -170°C [131], a Kirenski i Diegtjar [63] prześledzili strukturę na powierzchni (110) stopu FeSi w zakresie od $+20^{\circ}\text{C}$ do $+700^{\circ}\text{C}$ (patrz rys. 4). Tę samą metodę zastosowano w pracy [129].

Na uwagę zasługują również pierwsze próby zastosowania sondy permalloyowej [86] i wtórnej emisji elektronowej [35] do badania wpływu temperatury na strukturę domenową kobaltu w przedziale temperatur od $+20^{\circ}\text{C}$ do $+450^{\circ}\text{C}$.

¹⁵ Odnośnie do wzorów na podstawowe parametry struktury domenowej patrz np. artykuł [1].

3.7. Wpływ zewnętrznego pola magnetycznego

Jak wiadomo kryształ ferromagnetyczny ulega w polu magnetycznym polaryzacji, osiągając przy dostatecznie dużym natężeniu pola praktycznie stan całkowitego nasycenia. Wyrazem tego są typowe krzywe namagnesowania, strome w części początkowej i przechodzące stosunkowo szybko w płaską część końcową, odpowiadającą stanowi nasycenia próbki. Proces ten jest ściśle związany ze strukturą domenową. Polaryzacja ferromagnetyku realizuje się bowiem dwiema drogami: 1° — przesuwaniem się ścianek Blocha; 2° — pola-

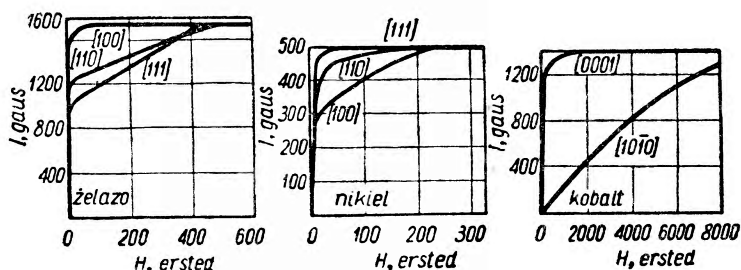


Rys. 36. Wpływ zewnętrznego pola magnetycznego na strukturę domenową monokryształu FeSi, przyciętego według modelu z rys. 15 b. Polaryzacja magnetyczna próbki w poszczególnych stadiach procesu namagnesowania wynosi w 10^3 Gs: a — 0; b — 9; c — 14,5; d — 15,5; e — 15,9; f — 18,5; g — 20. Według [50]. Interpretacja własna

ryzowaniem się domen w kierunku pola. W pierwszym przypadku potrzebna jest stosunkowo niewielka energia (małe natężenie pola zewnętrznego), w drugim — znacznie większa. Oba procesy ilustruje rys. 36, przedstawiający zmianę struktury domenowej na powierzchni (001) monokryształu FeSi (przyciętego według modelu z rys. 15 b) pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego, skierowanego wzdłuż $[\bar{1}10]$. Na zdjęciach a—c proces namagnesowania odbywa się wskutek przesunięcia 180° ścianki Blocha (linia zygzakowata), na zdjęciach d—g natomiast przez stopniowe nachylenie wektora namagnesowania domen w kierunku zewnętrznego pola, w wyniku czego ulegają likwidacji 90° ścianki Blocha — przy równoczesnym zwięźaniu się domen. Pierwsza faza procesu namagnesowania odbywa się bez wychylania wektorów namagnesowania domen z kierunków łatwych, a więc wymaga nieznacznej tylko energii; odpowiada jej

początkowa, stroma część krzywej namagnesowania (rys. 37). Druga faza natomiast, w której wektory namagnesowania domen zostają wychylone z kierunków łatwych, wymaga już znacznie większej energii; odpowiada jej następna, zgięta część krzywej namagnesowania. Aby wektory namagnesowania domen ustawić dokładnie w kierunku pola, potrzebna jest teoretycznie rzecz biorąc nieskończenie duża energia, co odpowiada ostatniej, płaskiej części krzywej namagnesowania.

Jednakże proces namagnesowania nie zawsze przebiega tak, jak to opisano powyżej. Nasylenie może bowiem równie dobrze nastąpić wyłącznie w obrębie jednej z obu faz, przedstawionych na rys. 36; możliwość tę często się pomija



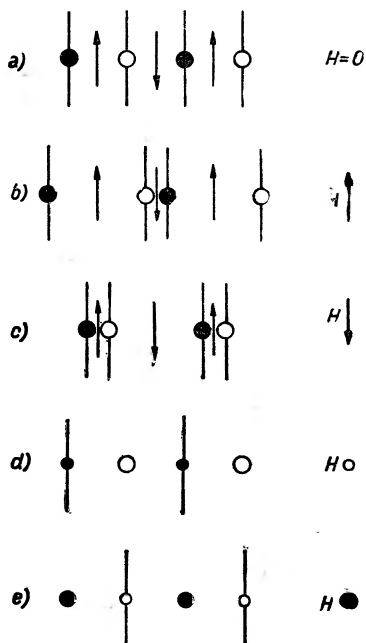
Rys. 37. Krzywe namagnesowania monokryształów Fe, Ni, Co w różnych kierunkach krystalograficznych [23]

przy omawianiu krzywej namagnesowania. Tak np. namagnesowanie monokryształów jednoosiowych w polu podłużnym, tzn. skierowanym wzdłuż osi łatwej, dokonuje się prawie całkowicie drogą przesunięcia ścianek Blocha [6, 132], przy czym domeny podstawowe, namagnesowane zgodnie z kierunkiem pola, rozrastają się kosztem domen namagnesowanych przeciwnolegle, które z kolei przeobrażają się ostatecznie w 360° ścianki Blocha, zabezpieczające odwracalność procesu namagnesowania (zarodzie; porównaj [110]). Dalszy wzrost natężenia pola zewnętrznego praktycznie niczego nie zmienia, gdyż zmniejszenie grubości ścianek wymaga bardzo dużych energii. Tłumaczy to doskonale prawie prostokątny kształt krzywej namagnesowania monokryształu kobaltu w kierunku heksagonalnym (patrz rys. 37). Rys. 38a—c przedstawiają schematycznie wyżej opisany proces, a rys. 39 jest znakomitą doświadczalną egzemplifikacją tego zjawiska.

Zupełnie odmiennie wygląda mechanizm magnesowania monokryształu jednoosiowego w poprzecznym polu zewnętrznym, tzn. prostopadłym do osi heksagonalnej [133]. Jeżeli jego kierunek jest równoległy do ścianek Blocha, wówczas proces namagnesowania odbywa się wyłącznie poprzez obrót wektora namagnesowania domen podstawowych w kierunku pola. Ścianki Blocha, namagnesowane zgodnie z polem, rozszerzają się stopniowo na obszar dwu sąsiednich domen podstawowych, natomiast ścianki namagnesowane przeciwnolegle zamieniają się w 360° ścianki Blocha (zarodzie; porównaj rys. 38a, d, e). Ilustrują to np. figury proszkowe na rys. 29a. Ten mechanizm wyjaśnia

łagodny przebieg krzywej namagnesowania monokryształu Co w kierunku trudnym (rys. 37).

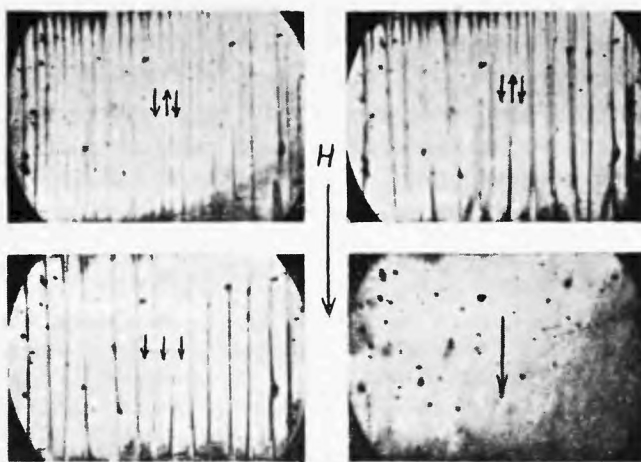
Oba ostatnie przypadki procesu namagnesowania odnoszą się nie tylko do ferromagnetyków jednoosiowych, ale w zasadzie do każdej struktury domenowej, składającej się z przeciwrównolegle namagnesowanych domen podstawowych.



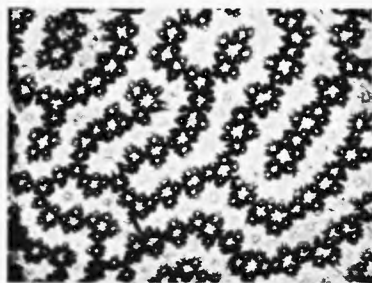
Rys. 38. Ilustracja wpływu podłużnego (b, c) i poprzecznego (d, e) pola magnetycznego na strukturę domenową (a) jednoosiowego monokryształu. Kółka przedstawiają (naprzemienną) polaryzację 180° ścianek Blocha (● — w głąb, ○ — na zewnątrz płaszczyzny rysunku; porównaj rys. 1). Według [132, 133]

W ogólnym przypadku przy dowolnym kierunku zewnętrznego pola magnetycznego i dowolnej strukturze domenowej proces namagnesowania realizuje się na ogół zarówno poprzez przesunięcie ścianek Blocha jak i obrót wektorów namagnesowania domen w kierunku pola. Dlatego też jest on bardzo złożony i trudny do zanalizowania. Można jednakże stwierdzić ogólnie, że zewnętrzne pole magnetyczne zawsze najpierw dokonuje wszelkich możliwych przesunięć ścianek Blocha, a dopiero potem wychyla z kierunków łatwych wektory namagnesowania domen. Jedynie w cienkich warstwach obserwuje się odstępstwa od tej zasady [65].

Trudno tu wchodzić w bardziej szczegółową analizę wpływu zewnętrznego pola magnetycznego na strukturę domenową ferromagnetyków, gdyż ten aspekt struktury domenowej jest szczególnie wszechstronnie badany do tego stopnia, iż większość cytowanych tu prac — zwłaszcza doświadczalnych — zajmuje się z reguły m. in. i tym problemem.



a



b

Rys. 39. Wpływ aksjalnego zewnętrznego pola magnetycznego na strukturę domenową jednoosiowych monokryształów: a — przesuwanie się 180° ścianek Blocha na powierzchni aksjalnej $\text{PbO} (\text{Fe}_2\text{O}_3)_6$ [106]; b — struktura domenowa na powierzchni heksagonalnej Co z rys. 13a w podłużnym polu magnetycznym (zdjęcie własne)

4. Uwagi końcowe

Podany tu przegląd możliwie najnowszych wyników badań nad strukturą domenową ferromagnetyków obejmuje mimo pozornej obszerności jedynie najważniejszą problematykę tej dziedziny i jest daleki od doskonałości. Wyboru zagadnień, egzemplifikacji i literatury — ograniczonego z natury rzeczami normami artykułu przeglądowego — starano się dokonać z jednej strony z myślą o Czytelniku zamierzającym podjąć problematykę badawczą z zakresu struktury domenowej bądź zagadnień pokrewnych, z drugiej zaś strony usiłowano przedstawić obok problemów już rozwiązanych również i otwarte, których jak widać jest jeszcze bardzo dużo. Stanowiąc one mogą przedmiot badań nie tylko dla specjalistów, ale także dla adeptów tej interesującej i ważnej dla współczesnej techniki dziedziny fizyki ciała stałego. Mimo bowiem ogromnej liczby prac,

stwarzającej pozory wyczerpywania się podstawowej problematyki badawczej, zasadniczym bodaj niedostatkiem większości dotychczasowych badań jest ich przypadkowy i heurystyczny charakter. Brak wciąż jeszcze systematycznych i pełnowartościowych obserwacji w rodzaju np. pracy [50], które mogłyby stanowić dostateczną podstawę dla uogólnień i zastosowań. Rzutuje to również mocno na teorię struktury domenowej, która jest nadal niejednolita, niepełna, a w wielu wypadkach nawet nie pozbawiona sprzeczności. Dlatego też konieczne są dalsze, przede wszystkim systematyczne badania, zarówno doświadczalne jak i teoretyczne, do których niniejszy artykuł chciałby jak najbardziej zachęcić.

Literatura

- [1] W. Ziętek, Postępy Fizyki, **13**, 407 (1962).
- [2] P. Weiss, J. Phys. Radium, **6**, 661 (1907).
- [3] W. Heisenberg, Z. Phys., **39**, 499 (1926); **49**, 619 (1928); **69**, 287 (1931).
- [4] F. Bloch, Z. Phys., **61**, 206 (1930); **70**, 395 (1931); **74**, 295 (1932).
- [5] L. Landau, E. Lifszic, Phys. Z. Sov., **8**, 153 (1935).
- [6] J. Szirobokow, Dokl. Akad. Nauk SSSR, **24**, 426 (1939); Ż. eksper. teor. Fiz., **11**, 554 (1941).
- [7] L. Néel, J. Phys. Radium, **5**, 241 i 265 (1944); Cahiers de Phys., **25**, 1 i 21 (1944); Comptes Rendus, **224**, 1488 i 1550 (1947).
- [8] C. Kittel, Rev. mod. Phys., **21**, 541 (1949).
- [9] B. A. Lilley, Phil. Mag., **41**, 792 (1950).
- [10] L. F. Bates, F. E. Neale, Proc. Phys. Soc. A, **63**, 374 (1950).
- [11] L. F. Bates, C. D. Mee, Proc. Phys. Soc. A, **65**, 129 (1952).
- [12] L. F. Bates, G. W. Wilson, Proc. Phys. Soc. A, **66**, 819 (1953).
- [13] K. H. Stewart, *Ferromagnetic Domains*, Cambridge-London 1954.
- [14] J. Goodenough, Phys. Rev., **95**, 917 (1954); **102**, 356 (1956).
L. Špaček, Czech. J. Phys., **9**, 186 i 200 (1959).
- [15] C. Kittel, Phys. Rev., **101**, 1611 (1956).
- [16] J. Kociński, Acta phys. Polon., **17**, 283 (1958); **18**, 196 (1959).
- [17] T. Ogutshi, Progr. theor. Phys., **9**, 7 (1953).
- [18] W. Ziętek, Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. III A, **9**, 221 i 599 (1961); **10**, 317 i 451 (1962); Acta phys. Polon., **21**, 175 (1962); **22**, 37 (1962);
J. Klamut, Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. III A, **11**, 79 (1963),
J. Klamut, W. Ziętek, Proc. Phys. Soc., **82** (1963) — w druku.
- [19] W. F. Brown, J. appl. Phys., **11**, 160 (1940).
- [20] S. W. Wonsowski, J. S. Szur, *Ferromagnetizm*, Moskwa-Leningrad 1948.
- [21] E. C. Stoner, Rep. Progr. Phys., **11**, 43 (1948); **13**, 83 (1950).
- [22] R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, New York 1951.
- [23] S. W. Wonsowski, *Współczesna nauka o magnetyzmie*, Warszawa 1958.
- [24] Sz. Szczeniowski, *Dzisiejszy stan teorii ferromagnetyzmu (Sesja Nauk. Elektroniki Ciała Stałego)*, PAN, Warszawa 1954.
- [25] J. G. Dorfmann, *Magnitnyje swojstwa i strojenije wieszczestwa*, Moskwa 1955.
- [26] C. Kittel, J. Galt, Solid State Physics, **3**, 437 (1956).
- [27] K. P. Bielow, *Uprugije, tiepłowyje i elektriczestkije jawlenija w ferromagnetikach*, Moskwa 1957; *Magnitnyje prawraszczenija*, Moskwa 1959;
K. M. Poliwanow, *Ferromagnitiki*, Moskwa-Leningrad 1957.
- [28] J. Kociński, Postępy Fizyki, **8**, 45 (1957).

- [29] M. Markuszewicz, *Prace IH*, **8**, 281 (1956).
 B. Wysłocki, M. Markuszewicz, *Prace IH*, **12**, 21 (1960).
 M. Markuszewicz, B. Wysłocki, *Prace IH*, **14** (1962), w druku.
- [30] *Fizika ferromagnitnych oblastiej* (zbiór prac), Leningrad 1951.
- [31] L. F. Bates, *Rev. de Metallurgie*, **49**, 185 (1952).
- [32] L. F. Bates, *J. Inst. of Metals*, **82**, 417 (1953—54).
- [33] L. F. Bates, *Endeavour*, **16**, 151 (1957).
- [34] Zbiór prac, *Fizika Metalow i Metalowiedzenie* **1**, zeszyt 1 (1955); *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **21**, 1149—1212 (1957).
- [35] *Magnitnaja struktura ferromagnetikow* (zbiór prac), Moskwa 1959.
- [36] L. F. Bates, *The Adv. of Science*, **62**, 13 (1959).
- [37] *Magnitnaja struktura ferromagnetikow* (zbiór prac), Nowosibirsk 1960.
- [38] Zbiór prac, *Suppl. J. appl. Phys.*, **32**, No. 3 (1961).
- [39] J. H. van Vleck, *Conference on Magnetism and Magnetic Materials*, Boston 1956;
Z. phys. Chem., **16**, 358 (1958), Simon-Gedenkheft; *J. Phys. Radium*, **20**, 124 (1959).
- [40] J. H. van Vleck, *Proc. IRE*, **44**, 1248 (1956).
- [41] C. Kittel, *Suppl. Nuovo Cimento*, **6**, 895 (1957).
- [42] S. W. Wonsowski, *Uspiechi fiz. Nauk*, **26**, 64 (1944).
- [43] H. J. Williams, M. Goertz, *J. appl. Phys.*, **23**, 316 (1952).
- [44] C. Kittel, *Phys. Rev.*, **76**, 1527 (1949).
- [45] W. Andrä, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **15**, 135 (1954);
 B. Wysłocki, *Phys. Status solidi*, **3** (1963) — w druku.
- [46] L. von Hamöb, P. A. Thiessen, *Z. Phys.*, **71**, 442 (1931).
- [47] F. Bitter, *Phys. Rev.*, **38**, 1903 (1931).
- [48] N. S. Akułow, M. W. Diegtjar, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **15**, 750 (1932).
- [49] W. C. Elmore, *Phys. Rev.*, **51**, 982 (1937); **53**, 757 (1938).
- [50] H. J. Williams, R. M. Bozorth, W. Shockley, *Phys. Rev.*, **75**, 155 (1949).
- [51] W. Andrä, E. Schwabe, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **17**, 55 (1955).
- [52] W. Andrä, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **17**, 233 (1956).
- [53] W. H. Bergman, *Z. angew. Phys.*, **8**, 559 (1956).
- [54] L. Néel, *Comptes Rendus*, **241**, 533 (1955).
- [55] H. J. Williams, F. G. Foster, E. A. Wood, *Phys. Rev.*, **82**, 119 (1951).
- [56] C. A. Fowler, E. M. Fryer, *Phys. Rev.*, **94**, 52 (1954);
 C. A. Fowler, E. M. Fryer, D. Treves, *J. appl. Phys.*, **31**, 2267 (1960).
- [57] E. W. Lee, D. R. Callaby, A. C. Lynch, *Proc. Phys. Soc.*, **72**, 233 (1958).
- [58] L. W. Kireński, W. W. Wietier, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **125**, 526 (1959).
- [59] W. I. Sinegubow, M. K. Sawczenko, *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **25**, 599 (1961).
- [60] W. Andrä, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **17**, 78 (1956).
- [61] B. W. Roberts, C. P. Bean, *Phys. Rev.*, **96**, 1494 (1954).
- [62] L. W. Kireński, I. F. Diegtjarew, *Magnitnaja struktura ferromagnetikow* (zbiór prac) Nowosibirsk 1960.
- [63] M. M. Noskow, A. W. Sokołow, *Ż. eksper. teor. Fiz.*, **17**, 969 (1947).
- [64] C. A. Fowler, E. M. Fryer, *Phys. Rev.*, **86**, 426 (1952); **95**, 564 (1954); **100**, 746 (1955).
- [65] *Zbiór prac* w *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **25**, zeszyty 5 i 12 (1961).
- [66] C. A. Fowler, E. M. Fryer, *Phys. Rev.*, **104**, 645 (1956); *J. appl. Phys.*, **24**, 104 (1956);
 H. Boersch, M. Lambeck, *Z. Phys.*, **159**, 248 (1960).
- [67] A. L. Houde, *J. appl. Phys.*, **32**, 1234 (1961).
- [68] C. Kittel, *Phys. Rev.*, **83**, 208 (1951).
- [69] P. Argyres, *Phys. Rev.*, **97**, 334 (1955).
- [70] L. H. Germer, *Phys. Rev.*, **62**, 295 (1942).
- [71] G. Scheidler, *Arbeitstagung Festkörperphysik*, 1954.
- [72] M. Blackman, E. Grunbaum, *Proc. Roy. Soc. A*, **211**, 5 (1957); *Nature*, **180**, 1189 (1957).

- [73] L. Marton, S. Lachenbruch, *J. appl. Phys.*, **20**, 1258 (1949).
- [74] L. Marton, I. Simpson, *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **52**, 97 (1954).
- [75] G. W. Spiwak i in., *Dokł. Akad. Nauk SSSR*, **92**, 541 (1954); **105**, 965 (1955); **106**, 39 (1956); **113**, 78 (1957); *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **21**, 1177 (1957); **25**, 1465 (1961).
- [76] L. Marton, *Phys. Rev.*, **65**, 353 (1944).
- [77] A. Eckardt, B. Elschner, *Naturwiss.*, **39**, 566 (1952).
- [78] D. J. Craik, *Proc. Phys. Soc. B*, **69**, 647 (1956).
- [79] D. J. Craik, P. M. Griffiths, *Br. J. appl. Phys.*, **9**, 279 (1958); *Proc. Phys. Soc.*, **73**, 1 (1959).
- [80] W. Schwartz, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **19**, 322 (1957).
- [81] J. T. Michalak, R. C. Glenn, *J. appl. Phys.*, **32**, 1261 (1961).
- [82] H. W. Fuller, M. E. Hale, *Suppl. J. appl. Phys.*, **31**, No. 5, 308 (1960); J. B. Puchalska, R. J. Spain, *Comptes Rendus*, **254**, 72 (1962).
- [83] O. Halpern, T. Holstein, *Phys. Rev.*, **59**, 960 (1941).
- [84] F. Bloch, Homermosh, Staub, *Phys. Rev.*, **69**, 47 (1943).
- [85] G. S. Żdanow, R. P. Ozorow, *Uspiechi fiz. Nauk*, **76**, 239 (1962).
- [86] J. Kaczér, *Czechosl. J. Phys.*, **5**, 239 (1955); *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **21**, 1170 (1957).
- [87] J. Kaczér, R. Gemperle, *Czechosl. J. Phys.*, **6**, 173 (1956).
- [88] L. Kowalewski, *Acta phys. Polon.*, **19**, 59 (1960).
- [89] *Zbiór prac, J. appl. Phys.*, **29**, No. 3 (1958); *Suppl. J. appl. Phys.*, **30**, No. 4 (1959); **31**, No. 5 (1960).
- [90] E. D. Isaac, *Proc. Phys. Soc.*, **74**, 786 (1959).
- [91] J. S. Szur i in., *Ż. eksper. teor. Fiz.*, **38**, 46 (1960).
- [92] M. Fox, R. S. Tebble, *Proc. Phys. Soc.*, **72**, 765 (1958).
B. Wysłocki, *Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. III A*, **11**, 139 (1963).
- [93] C. D. Mee, *Proc. Phys. Soc.*, **63**, 922 (1950).
- [94] R. F. Pearson, *Proc. Phys. Soc. B*, **70**, 441 (1957).
- [95] R. Perthel, W. Andrä, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **19**, 265 (1957).
- [96] W. S. Paxton, T. G. Nilan, *J. appl. Phys.*, **26**, 994 (1955).
- [97] J. S. Szur, W. R. Abels, *Fiz. Metallow i Metallowiedienie*, **1**, 5 i 11 (1955).
J. S. Szur i in., *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **21**, 1162 (1957).
- [98] H. J. Williams, W. Shockley, *Phys. Rev.*, **75**, 178 (1949).
L. F. Bates, A. Hart, *Proc. Phys. Soc. A*, **66**, 813 (1953); *B*, **69**, 497 (1956).
- [99] R. Carry, *Proc. Phys. Soc.*, **76**, 567 (1960);
L. F. Bates, R. Carry, *Proc. Phys. Soc.*, **76**, 754 (1960).
- [100] M. Yamamoto, T. Iwata, *Sci. Rep. Res. Inst. Tohoku Univ. A*, **5**, 433 (1953); **8**, 293 (1956).
- [101] L. F. Bates, G. W. Wilson, *Proc. Phys. Soc. A*, **66**, 819 (1953).
- [102] E. Hall, *Proc. Phys. Soc. B*, **70**, 254 (1957).
- [103] E. Lifszic, *Ż. eksper. teor. Fiz.*, **15**, 97 (1945).
- [104] G. S. Kandaurowa i in., *Ż. eksper. teor. Fiz.*, **38**, 60 (1960).
- [105] D. Martin, *Proc. Phys. Soc. B*, **70**, 77 (1957).
- [106] L. F. Bates i in., *Proc. Roy. Soc. A*, **253**, 1 (1959).
J. Kaczér, R. Gemperle, *Czech. J. Phys. B*, **10**, 505 (1960).
- [107] R. V. Coleman, G. G. Scott, *Phys. Rev.*, **107**, 1276 (1957); *J. appl. Phys.*, **28**, 1512 (1957); **29**, 526 (1958);
R. W. De Blois, C. D. Graham, *J. appl. Phys.*, **29**, 528 (1958);
C. A. Fowler, E. M. Fryer, D. Treves, *Suppl. J. appl. Phys.*, **32**, 296 (1961).
- [108] C. Kittel, *Phys. Rev.*, **70**, 965 (1946); **73**, 810 (1948).
- [109] L. Néel, *J. Phys. Radium*, **17**, 250 (1956).
- [110] W. Ziętek, *Suppl. Acta phys. Polon.*, **22** 127 (1962).

- [111] J. Frenkel, J. Dorfman, *Nature*, **126**, 274 (1930);
 A. P. Komar i in., *Ž. tech. Fiz.*, **10**, 1745 (1940); *Ž. eksper. teor. Fiz*, **11**, 711 (1941);
Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz., **11**, 497 (1947);
 E. C. Stoner, E. P. Wohlfart, *Phil. Trans. A*, **240**, 599 (1948);
 E. I. Kondorski, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **70**, 215 (1950); **74**, 213 (1950); **80**, 197 (1951); **82**, 365 (1952).
- [112] C. Guillaud, Thesis, Strassbourg 1943;
 J. S. Szur i in., *Z. tech. Fiz.*, **19**, 88 i 235 (1949); **20**, 1393 (1950); *Fiz. Metalłow i Metalłowiedzenie*, **5**, 238 (1957); *Ž. eksper. teor. Fiz.*, **38**, 46 (1960); *Izw. Akad. Nauk SSSR*, **25**, 1445 (1961); **26**, 266 (1962);
 F. J. Darnell, *J. appl. Phys.*, **32**, 1269 (1961).
- [113] H. König, *Naturwiss.*, **33**, 71 (1946);
 A. Drigo, M. Pizzo, *Nuovo Cimento*, **5**, 196 (1948);
 E. C. Crittenden, R. W. Hoffman, *Rev. mod. Phys.*, **25**, 310 (1953);
 M. J. Klein, R. S. Smith, *Phys. Rev.*, **81**, 378 (1953);
 W. Reinke, *Z. Phys.*, **137**, 169 (1954);
 L. E. Collins, O. S. Heavens, *Phil. Mag.*, **45**, 283 (1954);
 R. L. Conger, *Phys. Rev.*, **98**, 1752 (1955);
 B. Elschner, D. Unangst, *Z. Naturforsch. A*, **11**, 98 (1956);
 C. A. Fowler i in., *Phys. Rev.*, **104**, 645 (1956);
 H. Williams, R. Sherwood, *J. appl. Phys.*, **28**, 548 (1957).
- [114] E. E. Huber i in., *J. appl. Phys.*, **29**, 294 (1958);
 R. M. Moon, *Suppl. J. appl. Phys.*, **30**, No. 4, 82 (1959).
- [115] A. C. Moore, A. S. Young, *Suppl. J. appl. Phys.*, **31**, 279 (1960).
- [116] H. J. Williams, R. C. Sherwood, *J. appl. Phys.*, **29**, 296 (1958).
 J. Kaczér, R. Gemperle, *Czech. J. Phys. B*, **11**, 510 (1961).
- [117] A. Von Itterbeek, *J. Phys. Radium*, **17**, 241 (1956);
 A. Corciovei, *Czechosl. J. Phys. B*, **10**, 568 (1960).
- [118] *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **26**, 261 (1962).
- [119] C. Kooy, U. Enz, *Philips Res. Repts*, **15**, 7 (1960); *Materiały z sesji na temat cienkich warstw magnetycznych*, PWN, Warszawa 1961.
 J. Kaczér, R. Gemperle, *Czech. J. Phys. B*, **11**, 157 (1961).
- [120] J. Kaczér, *Czechosl. J. Phys.*, **7**, 557 (1957); *J. appl. Phys.*, **29**, 569 (1958);
 Z. Malék, V. Kambersky, *Czechosl. J. Phys.*, **8**, 416 (1958).
 W. Ziętek, *Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. III A*, **11**, (1963) — w druku.
- [121] H. Ekstein, *J. appl. Phys.*, **26**, 1342 (1955);
 J. Kaczér, *Czechosl. J. Phys.*, **6**, 310 (1956);
 L. Valenta, *Czechosl. J. Phys.*, **7**, 127 i 136 (1957).
 W. Ziętek, *Z. Phys.*, **171** 487 (1963); *Bull. Acad. Polon. Sci. Cl. IIIA*, **11**, 27 (1963).
- [122] R. Heritage, M. J. Walker, *Electronics Control*, **7**, 542 (1959);
 A. Polnn, E. Mitchell, *Trans. IRE*, **EC-9**, 308 (1960);
 E. J. Bradley, *Brit. IRE*, **20**, 765 (1960).
- [123] E. Kondorski, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **68**, 37 (1949);
 M. Kersten, *Z. angew. Phys.*, **8**, 397 (1955);
 R. Brenner, *Z. angew. Phys.*, **8**, 391 (1955).
- [124] L. F. Bates, C. D. Mee, *Proc. Phys. Soc. A*, **65**, 140 (1952);
 J. S. Szur, W. R. Abels, *Fiz. Metalłow i Metalłowiedzenie*, **1**, 5 (1955);
 L. F. Bates, R. Carey, *Proc. Phys. Soc.*, **75**, 880 (1960).
- [125] J. W. Shih, *Phys. Rev.*, **55**, 1264 (1939).
- [126] B. Wysłocki, W. Ziętek, *Acta phys. Polon.*, **21**, 433 (1962).
- [127] L. J. Dijkstra, U. M. Martius, *Rev. mod. Phys.*, **25**, 146 (1953);
 G. Somerkorn, *Techn. Mitt. Krupp*, **13**, 71 (1955);
 W. Stephan, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **15**, 337 (1955); *Exper. Tech. der Phys.*, **4**, 145 (1957);

- L. W. Kireński i in., *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **21**, 1168 (1957);
W. A. Zajkova, J. S. Szur, *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **22**, 1185 (1958); oraz
poz. [37], str. 39;
H. Trauble, *Z. Metallkunde*, **53**, 211 (1962).
J. Kaczér, M. Zeleneý, *Czech. J. Phys. B*, **10**, 561 (1960).
- [128] S. Chikazumi, K. Suzuki, *Phys. Rev.*, **98**, 1130 (1955);
S. Chikazumi, K. Suzuki, H. Iwata, *J. Phys. Soc. Japan*, **12**, 1259 (1957); **15**,
250 (1960);
S. Chikazumi, *J. appl. Phys.*, **29**, 346 (1958); *Suppl. J. appl. Phys.*, **31**, 158 (1960).
- [129] I. E. Starcewa i in., *Izw. Akad. Nauk SSSR, ser. fiz.*, **26**, 262 (1962).
- [130] B. Elschner, *Ann. Phys.*, **13**, 290 (1953).
- [131] W. Andrä, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **17**, 78 (1956).
- [132] W. Ziętek, *Physics Letters (Netherlands)*, **1**, 63 (1962).
- [133] W. Ziętek, *Physics Letters (Netherlands)*, **1**, 159 (1962); *Acta phys. Polon.*, **23**, 363 (1963).

Stanisław Kolankowski

Wyższa Szkoła Pedagogiczna
Gdańsk

Komora dyfuzyjna

Wstęp

W rozwoju fizyki współczesnej niezwykle rolę spełnił przyrząd skonstruowany w 1911 roku przez angielskiego fizyka Charles Tomson Ras Wilsona. Przyrząd ten, nazywany przez konstruktora „ekspansyjną komorą mgłową“ (*the expansion cloud chamber*) lub krócej „komorą mgłową“ (*the cloud chamber*) znany powszechnie pod nazwą komora Wilsona, umożliwił w sposób bardzo przekonujący, bo przy pomocy zdjęć fotograficznych, a nawet obserwacji wizualnych, śledzenie przebiegu zjawisk jądrowych.

Rutherford nazwał komorę Wilsona przyrządem najbardziej oryginalnym i wspaniałym w historii nauki. Prawie pół wieku posługiwali się fizycy tym klasycznym przyrządem fizyki współczesnej rozstrzygając niejedną wątpliwość teoretyczną. W tym okresie przyrząd został uzupełniony dodatkowymi urządzeniami automatyzującymi jego działanie, budowany w różnych kształtach i wymiarach, dostosowany do różnorodnych potrzeb badawczych. Podstawowe założenia przyrządu nie uległy jednak zmianom. Działanie komory Wilsona oparte zostało, jak wiemy, na zjawisku kondensacji pary wodnej i innych cieczy (głównie alkoholi) na jonach, gdy w przestrzeni zawierającej mieszaninę pary i gazu nie skraplającego się powstanie odpowiedni stan przesylenia pary.

Zjawisko kondensacji pary wodnej w powietrzu badane było już od dawna. Szczególne znaczenie miały prace Couliera, Kesslinga, Aitkina, Lenarda, Wolfa, Helmholtza, Richarza, C. T. R. Wilsona oraz W. Thomsona i J. J. Thomsona prowadzone w latach 1870—1916 [1]. Trzeba dodać, że w pewnym stopniu bodźcem do tych badań były zjawiska kondensacji pary wodnej na pyłach wulkanicznych, wyrzuconych w dużej ilości podczas pamiętnego wybuchu wulkanu Krakatau w 1883 roku.

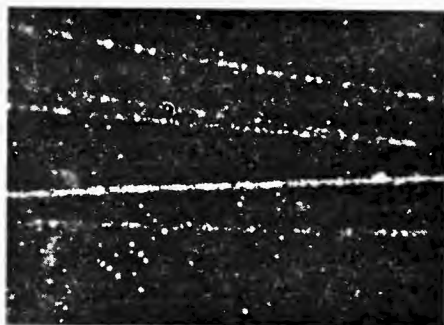
Wilson badając warunki tworzenia się mgły stwierdził, że kondensacja pary wodnej odbywa się przede wszystkim na drobnych zawiesinach w powietrzu, cząstkach pyłu i sadzy. Stwierdził również, że w pewnych określonych warunkach ciśnieniowych i w odpowiednim stanie nasycenia parą wodną oczyszczonego od pyłu powietrza zachodzić może kondensacja pary wodnej

na jonach. Ten charakterystyczny stan nasycenia niezbędny dla kondensacji pary na jonach, określony został stosunkiem:

$$s = \frac{P_1}{P_2}, \quad (1)$$

gdzie P_1 — prężność pary wodnej panująca w danej przestrzeni, P_2 — prężność pary wodnej nasyconej, odpowiadająca danym warunkom temperaturowym. Jest to tzw. wilgotność względna, którą zazwyczaj podajemy w procentach. Kondensacja pary wodnej zachodzi na jonach przy wilgotności względnej w zakresie 400%—800%. Przesycenia wyższe powodują tworzenie się mgły ciągłej.

W klasycznej komorze Wilsona stan przesycenia mieszaniny gaz—para uzyskuje się metodą adiabatycznego ochłodzenia przy nagłym rozprężeniu



Rys. 1. Ślady cząstek jonizujących w komorze Wilsona. Widoczne pojedyncze kropelki.
Reprod. wg *Handbuch der Physik*, Bd XLV, 1958

mieszaniny gaz—para. Jak wykazały doświadczenia Wilsona, w wypadku stosowania mieszaniny powietrza z parą wodną, niezbędne przesycenie uzyskuje się przez nagłe powiększenie objętości o 0,25—0,37 objętości pierwotnej. Wytworzone w tych warunkach przesycenie jest dostateczne dla utworzenia na jonach powstałych wzdłuż toru cząstki jonizującej kropelki o wymiarach widocznych dla oka. Te właśnie kropelki uszeregowane wzdłuż toru tworzą ślad, który przy zastosowaniu odpowiedniego oświetlenia może być sfotografowany.

Skraplanie się na jonach nie jest wyłączną cechą przesyconej pary wodnej; to samo zachodzi, gdy zamiast pary wodnej wprowadzimy parę szeregu innych cieczy i ich mieszanin, a w szczególności pary alkoholi.

Czas, w ciągu którego utrzymuje się stan przesycenia w komorze wilsonowskiej, czyli tzw. *czas czynny komory* zależy od sposobu rozprężania i od konstrukcji komory. Maksymalny czas czynny, wynoszący około 3 sek., uzyskano przy pomocy komór spowolnionego rozprężania [2]. W najczęściej spotykanych typach komór Wilsona czas ten jest rzędu 10^{-1} sek. przy częstoci

rozprężeń około 2 na minutę. Znane są komory, w których czas czynny nie jest większy od paru milisekund. Z drugiej strony, nawet przy zastosowaniu szeregu urządzeń automatyzujących działanie komory i regenerujących jej czułość, czas, w którym komora nie rejestruje przejścia cząstek jonizujących czyli tzw. *czas martwy* jest dość długi (od 30 sek. do 10 minut) i sprawia duże trudności przy tego rodzaju badaniach naukowych, w których zależy nam na obserwacji ciągłości zjawiska. Istnienie długich przerw w działaniu komory Wilsona było powodem poszukiwań nowych metod przedłużenia efektywnego czasu przesycenia. W tym kierunku szły prace E. Regnera, L. G. Hoxtona, R. E. Volrath'a, A. Langsdorfa [3, 4, 5, 6, 7, 8]. Jednak tylko metoda opracowana teoretycznie i konstrukcyjnie przez Langsdorfa znalazła po pewnych uzupełnieniach zastosowanie w pracach badawczych. I to dopiero po dwunastu latach.

Metoda Langsdorfa

Metoda Langsdorfa polega na wprowadzeniu mieszaniny gaz—para między dwie powierzchnie, utrzymywane w różnych temperaturach. Przy określonych, lecz różnych temperaturach obu powierzchni, para, dyfundująca przez warstwę gazu od powierzchni utrzymywanej w temperaturze wyższej (nagrzewanej) w kierunku powierzchni utrzymywanej w temperaturze niższej (chłodzonej), tworzy w pewnym obszarze w pobliżu powierzchni chłodzonej stan przesycenia, niezbędny dla skroplenia pary na jonach. Wysokość obszaru przesycenia (liczona zazwyczaj względem powierzchni chłodzonej) obejmuje prawie całą przestrzeń między obu powierzchniami za wyjątkiem obszarów najbliższych źródła pary i powierzchni chłodzonej, gdyż tam panować musi stan równowagi faz. W obszarze przesycenia, bliższym powierzchni chłodzonej, stan przesycenia może spełnić warunki niezbędne dla kondensacji pary na jonach. Warunki te są następujące:

$$s_1 < s < s_2,$$

gdzie s_1 — minimalne przesycenie, przy którym krople na jonach rosną do wymiarów widocznych, zaś s_2 — przesycenie, przy którym powstaje mgła ciągła. Ta własność wytworzonej warstwy czulej może być zachowana przez czas dłuższy, tj. tak długo, jak długo zachowane będą stałe warunki temperaturowe i zapewniony będzie stały dopływ pary dyfundującej od powierzchni ogrzewanej do powierzchni chłodzonej.

Komora dyfuzyjna Langsdorfa, zbudowana według podanych zasad, nie znalazła zastosowania w badaniach naukowych. Powodem tego było złe rozwiązanie konstrukcyjne, ciężkie i niedogodne w użyciu. Również i uzyskiwane ślady były niedostatecznie ostre. Jednak nowa metoda wytwarzania stanu przesycenia wzbudziła zainteresowanie, szczególnie od chwili, gdy uzyskano zdjęcia fotograficzne śladów cząstek jonizujących, jakościowo nie różniące się

od zdjęć tychże w komorze ekspansyjnej. Coraz lepsze wyniki zachęciły fizyków różnych krajów do dalszego rozpracowania metody i nowszych doskonalszych form konstrukcyjnych. Na szczególną uwagę zasługują prace: T. S. Needelsa, C. E. Nielsena, O. H. Weddle, E. W. Cowana, R. P. Schutta, D. N. Millera, E. C. Fowlera, A. J. Bernarda, J. R. Aitkinsona, C. Succia, G. Tagliaferri, A. R. Bevana, A. Voisina, W. Lapidiewskiego, H. Slätisa. Dzięki tym pracom ustalone zostały warunki działania komory dyfuzyjnej; dokładniej opracowano teorię oraz poznano możliwości i użyteczność przyrządu do badań naukowych.

Teoretyczne podstawy działania dyfuzyjnej komory mgłowej

Przy rozpatrywaniu działania komory dyfuzyjnej wydzielić musimy dwa zagadnienia: pierwsze zagadnienie obejmuje ogólnie warunki skraplania się pary na jonach, drugie dotyczy warunków tworzenia się stanu przesylenia w wyniku dyfuzji termicznej. Kolejność zagadnień jest oczywista. Znajomość warunków skraplania się na jonach narzuca postulaty, które muszą być spełnione przy wytwarzaniu stanu przesylenia przez dyfuzję.

Zjawisko skraplania się pary na jonach w związku z teorią komory Wilsona szczegółowo opracowali: N. N. Das Gupta i S. K. Ghosh [9], a także J. G. Wilson [10]. Z uwagi na podstawowe znaczenie teorii skraplania się pary wodnej (lub innych cieczy) na jonach i zawiesinach w powietrzu podajemy ją w streszczeniu.

Ogólna teoria skraplania się pary wodnej (i innych cieczy) na zawiesinach w powietrzu i na jonach

Współczesny pogląd na proces skraplania się par powstał, jak wspominaliśmy, w wyniku wieloletnich badań, które poprzedziły zbudowanie pierwszej komory typu mgłowego przez Wilsona. Kelvin w 1870 roku wykazał, że w pobliżu powierzchni kropelki o promieniu r , ciśnienie pary nasyconej jest większe niż w pobliżu płaskiej powierzchni cieczy, oraz że między tymi wielkościami zachodzi związek:

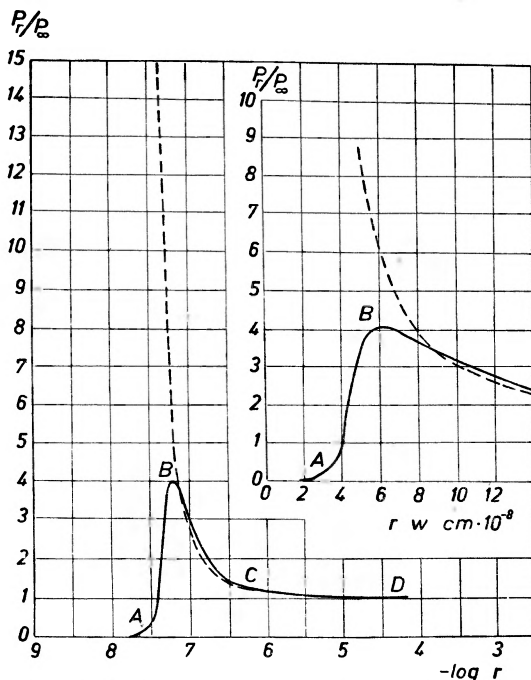
$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{2\sigma}{r} \frac{M}{RT\varrho}, \quad (2)$$

gdzie P_r — ciśnienie pary nasyconej nad powierzchnią kropelki o promieniu r , P_∞ — ciśnienie pary nasyconej nad powierzchnią płaską, R — stała gazowa, T — temperatura bezwzględna, σ — napięcie powierzchniowe cieczy, ϱ — gęstość cieczy, M — ciężar cząsteczkowy. Dla wody przy temperaturze $T =$

= 291°K równanie ma postać:

$$\frac{P_r}{P_\infty} = e^{\frac{1,09 \cdot 10^{-7}}{r}} \quad (3)$$

z równania wynika, że P_r zawsze większe od P_∞ , przy tym dopóki r jest większe od 10^{-7} , różnica tych wielkości jest nieznaczna. Toteż dzięki temu każda kropla o tych wymiarach, która znajdzie się w obszarze o 100 % wilgotności względnej, natychmiast wyparuje. Dla zapobieżenia wyparowania kropli należałoby wilgotność względną podwyższyć co najmniej do wartości $100 \cdot P_r/P_\infty$ — to znaczy wytworzyć przesylenie: $S = 100 \cdot P_r/P_\infty$.



Rys. 2. Wykres zależności ciśnienia pary nasyconej w pobliżu powierzchni kroplek nie-naładowanej od wielkości promienia krzywizny: (krzywa B — linia przerywana) oraz zależności ciśnienia pary nasyconej w pobliżu powierzchni kroplek naładowanej od wielkości promienia krzywizny (krzywa A — linia ciągła).

Zależność między wymiarami kropelek, a niezbędnym dla ich trwałości stanem przesylenia przestrzeni otaczającej, przedstawia następująca tabela I oraz wykres (rys. 2).

Jak wiemy, skraplanie się pary jest zjawiskiem powierzchniowym, gdyż zachodzi na granicy faz. Tam, gdzie następuje zetknięcie się ciała w stanie gazowym z ciałem będącym w innej fazie, stałej lub ciekłej może w odpowiednich warunkach temperaturowych nastąpić skroplenie gazu. W powietrzu atmosferycznym unoszą się zwykle pyłki o wymiarach 10^{-4} — 10^{-6} cm; wielkość ich jest wystarczająca na to, aby przy nieznacznym przesyleniu zachodzić mogło skraplanie. Aitkin i Wilson stwierdzili to doświadczalnie. Tego rodzaju

„załążek kondensacji“ ułatwia proces skraplania się pary. Powstanie warstwy cieczy wokół załączka kondensacji stwarza warunki dla wzrostu kropli, gdyż zwiększony wymiar ułatwia dalsze skraplanie przy niższym stopniu przesyceń. Wymiar ostateczny kropli zależy od liczby załączków kondensacji w 1 cm³.

Tabela I

r w cm	P_r/P_∞	r w cm	P_r/P_∞
$1,0 \cdot 10^{-4}$	1,001	$6,8 \cdot 10^{-8}$	5,00
$1,0 \cdot 10^{-5}$	1,01	$6,1 \cdot 10^{-8}$	6,00
$1,0 \cdot 10^{-6}$	1,12	$5,6 \cdot 10^{-8}$	7,00
$2,3 \cdot 10^{-7}$	1,60	$5,2 \cdot 10^{-8}$	8,00
$1,9 \cdot 10^{-7}$	1,78	$5,0 \cdot 10^{-8}$	9,00
$1,6 \cdot 10^{-7}$	2,00	$4,7 \cdot 10^{-8}$	10,00
$1,0 \cdot 10^{-7}$	3,00	$3,9 \cdot 10^{-8}$	16,50
$7,8 \cdot 10^{-8}$	4,00	$2,0 \cdot 10^{-8}$	235,00

Kondensacja na jonach

Jak już wspomniano, przy odpowiednim przesyceń ($4 < s < 8$) parą wodną powietrza oczyszczonego z pyłu, zachodzi skraplanie pary na jonach. Tworzące się w wyniku tego zjawiska krople obdarzone będą ładunkami elektrycznymi. Zakładając, że każda kropla tworzy się na jednym jonie, można idąc za Thomsonem, przekształcić równanie (2) w następujący sposób:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT_0} \left(\frac{2\sigma}{r} - \frac{e^2}{8\pi k r^4} \right). \quad (4)$$

Lewa strona równania (4) charakteryzuje nadmiar ciśnienia (P_r) nad powierzchnią kropli w stosunku do ciśnienia pary nasyconej nad powierzchnią płaską (P_∞). Dwa człony strony prawej przedstawiają ciśnienie określone napięciem powierzchniowym i polem elektrycznym. Oba te człony posiadają znaki przeciwne dlatego, że powierzchniowa energia swobodna ($4\pi r^2 \sigma$) maleje równocześnie z ubywaniem promienia r , w podczas gdy energia potencjalna pola elektrycznego $\left(\frac{1}{2} \frac{e^2}{kr} \right)$ rośnie. Pierwszy człon działa w kierunku zmniejszenia promienia kropli, drugi odwrotnie. W następstwie ciśnienie pary w pobliżu powierzchni cząstki naładowanej będzie zawsze mniejsze od ciśnienia pary nasyconej nad kroplą bez ładunku.

Jeżeli przez c oznaczymy promień kropli, w chwili gdy $P_r = P_\infty$, z równania (4) można wyliczyć $r = c$

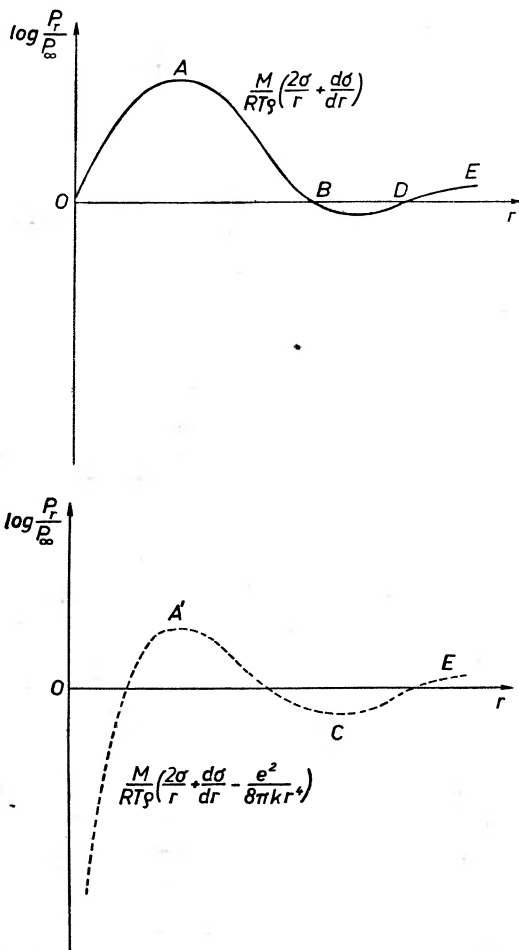
$$r = c = \left(\frac{e^2}{16\pi k \sigma} \right)^{1/3}. \quad (5)$$

Jest to charakterystyczna wielkość, tzw. promień krytyczny.

$$\text{Gdy } r > c \quad P_r > P_\infty$$

$$r < c \quad P_r < P_\infty,$$

Przebieg zależności między promieniem kropelki, a stosunkiem P_r/P_∞ przedstawia wykres (rys. 3).



Rys. 3. Wpływ napięcia powierzchniowego na ciśnienie pary nasyconej w pobliżu powierzchni kropelki w zależności od wielkości jej promienia krzywizny:
a) dla kropelki nienaładowanej; b) dla kropelki naładowanej

W przestrzeni zawierającej parę nasyconą każdy jon otoczony będzie kropelką o promieniu $r = c$. Przyjmując, że kropelka tworzy się na jednym jonie, tj. posiada ładunek jednostkowy $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ j. e. s. oraz przyjmując napięcie powierzchniowe wody $\sigma = 76$ dyna \cdot cm, otrzymamy $c = 3,9 \cdot 10^{-8}$ cm dla wody. Dla alkoholu metylowego $c = 7,2 \cdot 10^{-8}$ cm.

W tabeli II zestawiono wartości stosunku P_r/P_∞ w zależności od wymiarów kropli (wody) utworzonej na jonie o jednostkowym naboju (e).

Tabela II

r (w 10^{-8} cm)	P_r/P_∞	r (w 10^{-8} cm)	P_r/P_∞
1,95	10^{-18}	6,45	4,0
3,55	0,35	7,80	3,71
3,90	1,00	8,80	3,36
4,25	2,00	11,70	2,62
4,65	3,00	15,6	2,09
5,80	4,00	19,5	1,81
5,85	4,08	23,4	1,64

Jak widać z tabeli II i rysunku 3 wpływ ładunku na stosunek P_r/P_∞ przy $r = 10^{-7}$ cm jest nieznaczny i dla utworzenia naładowanej kropelki potrzeba tego samego stopnia przesylenia. Jednakże przy mniejszych wymiarach kropelek zachodzi istotna różnica. W tym czasie gdy dla kropelek nienaładowanych przesylenie odpowiadające stanowi równowagi ciecz—para szybko rośnie wraz ze zmniejszeniem się promienia kropelek (rys. 2), obecność ładunku na kropli powoduje inny przebieg zależności $P_r/P_\infty = f(r)$ (rys. 3). Przesylenie osiąga maksimum przy $r = 6,5 \cdot 10^{-8}$ cm, a dalsze zmniejszenie promienia powoduje zmniejszenie przesylenia. Dzięki temu naładowana kropelka może powstać nawet w przestrzeni nienasyconej pary ($s < 1$), podczas gdy utworzenie kropli nienaładowanej w tych warunkach jest niemożliwe. Równocześnie można stwierdzić, że wraz ze zmniejszeniem się zawartości pary wodnej w powietrzu, promień kropli, która w tych warunkach mogłaby się utworzyć, zmniejsza się bardzo powoli. I tak np., gdy ilość pary, odpowiadającej stanowi nasycenia $P_r/P_\infty = 1$ zmniejszy się do 10^{-18} tej wielkości, co odpowiadałoby stanowi absolutnej suchości, promień kropelki zmniejszy się zaledwie o połowę z $r = 3,9 \cdot 10^{-8}$ cm na $r = 1,95 \cdot 10^{-8}$ cm. Powietrze zawiera zawsze pewną ilość jonów i asocjaty drobin wody, stanowiące zalążki kropelek. To wyjaśnia obecność drobnych kropelek wodnych w powietrzu oczyszczonym od pyłu. Jednakże kropelki te nie mogą rosnąć do wymiarów dających się obserwować wizualnie na skutek tego, że dla wznoszącej się krzywej (rys. 3) wzrost kropli wymagałby równoczesnego wzrostu ciśnienia pary nasyconej — co jest niemożliwe. Z przebiegu krzywej $P_r/P_\infty = f(r)$ można stwierdzić, że rozpoczynając od pewnego punktu (punkt B na wykresie) zwiększeniu wymiarów kropli (naładowanej) towarzyszy równoczesne obniżenie ciśnienia pary nasyconej nad kroplą. Dlatego też, gdy w komorze istnieje przesylenie przewyższające stan wyznaczony w punkcie B (tzn. większy od 4,1), kropelki małe mają warunki wzrostu. Z kolei, gdy osiągną punkt B, zubożenie komory w parę przesyconą nie będzie utrudniało dalszego wzrostu kropelki. Na odcinku BC wymiary kropli są zmienne; w ciągu szybkiego czasu osiąga ona wielkość dostateczną dla obserwacji wizualnych, tj. średnicę około $5 \cdot 10^{-8}$ cm.

Tworzenie się mgły ciągłej

Z chwilą gdy stopień przesylenia będzie wyższy niż 8, w komorze napełnionej oczyszczonym z pyłu powietrzem i parą wodną utworzy się gęsta mgła wypełniająca w sposób ciągły całą komorę.

J. J. Thomson wyjaśnił to przypuszczeniem, że w przestrzeni wypełnionej parą wodną zachodzi wielokrotne zlepianie się drobin pary wodnej. Można przypuszczać, że niektóre asocjaty przy sprzyjających warunkach przesylenia staną się załączkami kondensacji. Na utworzenie jednej kropelki o wymiarze $r = 2 \cdot 10^{-8}$ cm potrzeba połączenia około 10^4 drobin pary. Dopóki przesylenie nie przekracza 8, kondensacja odbywa się na kropelkach większych ($r \geq 5,2 \cdot 10^{-8}$ cm); z chwilą gdy przesylenie będzie większe od 8, skraplanie zajdzie i na mniejszych kropelkach. W ten sposób można wyjaśnić szybki wzrost gęstości mgły wraz ze wzrostem przesylenia. Przedstawiona teoria, wyjaśniająca mechanizm tworzenia się kropeł mgły, oparta była na założeniu Thomsona o niezależności wartości napięcia powierzchniowego od wielkości promienia. Jednak J. V. Rayleigh i inni wykazali, że napięcie powierzchniowe zmienia się przy zmianie wymiarów kropli. Opierając się na doświadczeniu Reynoldsa (Rukera) i Johannota, Thomson modyfikuje swój wzór dochodząc do wniosku, że przy $r = 0$ napięcie powierzchniowe jest równe zeru, a następnie wraz ze wzrostem r rośnie, osiągając maksimum przy pewnej wartości r , następnie znowu zmniejsza się. Zmodyfikowany wzór Kelvina (2) przybiera postać:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left(\frac{2\sigma}{r} + \frac{d\sigma}{dr} \right) \quad (6)$$

Dokładny przebieg zależności od r jest nieznan. Zmodyfikowany przebieg zależności $\ln \frac{P_r}{P_\infty} = f(r)$ może być przedstawiony jak na rys. 3a.

Z przebiegu krzywej widać, że gdy $r = 0$, $\ln \frac{P_r}{P_\infty} = 0$; następnie ze wzrostem r wielkość ta rośnie, przechodzi przez maksimum, następnie zmniejsza się i znów przechodzi przez zero i zmienia znak. Przebieg krzywej wykazuje, że niezależnie od stopnia przesylenia zawsze mogą istnieć kropelki. Wymiar tych kropełek można zawsze określić, jeżeli znany jest stopień przesylenia (P_r/P_∞). Można zauważyć, że tworzenie się nowych kropełek zachodzi w części OA krzywej, oraz że warunkiem zasadniczym jest odpowiednio wielkie przesylenie nie mniejsze od pewnej określonej wartości (8 — w wypadku para wodna — powietrze), bo tylko wówczas może zachodzić wzrost kropełek; przy każdej innej wartości $s < 8$ kropelka ma ograniczone możliwości wzrostu. Przy $s > 8$ możliwe jest przekroczenie punktu A , a ponieważ z tą chwilą ciśnienie pary nad powierzchnią maleje, zubożenie przestrzeni w parę nie przeszkodzi dalszemu wzrostowi kropli, która może osiągać wymiary dostatecznie duże, aby stała

się widoczna. W wypadku gdy mamy kroplę obdarzoną ładunkiem elektrycznym wzór Thomsona (4) przybiera postać:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT\rho} \left(\frac{2\sigma}{r} + \frac{d\sigma}{dr} - \frac{e^2}{8\pi k r} \right). \quad (7)$$

Krzywą przebiegu funkcji $\ln S = f(r)$ dla wypadku kondensacji na cząstce naładowanej zaznaczono na rys. 3b linią kropkowaną.

Skraplanie się pary na jonach dodatnich i ujemnych

C. T. R. Wilson, T. H. Laby, L. Scherrer, W. E. Hazen [11, 12, 13, 14] stwierdzili, że skraplanie pary na jonach wymaga innych warunków dla różnych cieczy i różnych co do znaku jonów.

Wilson już w 1896 roku ustalił, że w wypadku pary wodnej w powietrzu, skraplanie pary zachodzi najpierw na jonach ujemnych, przy przesyceciu $S = 4$, a dopiero przy przesyceciu $S = 6$ na jonach dodatnich. Laby, który badał skraplanie pary kwasu octowego, alkoholu amyłowego, chloroformu, octanu etylu, alkoholu etylowego, jodku etylu, alkoholu heptyłowego, alkoholu izo-amyłowego, maślanu etylu, octanu propylu, stwierdził, że pary wymienionych cieczy skraplają się przy mniejszym przesyceciu na jonach dodatnich, przy większym na jonach ujemnych, odwrotnie niż para wodna. Scherrer uzupełnił badania na cieczach stosując pary alkoholu metylowego, benzenu, chlorobenzenu, czterochloru węgla. W tabeli III zestawiono wyniki badań Laby'ego i Scherrera.

Tabela III

Nazwa cieczy	Kolejność skraplania przy wzrastającym przesyceciu
Woda	Najpierw na jonach ujemnych
Alkohol etylowy	„ „ „ dodatnich
„ metylowy	„ „ „ „
„ propylowy	„ „ „ „
„ izo-amyłowy	„ „ „ „
„ heptyłowy	„ „ „ „
Octan etylu	„ „ „ „
„ propylu	„ „ „ „
Maślan metylu	„ „ „ „
Jodek etylu	„ „ „ „
Benzen	równocześnie na jonach dodatnich i ujemnych
Chlorobenzen	„ „ „ „ „ „
Chloroform	najpierw na jonach dodatnich
Czterochlorek węgla	równocześnie na jonach dodatnich i ujemnych

Istnienie takiej różnicy można wytłumaczyć tym, że na powierzchni kropki tworzy się podwójna warstwa ładunku, jedna na powierzchni samej kropki, druga o przeciwnym znaku w przylegającej bezpośrednio do kropki warstwie

gazu. Założenie to oparte jest na znanym fakcie elektryzacji wody w trakcie przedmuchiwania przez nią powietrza lub podczas rozpylania wody, a nawet przepływu strumienia wody w powietrzu. W znanym już równaniu (4), prawa strona określa nadmiar ciśnienia nad powierzchnią kropli w stosunku do ciśnienia pary nasyconej. Pierwszy człon uwarunkowany jest napięciem powierzchniowym, drugi $\left(\frac{kE^2}{8\pi}, \text{ gdzie } E = \frac{e}{kr^2} \text{ jest natężeniem pola}\right)$ polem elektrycznym. Obecność podwójnej warstwy ładunku powinna doprowadzić do zmiany wpływu członu drugiego.

Istotnie, jeżeli oznaczymy przez V — różnicę potencjału między warstwami, wytworzoną na skutek zawartych tam ładunków, a przez d — odległość między nimi, to wpływ podwójnej warstwy można określić następującą wielkością:

$$\frac{k}{8\pi} \left(\frac{V}{d}\right)^2, \quad (8)$$

wówczas równanie (4) przekształci się:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT_\varrho} \left[\frac{2\sigma}{r} - \frac{k}{8\pi} \left(\frac{V}{d} - \frac{e}{kr^2} \right)^2 \right]. \quad (9)$$

W wypadku kropli nienaładowanej wzór (9) przyjmuje postać:

$$\ln \frac{P_r}{P_\infty} = \frac{M}{RT_\varrho} \left(\frac{2\sigma}{r} - \frac{kV^2}{8\pi d^2} \right). \quad (10)$$

Porównując oba równania (9) i (10) możemy z łatwością stwierdzić, że istotną różnicę między kroplą naładowaną i nienaładowaną przedstawia wyrażenie:

$$\frac{e^2}{8\pi kr^4} + \frac{eV}{4\pi r^2 d}. \quad (11)$$

Pierwszy człon tego wyrażenia jest zawsze dodatni i nie zmienia się na skutek obecności pola warstwy, drugi natomiast zmienia się. Jeżeli $eV/4\pi r^2 d$ jest wielkością dodatnią, prawa strona równania (9) maleje przy danym r , stąd i $\frac{P_r}{P_\infty}$ maleje, tzn. że skraplanie się na powierzchni kropli będzie mogło zachodzić przy mniejszym przesyleniu, co w znacznym stopniu ułatwi warunki skraplania. Odwrotnie przy $eV/4\pi r^2 d < 0$ warunki pogorszą się i dla zapoczątkowania skraplania będzie konieczny wyższy stopień przesylenia. Jest to zrozumiałe, jeżeli weźmiemy pod uwagę to, że jon posiadający ładunek określonego znaku wytwarza pole. Zgodność wektora tego pola z wektorem pola wytworzonego przez warstwę podwójną, powoduje spotęgowanie działania jonu jako załączka kondensacji, np. w wypadku kropli wodnej w powietrzu. Przy zetknięciu czystej warstwy wodnej z powietrzem, powietrze elektryzuje się ujemnie, przy tym równy dodatni ładunek przemieszcza się ku powierzchni wody, tworząc

warstwę zewnętrzną w podwójnej warstwie. W ten sposób wytwarza się następująca sytuacja: bezpośrednio na powierzchni wody rozmieszczone są ładunki ujemne, a w przylegającej warstwie powietrznej rozmieszczone są ładunki dodatnie.

Wytworzone pole jest skierowane ku kropli, a więc w wypadku kondensacji pary wodnej na jonach bardziej czynne będą jony ujemne. Podobnie można wyjaśnić różnicę w warunkach kondensacji na jonach przy stosowaniu różnych cieczy.

Dyfuzyjna metoda wytwarzania przesyceń w komorach mgłowych

Jak dotychczas, znane są dwie metody wytwarzania w środowiskach gazowych stanu przesyceń, niezbędnego dla kondensacji na jonach. Pierwsza metoda polega na zastosowaniu rozprężenia adiabaticznego, połączonego z wytworzeniem gwałtownego spadku temperatury w objętości przesyconej parą cieczy, łatwo skraplającej się.

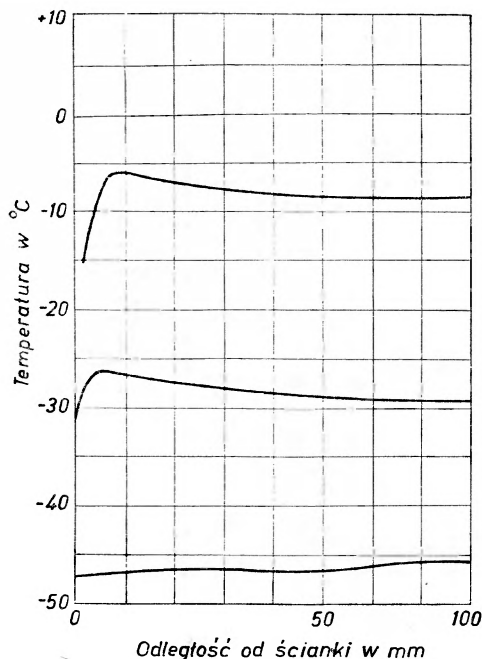
Metoda ta jest powszechnie znana; wielokrotnie została ona opisana przez jej twórcę C. T. R. Wilsona i wielu innych. Druga metoda, której zarys podano we wstępie, polega na wykorzystaniu zjawiska dyfuzji termicznej. Z kolei rozpatrzony zostanie szczegółowo przebieg zjawisk, zachodzących w komorze dyfuzyjnej oraz ogólna teoria komory dyfuzyjnej, opracowana przez Langsdorfa i rozwinięta przez innych.

Analiza zjawisk fizycznych zachodzących w komorze dyfuzyjnej

Stabilizacja różnicy temperatur między powierzchnią pokrywy i dna komory powoduje stałą wymianę ciepłą między tymi powierzchniami poprzez warstwę mieszaniny pary i gazu. Komory dyfuzyjne konstruowane są najczęściej w ten sposób, aby wymiana ciepła przez ścianki boczne była minimalna. Do poszczególnych punktów leżących w obrębie objętości mieszaniny doprowadza się stale jednakową ilość ciepła (od powierzchni nagrzewanej). Tak samo z punktów tych odprowadza się stale jednakową ilość ciepła w kierunku dna. Należy podkreślić, że ilość doprowadzonego ciepła do punktu i odprowadzenie go w tym samym czasie nie jest jednakowa na skutek procesów powodujących rozpraszanie się energii i nieuniknionej wymiany ciepłej przez ścianki z otoczeniem. W tych warunkach tworzy się charakterystyczny rozkład temperatur w objętości mieszaniny. Punkty leżące w jednakowej odległości od powierzchni chłodzonej będą miały tę samą temperaturę (rys. 4), zaś zmianom odległości odpowiadają zmiany temperatury, przy czym przebieg tych zmian jest nieliniowy. Normalnie między rozkładem temperatury na ściankach, a rozkładem temperatury wewnątrz komory zachodzi zgodność. Doświadczalnym dowodem tego jest np. wykres w pracy W. K. Lapidiewskiego [15, 16]. Wyjątek od tej reguły stanowią jedynie komory niskiego ciśnienia, pracujące

w obszarze ciśnień poniżej 1 atm., w których wymiana ciepła ze ściankami jest nieco utrudniona.

Część energii cieplnej ulega rozproszeniu w procesach promieniowania i kondensacji na istniejących zawsze neutralnych zalążkach. Podczas skraplania wydziela się duża ilość ciepła powodując zmiany w rozkładzie temperatur wewnątrz komory. Wpływ procesów skraplania pary na rozkład temperatur

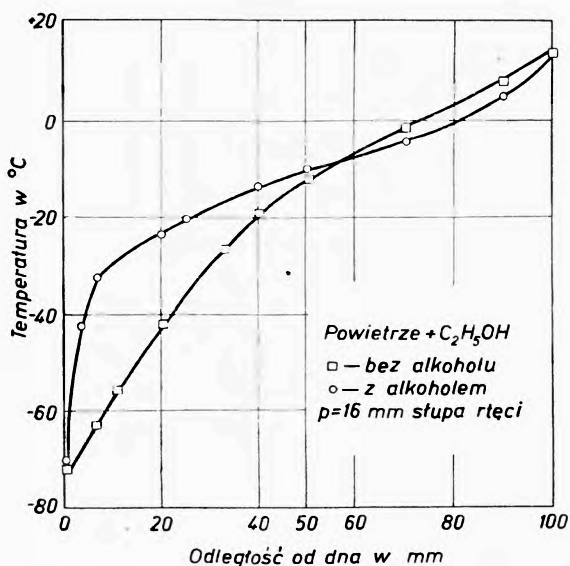


Rys. 4. Poziomy rozkład temperatury w komorze dyfuzyjnej (nieosłoniętej). Przekrój powierzchni o jednakowych temperaturach

badano doświadczalnie [15, 17, 18, 19] przez porównanie rozkładu temperatur w komorze „suchej“ (nie zawierającej pary) i w komorze „wilgotnej“ (zawierającej parę) (rys. 5). Szczególnie silny wpływ kondensacji na rozkład temperatur obserwowano w komorach dyfuzyjnych niskiego ciśnienia (do 20°C). W komorach dyfuzyjnych wysokiego ciśnienia zjawisko kondensacji nie powoduje widocznych zmian w rozkładzie temperatur.

Skraplanie pary może zachodzić także na wszystkich powierzchniach ciał stałych i ciekłych, znajdujących się wewnątrz komory dyfuzyjnej. Dla uniknięcia dopływu z zewnątrz pyłu itp. zanieczyszczeń zachodzi konieczność konstruowania komór hermeticznym zamkniętych. Wprowadzenie do komory przedmiotów różnego kształtu (płytek, prętów itp.), co jest nieraz konieczne ze względu na zakres badań nad oddziaływaniem cząstek z materiałem różnego rodzaju, może spowodować znaczne zubożenie strumienia pary i zmiany w rozkładzie temperatury. Umieszczanie w komorze cienkich płytek z materiałów o małym przewodnictwie cieplnym nieznacznie wpływa na rozkład temperatury,

natomiast płytki metalowe odznaczające się dużym przewodnictwem cieplnym bardzo istotnie wpływają na warunki pracy komory. Toteż, jeżeli już muszą być stosowane, używa się szereg środków zabezpieczających niezmiennosc rozkładu temperatur. A. Rogoziński wykazał [20], że filtr wykonany z cienkich płytek z ołowiu przekładanych na przemian płytkami z materiału izola-



Rys. 5. Wpływ kondensacji na rozkład temperatur w komorze dyfuzyjnej niskiego ciśnienia



Rys. 6. Charakterystyczny wygląd śladu cząstki alfa w komorze dyfuzyjnej. Ślad rozpoczyna się w pewnej odległości od powierzchni preparatu emitującego cząstkę

cyjnego nie powodował zniekształceń w rozkładzie temperatury. Stosowano [21, 22] także ogrzewanie lub chłodzenie płytek odpowiednio do temperatury panującej w obszarze, w którym umieszczano płytki. Konieczność utrzymania odpowiedniej temperatury na przedmiotach metalowych wprowadzanych do wnętrza komory zmuszała np. do ogrzewania elektrody pola oczyszczającego. Charakterystyczny jest wygląd śladu wybiegającego z preparatów promieniotwórczych umieszczonych wewnątrz komory, wyróżniający się tym, że rozpoczyna się w pewnej odległości od powierzchni preparatu (rys. 6).

Jest to zrozumiałe, gdyż kondensacja pary na powierzchni preparatu obniża stan przesylenia pary w obszarze przylegającym do preparatu do tego stopnia, że tworzy się tam warstwa nieczuła.

Konwekcja w komorze dyfuzyjnej jest wynikiem dyfuzji termicznej. Wielkość strumienia pary zależy od temperatury, panującej w pobliżu źródła pary i od powierzchni cieczy parującej. W komorze dyfuzyjnej kierunek dyfuzji zależy od sposobu umieszczenia powierzchni utrzymywanych w krańcowych temperaturach.

Najczęściej spotykany jest typ komory o kierunku dyfuzji „w dół“, w której powierzchnia górna jest ogrzewana, a powierzchnia dolna chłodzona. Budowano również komory [23] z odwrotnym rozkładem gradientu temperatur. Nielsen, Needels i Weddle wykazali [24], że kierunek dyfuzji „w górę“ lub „w dół“ zależy tylko od wyboru gazu i pary. Ciągłość działania komory będzie zapewniona o ile użyjemy lekkiego gazu i ciężkiej pary, gdyż wzrost w tym wypadku gęstości pary w kierunku „w dół“ będzie dostateczny, aby powiększyć ogólną gęstość mieszaniny para—gaz w tym kierunku, a to jest warunkiem działania każdej komory. Jest rzeczą oczywistą, że zmiana wielkości strumienia pary wpływać będzie na rozkład temperatury. Zmianę strumienia pary uzyskać możemy, zmieniając wielkość powierzchni źródła pary lub jego temperaturę. Jak wykazał Lapidiewskij [25] strumień pary może być wyznaczony nie tylko przez pomiar ilości wyparowanej cieczy w przeciągu określonego czasu, lecz także na podstawie zmian natężenia promieniowania preparatu promieniotwórczego umieszczonego w warstwie czulej. Przy zwiększaniu strumienia pary ciśnienie cząstkowe w każdym przekroju wzrasta.

Nadmiar pary, powodujący przesylenie wyższe niż przesylenie niezbędne dla kondensacji na jonach, wywołuje tworzenie się mgły ciągłej. Zmiana rozkładu temperatury i wielkości strumienia pary wpływa także na zasadnicze właściwości komory: wysokość warstwy czulej, wielkość maksymalnego obciążenia jonowego komory, przy którym komora może pracować w sposób ciągły, czas martwy (w wypadku współdziałania z impulsowym akceleratorem, dającym silny strumień cząstek jonizujących).

Zbyt intensywne źródło cząstek jonizujących może spowodować osłabienie stopnia przesylenia (ślady stają się wówczas nikłe), a nawet doprowadzić do całkowitej nieczułości komory. Intensywne źródło cząstek jonizujących tworzy równocześnie dużą liczbę jonów. Równoczesna kondensacja pary na jonach obniża przesylenie do stanu nieczułości. Dlatego też w tym wypadku zachodzi potrzeba stosowania przerywanego strumienia cząstek jonizujących (impulsowego). Przerwy powinny być dostatecznie długie dla umożliwienia regeneracji warstwy czulej (od 10 do 15 sekund) [16].

Do zubożenia warstwy czulej przyczyniają się także jony utworzone w części górnej komory, powstającej w wyniku działania promieniowania kosmicznego oraz promieniowania pochodzącego od substancji promieniotwórczych zawartych w niewielkich ilościach w materiale, z którego zbudowana jest komora dyfuzyjna. Jony te, opadając do warstwy czulej, rosną szybko, zmniejszając stan

przesycenia w tej warstwie. Dlatego też w niektórych komorach stosuje się odpowiednie umiejscowienie oczyszczającego pola elektrycznego, którego zadaniem jest niedopuszczanie jonów z obszaru górnego komory do warstwy czulej.

Oprócz jonów w komorze dyfuzyjnej znajdują się zawsze neutralne załączki kondensacji w postaci wspomnianych asocjatów drobiny wody. Koncentracja tych załączków jest zdeterminowana przez temperaturę źródła pary. Nadmiernie wysoka temperatura źródła pary zwiększa liczbę załączków kondensacji powodując powstawanie kroplistego tła [26, 27], co zmniejsza kontrast i utrudnia fotografowanie śladów. Dlatego też z reguły należy pracować przy jak najniższej temperaturze źródła pary, jaką dopuszczają warunki geometryczne i konstrukcyjne komory.

Wpływ ciśnienia na wysokość warstwy czulej jest widoczny z tabeli IV.

Tabela IV

Ciśnienie [mm Hg]	Wysokość warstwy czulej [mm]
760	100
3	20

Teoria działania komory dyfuzyjnej

Podstawową teorię działania komory dyfuzyjnej opracował Langsdorf [8, 21, 28], wprowadzając pewne upraszczające założenia. Założenia te były następujące:

1. Strumień ciepła i pary traktowany jest jako wielkość stała.
2. Para zachowuje własności gazu idealnego nawet w stanie nasyconym.
3. Zaniedbuje się wymianę ciepłą między mieszaniną gaz—para a otoczeniem przez ścianki boczne.
4. Zaniedbuje się wpływ ciepła wydzielanego przy kondensacji pary wewnątrz komory.

Oznaczając przez x wysokość nad dnem, można określić strumień energii przepływającej przez komorę (w cal/cm²·sek) następującym wzorem:

$$f = c_1 C_p t - K_0(1 + bt) \frac{dt}{dx} \quad (12)$$

gdzie:

c_1 — strumień pary w g·cm⁻²·sek⁻¹,

C_p — ciepło właściwe pary w cal·g⁻¹·stop⁻¹,

t — różnica temperatur między danym punktem x (T), a dnem komory (T_0),
($t = T - T_0$),

K_0 — współczynnik przewodnictwa cieplnego w temperaturze T_0 ,

K — współczynnik przewodnictwa cieplnego w temperaturze T ,

b — współczynnik temperaturowy przewodnictwa cieplnego;

związek między K i K_0 wyraża wzór: $K = K_0(1 + bt)$.

Wprowadzając do wzoru (12) parametr r określony w sposób następujący:

$$f = c_1 C_p t_1 r$$

otrzymujemy równanie:

$$c_1 C_p t_1 r = c_1 C_p t - K_0(1 + bt) \frac{dt}{dx}$$

po uporządkowaniu:

$$K_0(1 + bt) \frac{dt}{dx} = c_1 C_p (t - t_1 r),$$

$$\text{skąd } dx = \frac{K_0}{c_1 C_p} \left(\frac{1 + bt}{t - t_1 r} \right) dt.$$

Całkując i korzystając z warunków granicznych $x = 0$ i $t = 0$, otrzymujemy:

$$x = \frac{K_0}{c_1 C_p} \left[bt + (1 + brt_1) \ln \left(1 - \frac{t}{rt_1} \right) \right], \quad (13)$$

a z warunków: $x = h$ i $t = t_1$, gdzie h — wysokość komory dyfuzyjnej

$$h = \frac{K_0}{c_1 C_p} \left[bt_1 + (1 + brt_1) \ln \left(1 - \frac{1}{r} \right) \right] \quad (14)$$

z podzielenia x przez h otrzymujemy związek

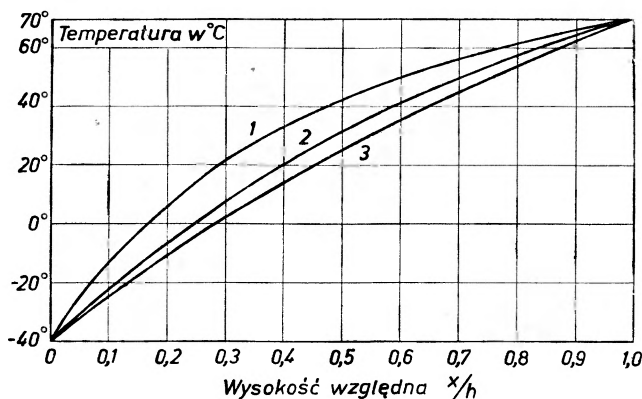
$$\frac{x}{h} = \frac{bt + (1 + brt_1) \ln \left(1 - \frac{t}{rt_1} \right)}{bt_1 + (1 + brt_1) \ln \left(1 - \frac{1}{r} \right)} \quad (15)$$

stosunek x/h jest to tzw. wysokość względna. Otrzymana w ten sposób zależność między wysokością względną, a temperaturą pozwala na wyznaczenie rozkładu temperatur w komorze dyfuzyjnej. Na rysunku 7 przedstawiono rozkłady temperatur obliczone przez Langsdorfa dla trzech różnych wartości strumienia pary c_1 odniesione do wysokości względnej.

Rozkład ciśnienia pary w komorze dyfuzyjnej wyznaczył Langsdorf również w odniesieniu do wysokości względnej zakładając, że izotermiczne równanie dyfuzji Kuusineny jest słuszne nawet przy dużych gradientach temperatury, oraz że temperatura, ciśnienie pary i przesycenie zależą tylko od odległości od dna komory. Dla wypadku izotermicznej dyfuzji jednokierunkowej otrzymano równania:

$$\left. \begin{aligned} c_1 &= wD_1 - k \frac{\partial D_1}{\partial x} \\ c_2 &= wD_2 - k \frac{\partial D_2}{\partial x} \\ w &= c_1 v_1 - c_2 v_2, \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

gdzie: c_1 — strumień pary (w $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sek}^{-1}$), c_2 — strumień gazu, D_1 — stężenie pary, równe $M_1 P_1 / RT$, D_2 — stężenie gazu, równe $M_2 P_2 / RT$, M_1 — ciężar drobinowy pary, M_2 — ciężar drobinowy gazu, P_1 — ciśnienie pary, P_2 — ciśnienie gazu, w — strumień konwekcji wynikły z dyfuzji, k — współczynnik dyfuzji równy $(k_0/P_0)(T/T_0)^{1+\alpha}$, k_0 — stała dyfuzji w temperaturze dna (T_0), α — współczynnik temperaturowy dyfuzji, P_0 — całkowite ciśnienie w komorze ($P_0 = P_1 + P_2 = 1 \text{ Atm}$), T_0 — temperatura powierzchni dna komory (w ko-



Rys. 7. Rozkład temperatur w komorze dyfuzyjnej w zależności od wielkości strumienia pary

Krzywa	$C_1 \cdot 10^6$ w $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sek}^{-1}$	Parametr r	Strumień energii w $\text{kal} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{sek}^{-1}$
1	6,86	1,2	2,26
2	2,56	2	1,41
3	1,05	4	1,16

morach dyfuzyjnych stosujących jako ciecz parującą alkohol metylowy, etylowy lub propylowy $T_0 = 233^\circ \text{K}$).

Przyjmując dodatkowe założenie o nieruchomości gazu, tzn. $c_2 = 0$ i podstawiając do równania (16) odpowiednie wartości na D_1 i D_2 , znajdujemy:

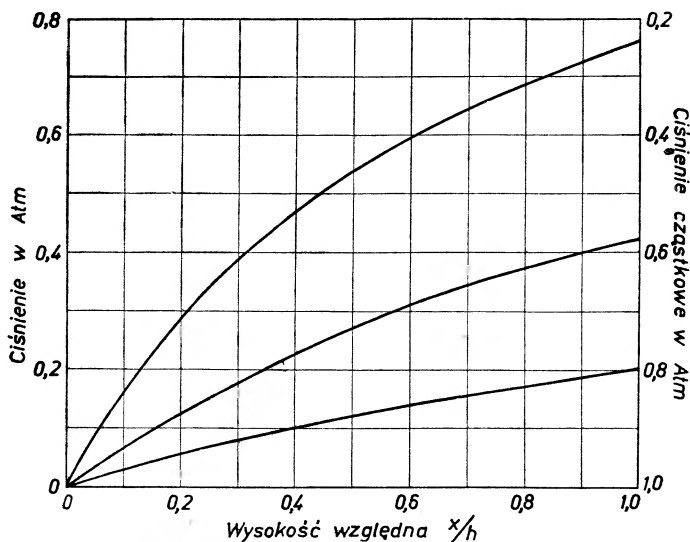
$$\frac{dP_2}{P_2} = \frac{c_1 R T_0 dx}{M_1 k_0 \left(1 - \frac{t}{T_0}\right)^\alpha}$$

Wartość temperaturowego współczynnika dyfuzji dla stosowanych par i gazów zawiera się w granicach $0,75 < \alpha < 1$, np. dla alkoholu metylowego i dwutlenku węgla $\alpha \approx 1$ (pierwsza komora dyfuzyjna Langsdorfa wypełniona była dwutlenkiem węgla i parą alkoholu metylowego).

Jeżeli dx wyrazimy przez dt za pomocą równania (12) zakładając, że równa się jedności, wówczas w wyniku całkowania równania (17) otrzymujemy:

$$\frac{\ln P_2(t)}{\ln P_2(0)} = \frac{T_0}{T_0 + rt_1} \frac{RT_0 K_0}{Mk_0 C_p} \left[(1 + brt) \ln \left(1 - \frac{1}{rt_1} \right) - (1 - bT_0) \ln \left(1 + \frac{t}{T_0} \right) \right]. \quad (18)$$

Równanie to podaje zależność między ciśnieniem gazu a temperaturą. Na podstawie równań (13, 14) otrzymujemy następnie zależności między P_1 i P_2 i x/h . Na rys. 8 przedstawiono rozkład ciśnienia odpowiadającego rozkładowi temperatur z rys. 7.



Rys. 8. Rozkład ciśnień cząstkowych (ciśnienie pary, ciśnienie gazu) w zależności od wielkości strumienia pary

Obliczenie przesycenia

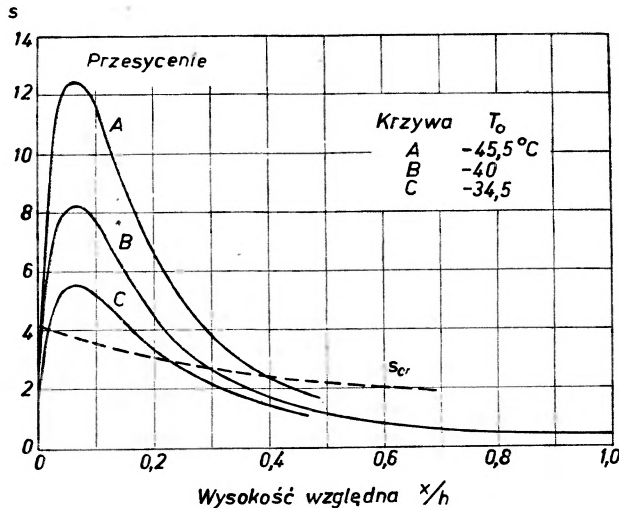
Przesycenie s zdefiniowano jako stosunek:

$$s = \frac{\text{ciśnienie pary w danej temperaturze } t}{\text{ciśnienie pary nasyconej w temperaturze } t} = \frac{p}{p_{1s}} = \frac{P_0 - p_2}{p_{1s}} \equiv \frac{P_0 - \frac{p_2(t)}{p_2(0)} (P_0 - p_1)}{P_{1s}} \approx P_0 \frac{1 - \frac{p_2(t)}{p_2(0)}}{p_{1s}}$$

Z tego wynika, że przesycenie będzie w przybliżeniu proporcjonalne do całkowitego ciśnienia. Z uwagi na to, że x nie wchodzi do wzoru (18), a w stosunku (13) do (14) wchodzi tylko w postaci x/h jest rzeczą oczywistą, że o ile parametr r pozostaje stałą wielkością, to i kształt krzywej przesycenia nie ulega zmianie. Należy zwrócić uwagę na odwrotnie proporcjonalną zależność

między c i h . Mały strumień pary może wystarczyć dla wytworzenia stanu przesylenia w komorze niskiej, odwrotnie, komora wysoka wymagać będzie większego strumienia. Dlatego nie jest wskazane, konstruowanie komór zbyt wysokich. Przebieg zależności przesylenia do wysokości względnej przedstawia wykres wg Langsdorfa (rys. 9).

Trzy krzywe odpowiadają trzem wartościom strumienia pary. Przebieg krzywych wskazuje, że obszar wrażliwy na cząstki jonizujące staje się wyższy przy zwiększaniu strumienia pary. Wpływ temperatury dna na przebieg krzywych przesylenia przedstawia również rys. 9.



Rys. 9. Wykres zależności między wielkością przesylenia (s), a wysokością względną (x/h) Równocześnie przedstawiono wpływ temperatury dna (T_0) na rozkład przesylenia w komorze dyfuzyjnej

Krzywa wykreślona linią przerywaną przedstawia z grubsza przebieg minimalnego przesylenia, koniecznego dla kondensacji na jonach, obliczonego wg wzoru Powella [29]:

$$\ln s_{cr} = A \cdot \frac{M}{d} \frac{\sigma^{4/3}}{T} \quad (19)$$

We wzorze tym A — pewna stała, M , d i σ — odpowiednio: masa cząsteczkowa, gęstość i napięcie powierzchniowe (alkoholu metylowego), T — temperatura bezwzględna. Przedział względnych wysokości x/h , określony punktami przecięcia krzywej s_{cr} z jedną z krzywych przesylenia, odpowiada obszarowi wrażliwemu na jonizację w komorze dyfuzyjnej dla danego rozkładu przesylenia.

W miarę poznawania warunków pracy komory dyfuzyjnej uzupełniano pierwotną teorię Langsdorfa, starając się uwzględnić rzeczywiste występujące w komorze dyfuzyjnej złożone zjawiska. Przy rozpatrywaniu działania komory

dyfuzyjnej należało wziąć pod uwagę następujące zjawiska:

- nieizotermiczny charakter dyfuzji pary przez gaz od powierzchni nagrzewanej do chłodzonej,
- przewodnictwo cieplne mieszaniny para—gaz,
- tworzenie się i dyfuzję neutralnych i naładowanych załączków skraplania się pary,
- skraplanie się pary i wzrost kropeł na neutralnych i naładowanych załączkach,
- ruch kropeł w polu ciężkości,
- konwekcje zachodzące wewnątrz komory.

Teoria działania komory dyfuzyjnej była tematem wielu prac, wśród nich należałoby wymienić prace następujących autorów: R. S. Schutta [30], C. Succi, G. Tagliaferri [31], A. R. Bevana [26], M. Snowdena [32], T. S. Needelsa, C. E. Nelsena, O. H. Weddle [24], P. E. Argana, N. D'Angelo, A. Gigli [33, 34].

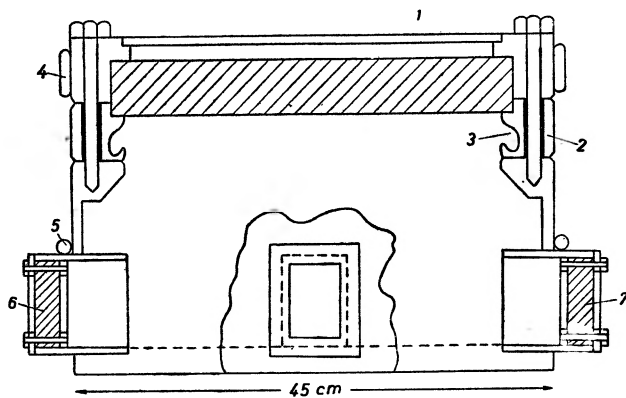
Z dotychczas rozwiniętych teorii komór dyfuzyjnych najbardziej zupełnym jest formalizm podany przez autorów: P. E. Argana, N. D'Angelo, A. Gigli. Uzyskany przez nich system równań uwzględnia niemal wszystkie procesy mające wpływ na pracę komory dyfuzyjnej. Uzyskanie jednak numerycznych rozwiązań bez upraszczających założeń i użycia maszyn elektronowych jest praktycznie niemożliwe. Rezultatem tego jest konieczność posługiwania się wzorami teorii uproszczonych, dających wyniki przybliżone.

Typy komór dyfuzyjnych i zakres stosowności

Na podstawie danych konstrukcyjnych opublikowanych w piśmiennictwie naukowym można podzielić istniejące komory dyfuzyjne na pewne typy, różniące się między sobą warunkami pracy, tj. kierunkami dyfuzji i ciśnieniem panującym wewnątrz komory. Z uwagi na kierunek dyfuzji rozróżniamy typy komór z dyfuzją „w dół“, tj. z kierunkiem strumienia pary zgodnym z kierunkiem pola grawitacji oraz komory z dyfuzją „w górę“, tj. w kierunku przeciwnym do kierunku pola grawitacji. Z uwagi na ciśnienie panujące w komorze dyfuzyjnej dzielimy je na:

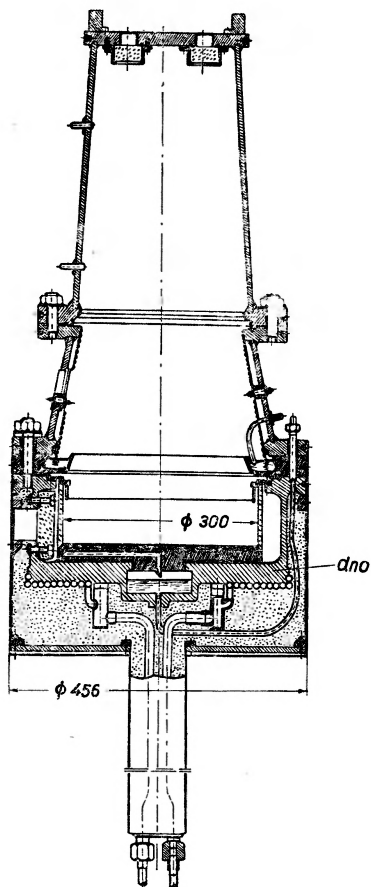
1. Komory wysokiego ciśnienia (do 30 Atm) budowane specjalnie do prac badawczych nad cząstkami o dużej energii.
2. Komory normalnego ciśnienia (1 Atm) używane z powodzeniem do obserwacji rozpadów pierwiastków promieniotwórczych naturalnych i sztucznych oraz do badania promieniowania kosmicznego.
3. Komory podciśnieniowe (10^{-2} Atm) stosowane do badań cząstek o małym zasięgu (np. produkty rozszczepienia).

Pierwszą komorę dyfuzyjną wysokiego ciśnienia zbudowali Miller, Fowler i Schutt [35] stosując jako gaz wypełniający powietrze (1—3,1 Atm) wodór (12—16,5 Atm), hel (3,1—8,9 Atm). Doświadczenia wykazały, że ciągłość pracy



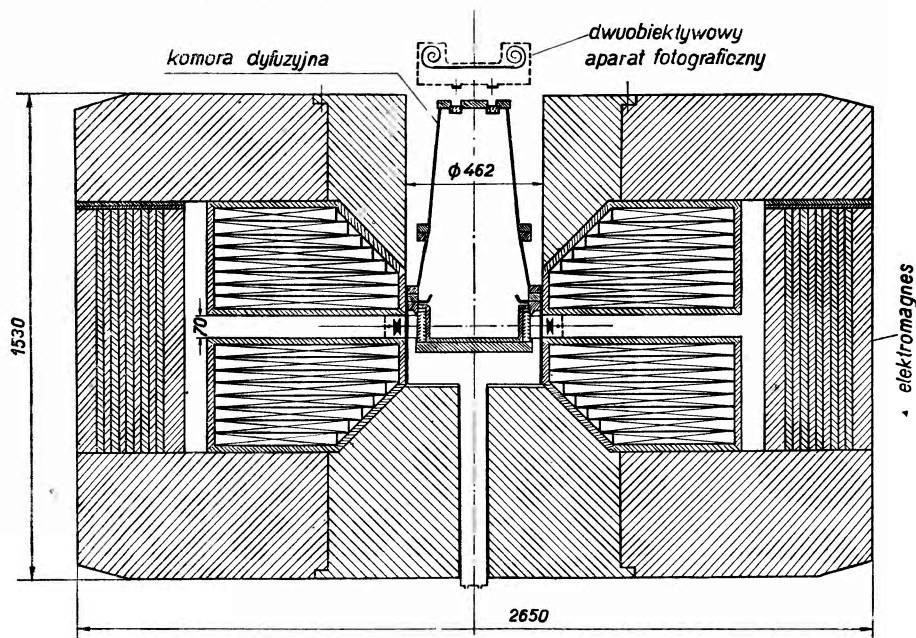
Rys. 10. Schematyczny przekrój komory dyfuzyjnej wysokiego ciśnienia (Alston i inni).
Ciśnienie 28 Atm

1) okienko górne do obserwacji, 2) ścianka boczna (stal nierdzewna), 3) rynienka na ciecz (źródło pary), 4) i 5) grzejniki, 6) i 7) okienko do oświetlania wnętrza



Rys. 11. Komora dyfuzyjna wysokiego ciśnienia (25 Atm) grupy pracowników Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych (Kozodajewa, Kljukina i in.). Komora wykonana ze stali nierdzewnej. Wypełniana lekkimi gazami (H_2 , D_2 , He). Pracowała z impulsowym źródłem promieniowania jonizującego w polu magnetycznym 16.000 Oe.

komory dyfuzyjnej pracującej pod ciśnieniem 12 Atm z impulsowym źródłem promieniowania jonizującego jest zachowana pod warunkiem, że w przerwach między impulsami zastosowano oczyszczające pole elektryczne. Osobliwością tej komory było to, że ścianki boczne wykonano z nierdzewnej stali. Rozkład temperatur wzdłuż ścianek regulowano za pomocą grzejników przymocowanych do ścianek komory. Należy podkreślić, że opisana komora była pierwszą praktyczną realizacją komory z formowanym gradientem temperatur. Pozwoliło to na poprawienie podstawowych parametrów charakteryzujących jej pracę, a mianowicie: grubości warstwy wrażliwej na cząstki jonizujące i stabilności względem konwekcji cieplnej. Podobną komorę zbudowali Schutt i inni [36]

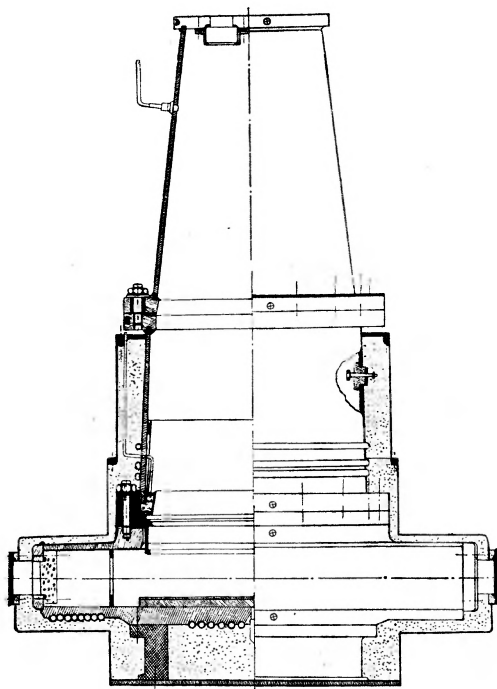


Rys. 12. Usytuowanie komory dyfuzyjnej [Kozodajewa i inn.] w elektromagnecie

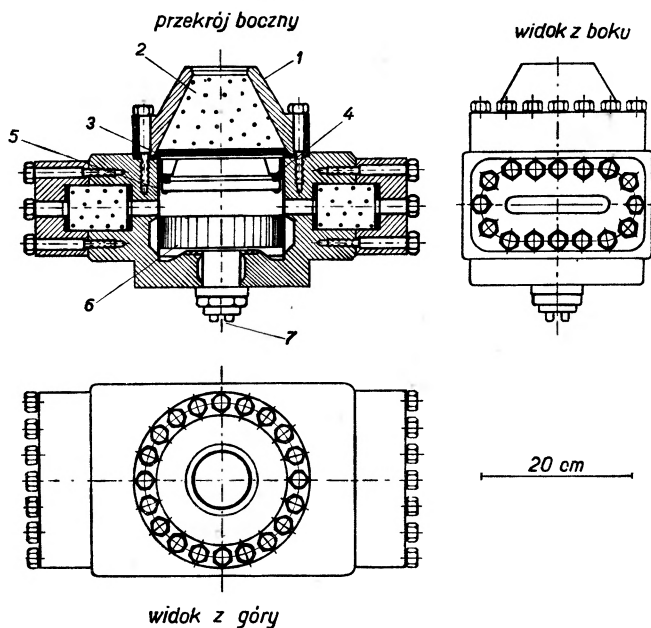
stosując ciśnienie wyższe (21 Atm). Temperatura dna wynosiła -65°C , temperatura pokrywy $+20^{\circ}\text{C}$. Komorę użyto do badań rozproszenia mezonów o energii 60 MeV. Jeszcze wyższe ciśnienie stosował Alston [37], wypełniając komorę wodorem pod ciśnieniem 28 Atm (rys. 10). W komorze tej zaobserwowano tworzenie się mezonów π^+ podczas reakcji typu $p-p$ protonów o energii 383 MeV.

Komory dyfuzyjne wysokiego ciśnienia znalazły szerokie zastosowanie w badaniach zjawisk jądrowych wywołanych cząstkami przyspieszonymi. Na szczególną uwagę zasługują komory opracowane przez zespoły pracowników Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnie [38, 39, 40, 41] (rys. 11, 13). Jedna z tych komór pracuje pod ciśnieniem około 100 Atm.

Dla identyfikacji cząstek powstających w reakcjach wywołanych przez cząstki przyspieszone zastosowano silne pole magnetyczne (10—20 000 Oe).

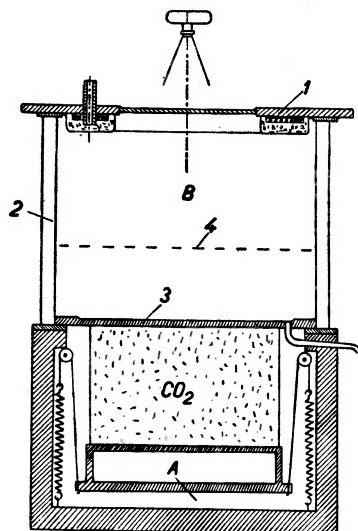


Rys. 13. Komora dyfuzyjna wysokiego ciśnienia (25 Atm) wykonana przez grupę pracowników Zjedn. Inst. Bad. Jądrowych w Dubnie (Ju A. Bugadów, S. Wiktor, Dżelepow, i inni). Również wykonana ze stali nierdzewnej. Komorę używano do badań reakcji strumienia π^+ -mezonowego z tarczą wodorową. (Komorę wypełniano wodorem). Stosowane pole magnetyczne 9.400 Oe

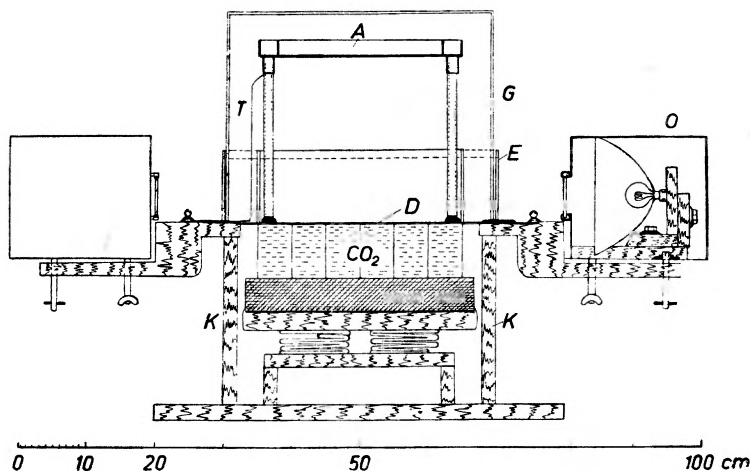


Rys. 14. Komora dyfuzyjna wysokiego ciśnienia (do 100 Atm) A. Eckardt, F. Schwabe, E. Greiner, Instytut Fizyko-Chem. Uniwersytetu w Jenie, (NRD). W trakcie studiów. Przeznaczona dla współpracy z elektronowymi akceleratorami.

Inny typ komory dyfuzyjnej wysokiego ciśnienia pokazany jest na rys. 14. Typową komorą normalnego ciśnienia jest komora Cowana [42]. W komorze tej pokrywa górna utrzymywana jest w temperaturze $+44^{\circ}\text{C}$. Dno



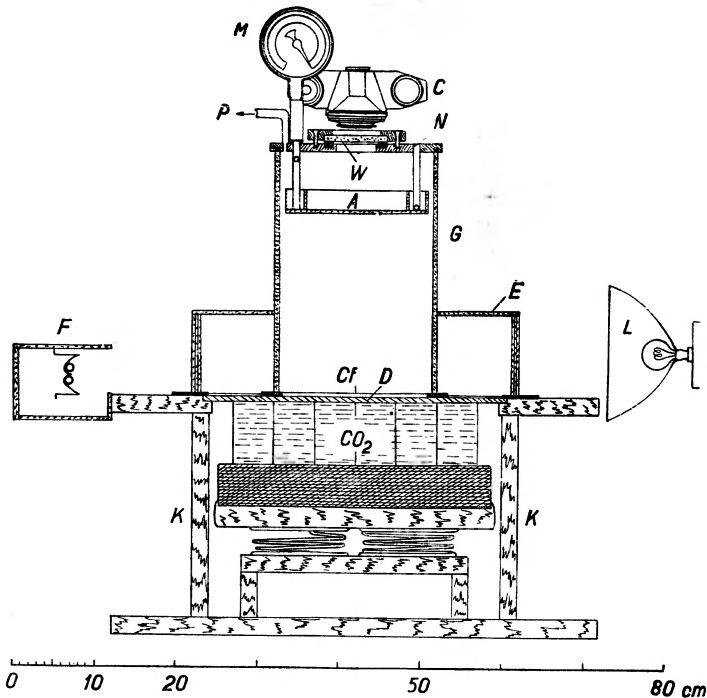
Rys. 15. Schemat komory A. Voisina. Podstawę komory stanowi skrzynka drewniana *A* — zawierająca blok zalewonego CO_2 , dociskany do dna komory sprężynami, *B* — komora właściwa: 1) pokrywa z okienkiem i pierścieniem nasyconym alkoholem przez rurkę z zewnątrz, 2) ścianki boczne (cylinder szklany), 3) dno komory (mosiężne), 4) siatka tworząca drugą elektrodę.



Rys. 16. Schemat komory Slätisa na ciśnienie normalne. *K* — pojemnik na bryłę CO_2 , *D* — dno, *G* — cylinder szklany, *A* — rynienka, *T* — doprowadzenie napięcia, *E* — filtr ze szkła dla pochłaniania promieniowania cieplnego, *O* — lampy oświetlające wnętrze komory.

chłodzone suchym lodem ($-79,5^{\circ}\text{C}$). Tego typu komory budowali: A. J. Bernard, I. R. Atkinson [43], A. Voisin [44] (rys. 15), H. Slätis [45] (rys. 16), W. Lapidiewskij [25], J. Szymakowski [46], A. Eich [47] i wielu innych [48, 49].

Jednym z przykładów różnych możliwości zastosowania komory dyfuzyjnej, była praca Pasinetti i Giori [50], którzy zastosowali komorę dyfuzyjną do badań radioaktywności w tkankach roślinnych i zwierzęcych. Można również stosować komorę dyfuzyjną do badań radioaktywności próbek geologicznych [51]. Komory normalnego ciśnienia mogą być używane do pokazu zjawiska rozpadu promieniotwórczego przed audytorium [47, 52].



Rys. 17. Komora dyfuzyjna niskiego ciśnienia Slätisa.

K — pojemnik na CO_2 , *D* — dno komory, *E* — cylinder szklany, *A* — rynienka na alkohol metylowy, *P* — przewód łączący z pompą, *M* — manometr, *N* — pokrywa, *W* — okienko, *C* — aparat fotograficzny, *F* — lampa błyskowa, *L* — lampa z reflektorem, *Of* — preparat promieniotwórczy.

Komory niskiego ciśnienia opisali Slätis, Komar i Stabnikow i Jaszin [45, 53]. Komora zbudowana przez Slätisa pracowała pod ciśnieniem 0,2 Atm (rys. 17). Wysokość wytworzonej warstwy czulej wynosi 37 mm (przy nieczynnym grzejniku). Komorę zastosowano do badań spontanicznego rozpadu ^{252}Cf .

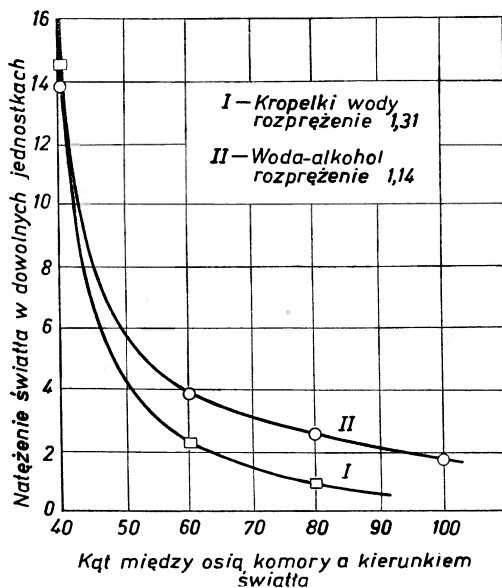
Komar, Stabnikow i Jaszin badali cząstki jonizujące o małej energii, stosując ciśnienie około 30 mm Hg. Dzięki częściowemu usunięciu gazu, zmniejszono możliwość rozproszenia cząstek, umożliwiając w ten sposób identyfikację cząstek o małej energii. Temperatura pokrywy wynosiła -4°C , dna -50°C .

Ostatnio zanotowano [54] próby skonstruowania komory dyfuzyjnej, działającej w zakresie temperatur wyższych (dno w temp. $+15^\circ\text{C}$, pokrywa w temp. $+100^\circ\text{C}$). Wykorzystana została zbieżność niektórych wielkości termicznych jak: ciepło parowania, ciśnienie pary oraz napięcie powierzchniowe dla pewnych

cieczy z grupy alkoholi i innych w podanym zakresie temperatur, z tymi samymi wielkościami dla alkoholu metylowego w zakresie temperatur od $+20^{\circ}\text{C}$ do $+60^{\circ}\text{C}$.

Oświetlenie i fotografowanie śladów cząstek jonizujących w komorze dyfuzyjnej

Obserwację śladów cząstek jonizujących możemy dokonywać dzięki zjawisku rozproszenia światła na kropelkach tworzących mgiełkę wokół toru cząstki. Webb [55] stwierdził doświadczalnie, że natężenie światła rozpro-



Rys. 18. Rozkład natężeń światła rozpraszanego w komorze Wilsona na kropelkach w zależności od kąta padania światła.

szonemu na kropelkach jest odwrotnie proporcjonalne do kąta rozproszenia (rys. 18).

Według Rayleigha zależność między natężeniem światła padającego, a natężeniem światła rozproszonego wyraża wzór:

$$I = I_0 \left[\frac{n_1^2 - n^2}{n} \cdot \frac{N \cdot V^2}{\lambda^4 r^2} (1 + \cos^2 \alpha) \right], \quad (21)$$

- gdzie: I_0 — natężenie światła padającego,
 n_1 — współczynnik załamania światła kropelek,
 n — współczynnik załamania światła ośrodka (para-gaz),
 N — ogólna liczba cząstek,
 V — objętość cząstki,
 λ — długość fali światła padającego,
 r — odległość od obserwatora,
 α — kąt między światłem padającym a rozproszonym.

W komorach dyfuzyjnych stosuje się wyłącznie taki sposób oświetlenia, przy którym $\alpha = 90^\circ$. W tych warunkach w/w wzór upraszcza się do postaci:

$$I = I_0 \left(\frac{n_1^2 - n^2}{n} \cdot \frac{NV^2}{\lambda^2 r^2} \right). \quad (22)$$

Z wzorów (21, 22) wynika, że dla uzyskania wyraźnych zdjęć fotograficznych należałoby stosować:

1. Możliwie małą odległość aparatu fotograficznego od okienka komory.
2. Źródła światła dużej mocy wysyłające fale krótkie.

Jednak należy podkreślić, że w praktyce do oświetlenia komór dyfuzyjnych nie stosuje się źródeł światła emitujących duży procent fal krótkich, ze względu na możliwość powstawania załazków kondensacji w wyniku fotoefektu. Duża ilość tego rodzaju załazków wywołuje silne tło kropliste, uniemożliwiające normalną rejestrację śladów. Do oświetlenia komór dyfuzyjnych stosuje się źródła światła emitujące fale o większej długości, lecz za to o odpowiednio dużym natężeniu. Przeważnie używa się lamp błyskowych lub lamp żarowych o mocy 1000 W. Obserwacje wizualne śladów cząstek jonizujących mogą być dokonywane przy znacznie słabszym źródle światła. W komorze zbudowanej przez Slätisa jako źródła światła użyto 30 W lampy żarzeniowe. Eich dokonywał obserwacji w świetle dziennym w swej komorze o bardzo prostej konstrukcji, przeznaczonej do demonstracji w szkole rozpadów promieniotwórczych.

Badanie zjawisk wywołanych przejściem przez komorę dyfuzyjną cząstek jonizujących wymaga stosowania takiej metody zdjęć fotograficznych, które pozwoliłyby określić zasięg, krzywiznę toru (w wypadku, gdy komora dyfuzyjna znajduje się w polu magnetycznym) i kąty między kierunkami wyłotowymi różnych cząstek, z uwzględnieniem ich przestrzennego położenia. Metody te zostały opracowane w związku z badaniami prowadzonymi za pomocą komór wilsonowskich [9].

Istnieją dwie metody zdjęć przestrzennych:

1. Metoda jednego obiektywu i układu zwierciadeł, opracowana przez Shimizu [56], udoskonalona następnie przez Blacketta [57, 58].
2. Metoda dwuobiektywowa, opracowana przez tegoż Blacketta i następnie wielokrotnie udoskonalona [59].

Obie metody mają swoje zalety i wady. Metoda pierwsza jest ekonomiczniejsza, ze względu na mniejsze zużycie taśmy filmowej, posiada jednak wadę polegającą na tym, że uzyskane ostre zdjęcia obejmują tylko część komory. W drugiej metodzie przy dwukrotnie większym zużyciu taśmy filmowej uzyskuje się zdjęcie całego wnętrza komory. Oczywiście w niektórych wypadkach, gdy zależy tylko na zanotowaniu zjawiska w komorze bez orientacji przestrzennej, zdjęcie może być wykonane jednoobiektywowym aparatem fotograficznym bez dodatkowych urządzeń stereoskopowych.

Analiza zdjęć

Analizę zdjęć stereoskopowych z komory dyfuzyjnej przeprowadza się za pomocą specjalnych urządzeń optycznych, rzutuujących oba równoczesne zdjęcia stereoskopowe (negatywy) z powrotem na płaszczyznę obiektu (ślądu). Płaszczyznę obiektu tworzy się z cienkiego półprzezroczystego ekranu, który dzięki odpowiednim ruchom postępowym i obrotowym, można ustawić w takim położeniu, że projekcje obu zdjęć utworzą jeden obraz ślądu. W ten sposób można uzyskać reprodukcję ślądu w tej samej płaszczyźnie, w której powstał; wówczas wszelkie ewentualne zniekształcenia perspektywiczne ulegną poprawie. Zamieniając ekran papierem odbitkowym uzyskujemy zdjęcie ślądu w jego naturalnej postaci. Zasadniczym warunkiem tej metody odtwarzania śladów cząstek jest to, by projekcja śladów z negatywów wykonana została za pośrednictwem identycznych obiektywów (układu stereoskopowego), a najlepiej tych samych, jakie były użyte w aparacie fotograficznym. Niezmiernie ważną rzeczą jest, aby negatyw był umieszczony dokładnie w tym samym miejscu, gdzie znajdował się w chwili dokonywania zdjęcia [60, 61].

Dalsze czynności, to pomiar długości ślądu, szerokości krzywizny toru (o ile komora umieszczona była w polu magnetycznym) oraz kątów nachylenia między poszczególnymi śladami lub określonym kierunkiem. Dokładna analiza śladów wymaga uwzględnienia możliwych zniekształceń, jakie mogą powstać na skutek właściwości układu optycznego i przesunięć spowodowanych załamaniem światła w okienku.

Wnioski końcowe

Komora dyfuzyjna jest przyrządem, który może być stosowany do badań promieniowania kosmicznego, promieniotwórczości naturalnej i sztucznej, promieniowania korpuskularnego wytworzonego przez różnego rodzaju akceleratory. Zaletą komory dyfuzyjnej jest ciągłość działania i duża prostota w budowie. Jest ona przyrządem, który jest stosunkowo łatwy do wykonania i nie wymaga zbyt kosztownych materiałów. Pomimo nieustannego rozwoju metod badania zjawisk jądrowych komora dyfuzyjna pozostaje nadal cennym instrumentem współczesnej nauki.

Literatura

- [1] *Encyclopedia Britannica*, Chicago-London-Toronto 1947, Vol. 23, s. 678.
- [2] H. Maier-Leibnitz, *Z. Phys.*, **112**, 569 (1939).
- [3] E. Regner, *Festschrift der Techn. Hochschule Stuttgart (1829—1929)*, s. 331.
- [7] L. G. Hoxton, *Proc. Virginia Acad. Sci. Abstr.*, **9**, 23 (1933—1934).
- [5] R. E. Vollrath, *Rev. sci. Instrum.*, **7**, 409 (1936).
- [6] A. Langsdorf, *Phys. Rev.*, **49**, 422 (1936).

- [7] A. Langsdorf, *Phys. Rev.*, **51**, 1026 (1937).
- [8] A. Langsdorf, *Rev. sci. Instrum.*, **10**, 92 (1939).
- [9] N. N. Das Gupta, S. K. Gosh, *Rev. mod. Phys.*, **18**, 222 (1946) (streszcz. w jęz. ros. w *Uspiechi fiz. Nauk*, **31**, 491 (1947)).
- [10] J. G. Wilson, *The Principles of Cloud-Chamber Technique*, Cambridge University Press, London 1951 (także tłum. w jęz. ros. pt. *Kamiera Wilsona*, Moskwa 1954).
- [11] C. T. R. Wilson, *Phil. Trans.*, **193**, 289 (1899).
- [12] T. H. Laby, *Phil. Trans.*, **208**, 445 (1908).
- [13] W. E. Hazen, *Rev. sci. Instrum.*, **13**, 247 (1932).
- [14] L. Scherrer, *Ann. Phys. (Leipzig)*, **35**, 619 (1939).
- [15] W. K. Lapidiewskij, *Diffuzionnaja kamiera, Materiały sowieszczanija po kamieram Wilsona, diffuzionnym i puzyrkowym kamieram, Diffuzionnyje kamiery*, Wyp. 2, str. 3, Dubna 1958.
- [16] W. K. Lapidiewskij, *Diffuzionnaja kamiera*, *Uspiechi fiz. Nauk*, **66**, 111 (1958).
- [17] W. K. Lapidiewskij, Ju. Szczerbakow, *Ż. eksper. teor. Fiz.*, **27**, 1 (1954).
- [18] W. K. Lapidiewskij, *Dissertacja MIFI* (1956).
- [19] W. K. Lapidiewskij, O. P. Astachow, *Prib. Tech. Eksp.*, **4**, 343 (1957).
- [20] A. Rogoziński, *J. Phys. Radium*, **16**, 2, 166 (1955).
- [21] H. Slätis, *Särtryck ur Svenska Fysikersamfundets publikation Kosmos*, band 34, 1956.
- [22] A. P. Komar, M. B. Stabnikow, *Materiały sowieszczanija po kamieram Wilsona, diffuzionnym..., Diffuzionnyje kamiery*, Wyp. 2, Dubna 1958, str. 61.
- [23] W. L., Ju. Sz., *Uspiechi fiz. Nauk*, **46**, 321 (1952).
- [24] C. E. Nielsen, T. S. Needels, O. H. Weddle, *Rev. sci. Instrum.*, **22**, 673 (1951).
- [25] W. K. Lapidiewskij, *Prib. Tech. Eksp.*, **2**, 37 (1957).
- [26] A. R. Bevan, *J. sci. Instrum.*, **31**, 45 (1954).
- [27] S. Kolankowski, *Komora dyfuzyjna na ciśnienie normalne* (praca dypl. nie publikowana).
- [28] C. M. York, *Handbuch der Physik*, Bd. XLV, *Instrumentelle Hilfsmittel der Kernphysik II*, Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg, 1958, s. 284—289.
- [29] C. F. Powell, *Proc. Roy. Soc.*, **119**, 553 (1928).
- [30] R. P. Shutt, *Rev. sci. Instrum.*, **22**, 730 (1950).
- [31] C. Succi, G. Tagliaferri, *Nuovo Cimento*, **9**, 192 (1952).
- [32] M. Snowden, *Progress in Nuclear Physics*, Academic Press, New York 1953, vol. 3.
- [33] P. E. Argan, N. D'Angelo, A. Gigli, *Nuovo Cimento*, **1**, 761 (1955).
- [34] P. E. Argan, N. D'Angelo, A. Gigli, *Nuovo Cimento*, **3**, 1337 (1956).
- [35] D. H. Miller, E. C. Fowler, R. P. Schutt, *Rev. sci. Instrum.*, **22**, 280 (1951).
- [36] R. P. Schutt, E. C. Fowler, D. H. Miller, A. M. Thorndike, W. B. Fowler, *Phys. Rev.*, **84**, 1247 (1951).
- [37] M. H. Alston, A. W. Crewe, W. H. Evans, G. von Gierke, *Proc. Phys. Soc. A.*, **69**, 691 (1956).
- [38] M. S. Kozodajew, M. M. Kuljukin, R. M. Sulajew, A. J. Filipow, Ju. A. Szczerbakow, *Materiały sowieszczanija po kamieram Wilsona..., Diffuzionnyje kamiery*. Wyp. 2, Dubna 1958, str. 80—94.
- [39] Ju. A. Budagow, S. Wiktor, W. P. Dżelepow, P. F. Ermołow, W. I. Moskalew (jak wyżej str. 105—110).
- [40] Ju. P. Wacharuszin, M. S. Kozodajew, E. W. Kozubskij, B. W. Roźdzestwenskij, R. M. Sulajew, A. P. Filipow (jak wyżej str. 116—118).
- [41] A. Eckardt, F. Schabe, E. Greiner (jak wyżej str. 122—123).
- [42] E. W. Cowan, *Rev. sci. Instrum.*, **21**, 991 (1950).
- [43] A. I. Bernard, I. R. Atkinson, *Nature*, **169**, 170 (1952).
- [44] A. Voisin, *J. Phys. Radium*, **24**, 459 (1953).
- [45] H. Slätis, *Ark. Fys.*, **10**, 479 (1956).
- [46] J. Szymakowski, *Zeszyty Naukowe Uniwer. Jagiellońskiego, seria nauk Mat. Fiz. Chem.*, nr 1, 203 (1955).

- [47] A. Eich, Amer. J. Phys., **24**, 3, 176 (1956).
- [48] A. A. Silvidi, Amer. J. Phys., **25**, 159 (1957).
- [49] A. A. Silvidi, Amer. J. Phys., **28**, 99 (1961).
- [50] A. Pasenetti, C. Giori, Experientia, **13**, 415 (1957).
- [51] St. Kolankowski, *Komora dyfuzyjna do badań radioaktywności małych próbek geologicznych*, Zeszyty Naukowe Wydż. Mat. Fiz. Chem. — Wyż. Szk. Pedagog. w Gdańsku (w druku).
- [52] W. K. Lapidiewskij, *Fizika w szkole*, **1**, 47 (1955).
- [53] A. P. Komar, M. B. Stabelnikow, D. A. Jaszin, Dokł. Akad. Nauk SSSR, **108**, 64 (1956).
- [54] P. Teunissen, S. Wijnnobel, Rev. sci. Instrum., **29**, 1051 (1958).
- [55] C. G. Webb, Phil. Mag., **19**, 927 (1935).
- [56] T. Shimizu, Proc. Roy. Soc., **99**, 425 (1921).
- [57] P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc., **102**, 294 (1922).
- [58] P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc., **103**, 62 (1923).
- [59] P. M. S. Blackett, Proc. Roy. Soc., **123**, 619 (1929).
- [60] E. J. Williams, F. R. Terroux, Proc. Roy. Soc., **126**, 289 (1930).
- [61] L. F. Curtiss, J. Res. Nat. Bur. Stand., **4**, 663 (1930),

The encyclopaedic dictionary of physics, tom 2, Compensator to Epicadmium Neutrons, stron IX + 880, tom 3, Epitaxy to Intermediate Image, stron IX + 894, Pergamon Press, Oxford 1961.

Już przy okazji recenzowania pierwszego tomu¹ przedstawiłem plan całego dzieła i nie szczędziłem mu wyrazów uznania. Obecnie, po dokładnym przejrzeniu recenzowanych dwóch dalszych tomów, nie cofam nic z poprzednich pochwał i raczej utwierdzam się co do ich słuszności. Ktoś nie znający całego planu tego wielkiego przedsięwzięcia mógłby postawić zarzut, że nie uwzględniono w nim osiągnięć ostatnich kilku lat i że literatura cytowana dochodzi najwyżej do 1958 roku. Krytyka taka byłaby jednak nader krzywdząca. Wprost przeciwnie, należy podziwiać, że przy sporządzaniu tak obszernego dzieła udało się — przy współudziale tysięcy współpracowników — osiągnąć tylko 4—5-letnie opóźnienie, a zresztą zapowiedziane już są coroczne tomy uzupełniające, tak że okres ten da się z pewnością skrócić do dwóch lat, a może nawet do jednego roku, co byłoby istotnie wielkim osiągnięciem.

Niemożliwością byłoby oczywiście recenzować poszczególne artykuły, zawarte w omawianych tomach, czy nawet wypisywać tylko tytuły najciekawszych z nich, tym bardziej, że kryterium ciekawości artykułów zależy, oczywiście, w znacznej mierze od zainteresowań poszczególnych czytelników. Ograniczę się więc do kilku luźnych uwag, które mogą się nasunąć przy posługiwaniu się *Słownikiem*.

Jak gruntownie są potraktowane w *Słowniku Fizyki* nie tylko wszystkie działy fizyki, ale również i nauki pokrewne, o tym może świadczyć fakt, że w drugim tomie hasła zaczynające się od *Earth*- zajmują 58 stron, a ponadto w trzecim tomie hasła zaczynające się na *Geo*- 32 strony; nie wyczerpuje to oczywiście całości wiadomości geofizycznych w *Słowniku*. Artykuły poświęcone innym naukom „pomocniczym“, np. matematyce, są bardziej rozproszone po całym *Słowniku*, ale w sumie zajmują jeszcze znacznie więcej miejsca. Jako ciekawostkę wymienię, że hasła zaczynające się od *Electr*- wypełniają pełnych 218 stron.

W wielu recenzjach po pochwałach następują słowa krytyki, tutaj byłoby to zadanie nader trudne. Poprzestanę więc tylko na kilku impresjach osobistych. Pomimo gruntowności, z jaką została potraktowana większość artykułów w *Słowniku*, mam wrażenie, że niektóre z nich wypadły zbyt krótko. Na przykład hasło *Cybernetyka* zajmuje niecałe półtorej strony (a nazwiska Brillouina, Gabora, Shannona i inn. nawet nie zostały w nim wymienione); mam wrażenie, że w stosunku do innych artykułów *Cybernetyka* zasługiwałaby na przynajmniej 10 stron druku. Jako przykład nieco innego typu nasuwa mi się hasło *Group Velocity*, które jest potraktowane w *Słowniku* całkiem poprawnie; jednakże ponieważ pojęcie prędkości grupowej gra tak ważną rolę w tyłu działach fizyki i techniki, a ponadto należy raczej do trudniejszych, wydaje mi się, że powinnyby się poświęcić mu nieco więcej miejsca. Do innych ważnych przedmiotów, które moim zdaniem zostały potraktowane zbyt krótko należą m. in.: *Doppler Effect*, *Eulerian Angles*, *Exact Differentials* (raczej słabo przedstawione z pedagogiczno-punktu widzenia), *Expanding Universe* itd.

Jedynym drobnym błędem, na który natrafiłem (oprócz rzadkich i niegroźnych drobnych błędów druku) jest twierdzenie w artykule *Four Velocity*, że wielkość skalarna czteroprędkości jest urojona; jest tak w istocie, ale tylko przy sygnaturze kwadratu czterowymiarowego przedziału $+++-$, jednakże sygnatura odwrotna $---+$ jest też często używana i właśnie szczególnie dlatego, że wielkość skalarna czteroprędkości jest wówczas rzeczywista.

¹ Postępy Fizyki, 13, 494 (1962)

Wszystko to są jednak tylko drobne plamy na pięknym obrazie *Encyklopedycznego Słownika Fizyki*, który bez wątpienia pozostanie przez wiele lat nieodzowną pozycją wszystkich bibliotek mających cokolwiek wspólnego z fizyką.

Jan Weysenhoff

W. A. WOOSTER „Doświadczalna fizyka kryształów”

Tłumaczenie z angielskiego; tytuł oryginału: *Experimental Crystal Physics*; Oxford at the Clarendon Press, 1957.

Tłumaczył J. Leciejewicz i S. Szarras, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1961, stron 162, cena zł 15.

Doświadczalna fizyka kryształów jest polskim tłumaczeniem bardzo zwięzłego i przejrzysto napisanego podręcznika pt.: *Experimental Crystal Physics*, obejmującego opis podstawowych metod badania własności: optycznych, diamagnetycznych, paramagnetycznych, termicznych, plastycznych, piezoelektrycznych, piroelektrycznych oraz elastycznych kryształów.

Materiał książeczki jest podany w formie opisu 34 zadań laboratoryjnych z zakresu badania własności kryształów w oparciu o kurs prowadzony w Katedrze Mineralogii i Petrografii w Cambridge. Zadania są pomyślane w ten sposób, że możliwie jasno ilustrują przebieg zjawiska fizycznego, niejednokrotnie kosztem rezygnacji z precyzji pomiaru. Aparatura doświadczalna stosowana w doświadczeniach jest na ogół prosta i w znacznej części mogłaby być skonstruowana we własnym zakresie w pracowniach uniwersyteckich. W naszych warunkach książeczka może być bardzo pożytecznym podręcznikiem dla studentów mineralogii, fizyki, chemii, geologii oraz kierunków pokrewnych. Wydaje się, że szereg ćwiczeń w niej opisanych winno by znaleźć się w tzw. I Pracowniach Fizycznych.

Doświadczalna fizyka kryształów nie jest jednakowoż pozbawiona pewnych usterek. I tak np. w rozdziale 1.2.5 na str. 27 pisze autor o „wyznaczaniu dwójłomności z widma pasmowego“, przy czym terminem widma pasmowego nie określa, zgodnie z powszechnie przyjętą nomenklaturą, widma promieniowania drobin chemicznych, lecz widmo ciągłe, w którym promieniowanie pewnych długości fali zostało wygaszone na skutek przepuszczenia światła liniowo spolaryzowanego o widmie ciągłym przez płytkę krystaliczną. Omawiany tekst zawiera szereg niedomówień dotyczących sposobu wycięcia płytki krystalicznej czy też jej ustawienia w doświadczeniu.

Polskie tłumaczenie *Doświadczalnej fizyki kryształów* w wielu punktach jest przeprowadzone zbyt sztywno i dosłownie, co niejednokrotnie powoduje zatarcie właściwego znaczenia tekstu, a czasem wręcz brak sensu. Tak np. na str. 38 jest podane zdanie: „Pierścienie nie były tak wyraźne jak te, które otrzymuje się zwykle w doświadczeniach od ścian naturalnych i dla oceny dokładności pomiarów przeprowadzono dwie serie obserwacji (...)“.

Reasumując odnoszę wrażenie, że *Doświadczalna fizyka kryształów* stanowi bardzo cenną pozycję literatury przedmiotu, co nie wyklucza faktu, że przed następnym wydaniem należałoby przeprowadzić szczegółową korektę polskiego tłumaczenia.

Maria Danuta Kunisz

LOTHAR V. ERICHSEN: Friedliche Nutzung der Kernenergie, Ihre Vorteile und ihre Gefahren
Springer-Verlag, Berlin 1962. Str. VIII + 235

Możliwości praktycznego wykorzystania energii jąder atomowych datują się od czasu skonstruowania przez E. Fermiego pierwszego reaktora jądrowego w Chicago, a więc od przeszło 20 lat. Obserwowany obecnie, niemal żywiołowy rozwój badań w dziedzinie fizyki i chemii jądrowej, zawdzięczamy w dużym stopniu I Międzynarodowej Konferencji poświęconej pokojowemu wykorzystaniu energii jądrowej, która odbyła się w Genewie pod patronatem ONZ. Istniejąca do 1955 r. atmosfera nieufności w poważnej mierze uległa złagodzeniu, dzięki czemu

swobodniejsza wymiana informacji o badaniach oraz ich wynikach korzystnie wpłynęła na dalszy postęp prac nad problemami związanymi z wyzyskaniem energii jądrowej w nauce i technice.

W Polsce badania naukowe i prace o charakterze praktycznym z zakresu fizyki jądrowej, radiochemii, technologii chemicznej materiałów reaktorowych i dziedzin pokrewnych rozpoczęły się dopiero z chwilą uruchomienia reaktora typu *WWR-S*, o mocy 2000 kW w Świerku pod Warszawą oraz cyklotronu typu *U-120*, przyspieszającego deuterony do energii 13 MeV, w Bronowicach nieopodal Krakowa, zakupionych w ZSRR.

Wyrazem rozwoju badań jądrowych, niezależnie od coraz większej liczby ogłaszanych oryginalnych prac naukowych i technicznych, są liczne publikacje poświęcone omówieniu najrozmaitszych aspektów energii jądrowej.

Z bogatej literatury światowej, zasługuje na uwagę praca dra inż. L. v. Erichsena, profesora i kierownika Zakładu Radiochemii Instytutu Chemii Fizycznej Uniwersytetu w Bonn.

Autor podjął próbę wszechstronnego a jednocześnie zwięzłego naświetlenia istotnych zagadnień, wynikających z praktycznego stosowania energii jądrowej. Czytelnik w jego książce znajdzie na 200 stronicach właściwego tekstu, świetnie udokumentowaną, pełną charakterystykę dodatnich i ujemnych stron, korzyści i niebezpieczeństwa energii jądrowej, zapozna się z problemami energetyki i ekonomiki jądrowej, światowymi zasobami surowców paliw stosowanych w reaktorach, a także z zagadnieniami społecznymi.

Słowo wstępne do recenzowanej książki napisał prof. dr S. Balke, znany niemiecki chemik, minister do spraw energii jądrowej NRF (Bundesminister für Atomkernenergie), który podkreślił wielką rzetelność autora w podejściu do omawianych problemów.

W 11 rozdziałach Erichsen systematycznie i konsekwentnie przedstawia problemy wynikające z pokojowego zastosowania osiągnięć współczesnej wiedzy o strukturze i właściwościach jąder atomowych. Po krótkim wprowadzeniu, w którym wyraża nadzieję, że energia jądrowa będzie służyć człowiekowi dla jego dobra, podobnie jak inne wielkie odkrycia naukowe, daje syntetyczny wykład podstaw fizykalnych i metod wykorzystania energii jądrowej, rozpoczynając go od scharakteryzowania reakcji rozszczepienia i jej produktów, fizyki reaktorów jądrowych, znaczenia moderatorów, czynników chłodzących oraz omawia reaktory jądrowe stosowane w praktyce.

Rozdział następny jest poświęcony instrumentalnemu i konstrukcyjnemu wyposażeniu siłowni jądrowych, a trzeci z kolei rozdział obejmuje omówienie źródeł niebezpieczeństw i przyczyn szkodliwego działania reaktorów mocy oraz destrukcyjnego działania strumieni neutronowych na materiały konstrukcyjne.

W rozdziale czwartym przedstawia autor surowce jądrowych materiałów palnych, przytaczając krótkie zestawienie ważniejszych minerałów uranowych i torowych oraz miejsc ich występowania na Ziemi, łącznie z zarysem metod wzbogacania i otrzymywania aktywnouranu U-235.

Następnie zapoznajemy się z zasadami przerobu wypalonych materiałów rozszczepialnych. Bardzo interesujące są dane G. H. Howellsa z 1961 r., dotyczące składu chemicznego i aktywności poszczególnych produktów reakcji rozszczepiania 1 tony uranu po wypaleniu w reaktorze o mocy 1000 MWd/t i 100 dniach stygnięcia. Otóż okazuje się, że wśród produktów promieniotwórczych znajduje się 800 g plutonu, 295 g prazeodymu i innych pierwiastków ziem rzadkich, w tym 100 g ceru i 40 g lantanu, dalej 115 g cyrkonu, 110 g cezu, 85 g molibdenu, mniejsze ilości strontu, baru, itru, rutenu, technetu, rodu i innych radiopierwiastków oraz 998 kg niewypalonego uranu. Globalna aktywność γ i β tych produktów wynosi 652 800 curie. Przemysł radiochemiczny, mimo dużych aktywności wypalonych prętów uranowych, oparował produkcję plutonu oraz metody odzyskiwania uranu.

W rozdziale zatytułowanym *Biologiczne działanie promieniowania jonizującego*, po scharakteryzowaniu ogólnych podstaw oddziaływania promieniowania γ , β i α z materią organiczną, autor omawia szkodliwe działanie promieniowania na organizmy żywe w postaci uszkodzeń somatycznych i genetycznych oraz przedstawia znaczenie kontroli dozymetrycznej, ochrony pracowników zatrudnionych w zakładach jądrowych i ochrony okolicy przed zanieczyszczeniem atmosfery i zbiorników wody substancjami promieniotwórczymi, skąd mogą przedostać się

Postępy Fizyki, Tom XIV, Zeszyt 3

do organizmu człowieka. W oddzielnej tabelicy przytoczono wykaz radionuklidów selektywnie gromadzących się w poszczególnych organach organizmu człowieka: w kościach, mięśniach, w tkankach tłuszczowych, skórze, wątrobie i innych częściach ciała.

Rozdział siódmy obejmuje zagadnienia związane z odpadami promieniotwórczymi, powstającymi w procesach otrzymywania energii jądrowej, a więc oddzielanie i gromadzenie odpadów aktywnych, ich transport oraz magazynowanie.

Następny rozdział zawiera analizę problemu wyboru miejsca pod budowę zakładów jądrowych, w związku z bezpieczeństwem okolicy oraz istnieniem odpowiedniego zaplecza, omawia znaczenie tzw. raportów bezpieczeństwa, wymaganych nie tylko dla podjęcia decyzji lokalizacji reaktorów jądrowych, ale również dla poszczególnych etapów budowy takiego obiektu. W praktyce każdą decyzję lokalizacji jądrowych zakładów energetycznych, a także wybór miejsca pod budowę reaktorów badawczych, poprzedza analiza sejsmologiczna i meteorologiczna okolicy.

Rozdział *Socjologiczne aspekty stosowania energii jądrowej*, obejmuje rozważania na temat zapotrzebowania na energię, w związku ze wzrostem produkcji oraz gwałtownym przyrostem liczby mieszkańców na kuli ziemskiej. Autor nie pominął również zjawisk psychologicznych, komentuje bowiem reakcje człowieka na rozwój energetyki jądrowej, która w postaci wybuchów dwóch amerykańskich bomb nad Hiroszimą i Nagasaki w r. 1945, groźnym echem wtargnęła do świadomości narodów, dokumentując swoje istnienie tragedią milionów Japończyków.

Gospodarcze aspekty stosowania energii jądrowej stanowią przedmiot rozważań rozdziału dziesiątego. Na wstępie autor porównuje koszty wyprodukowania energii 1 kWh metodami konwencjonalnymi i metodami jądrowymi oraz analizuje wzrost produkcji energii w ogóle na przestrzeni lat 1860—1950, a także zużycie energii w dziesięcioleciu 1950—1960 w czterech państwach: USA, ZSRR, Wielkiej Brytanii i NRF. Dalej rozważa zapotrzebowanie na energię przemieniowania, elektryczną, mechaniczną dla potrzeb produkcyjnych i konsumpcyjnych, związanych z ogólnym postępem cywilizacji. W rozdziale tym znajdujemy również przewidywania na temat zapotrzebowania na energię elektryczną w przyszłości, rozważania ekonomiczne nakładów inwestycyjnych i eksploatacyjnych siłowni jądrowych, przy czym należy zwrócić uwagę, że energia elektryczna otrzymywana w elektrowniach atomowych jest jeszcze dwukrotnie droższa od energii produkowanej metodami konwencjonalnymi.

W ostatnim rozdziale autor odpowiada na pytanie czy i dlaczego jest słuszne, aby ludzkość korzystała na dużą skalę z nowego źródła energii, uzasadniając twierdzącą odpowiedź, między innymi eksponencjalnym charakterem krzywej obrazującej przyrost zapotrzebowania na energię. Zapotrzebowanie to może pokryć energia otrzymywana metodami jądrowymi. W zakończeniu podkreśla, że korzyści płynące z praktycznego wyzyskania energii jądrowej znacznie przewyższają wszystkie ujemne cechy, jakie można by przypisać technice jądrowej i metodom radioizotopowym, które znalazły zastosowanie w nauce i przemyśle. Wreszcie konkluduje: stoimy przed przymusową koniecznością, możliwie prędkiego i dalszego rozwijania zastosowań energii jądrowej dla celów pokojowych.

Niezwykle interesującą treść ilustruje 46 rysunków oraz 23 tablice. Na uwagę i podkreślenie zasługuje bogata literatura przedmiotu obejmująca 20 stron druku oraz szczegółowy indeks rzeczowy.

Książkę prof. Erichsena winni z uwagą przestudiować nie tylko pracownicy związani zawodowo z zagadnieniami jądrowymi, ale także działacze na polu gospodarczym i państwowym oraz ci wszyscy, którzy w mniejszym lub większym stopniu interesują się tymi problemami. Po przestudiowaniu jej Czytelnicy uzyskają przejrzysty obraz spraw i zagadnień wynikających z rozwoju prac, zapoczątkowanych epokowym odkryciem, jakim było poznanie i opanowanie energii wyzwalanej na skalę techniczną, podczas niektórych reakcji jądrowych.

Jak każda publikacja wydawnictwa Springer-Verlag, także i recenzowana książka, wydana jest nadzwyczaj starannie, a jej układ graficzny nagłówków, podtytułów i sam druk treści wydają dobre świadectwo kunsztowi typografów.

Sprawozdanie z konferencji „luminescencyjnych” Czechosłowacja, NRD, Węgry

W dniach 24—28 września odbyło się w Czechosłowacji „Symposium Luminescencyjne”. Zorganizowały je Instytut Fizyki i Instytut Fizyki Ciała Stałego Czechosłowackiej Akademii Nauk, oraz Towarzystwo Matematyki i Fizyki CSR, które w roku 1962 obchodziło stulecie swego istnienia. Obrady odbywały się w pięknym, należącym do Akademii, pałacyku w Liblicach, niedaleko Pragi. Oprócz gospodarzy w konferencji brały udział delegacje 8 państw, które podam w kolejności liczebności: NRD, Węgry, Związek Radziecki, Polska, Francja, USA, Anglia i Szwajcaria. Szczególnie liczne były delegacje z NRD (13 osób) i Węgier (12 osób), ponieważ między „Grupami Luminescencyjnymi” Czechosłowacji, Węgier i NRD od wielu lat istnieje ścisła współpraca. Co roku, kolejno w jednym z tych państw organizowana jest „Konferencja Luminescencyjna”, a w roku 1961 było ich nawet dwie, jedna w czerwcu na Węgrzech, druga w listopadzie w NRD. Następna po czeskiej konferencja miała się odbyć znowu w Węgrzech w roku 1963. Odroczono ją jednak ze względu na organizującą się konferencję w Toruniu we wrześniu 1963 r.

Na Symposium w Liblicach wygłoszono 28 komunikatów z prac własnych. Dotyczyły one badań własności fosforów krystalicznych. Na tę konferencję nie zgłoszono wcale komunikatów dotyczących luminescencji cieczy i gazów. Oprócz komunikatów z prac własnych odbyły się trzy posiedzenia, na których dyskutowano ważne, aktualne problemy w luminescencji kryształów. Tematami dyskusji były: metody badania centrów luminescencji, istniejące modele centrów i mechanizm elektroluminescencji. Większość przedstawionych prac dotyczyła własności optycznych i elektrycznych polikrystalicznego siarczku cynku lub częściżej monokrystalicznego. Materiał ten, badany od wielu lat i w wielu laboratoriach, ciągle jeszcze znajduje się w centrum uwagi i wiele jeszcze problemów związanych z jego luminescencją nie jest jednoznacznie rozstrzygniętych. ZnS jest materiałem bardzo ciekawym, mającym wiele zastosowań praktycznych, ale jednocześnie bardzo skomplikowanym; np. fosfory ZnS—Cu mają co najmniej trzy rodzaje centrów świecenia.

Badaniu struktury pasm elektronowych, szerokości strefy energii wzbronionych poświęcone były prace S. Damaškovej (Czechosłowacja) i Foka (ZSRR). S. Nudelman (USA) przedstawił nową metodę badania znaku nośników w luminoforach. Najwięcej referatów dotyczyło elektroluminescencji i fotoelektroluminescencji w ZnS. W elektroluminescencji w montażu izolacyjnym (efekt Destriau) jednym z ważnych problemów jest zbadanie, jakie jest źródło dostarczające elektronów do pasma przewodnictwa (zderzeniowy mechanizm wzbudzenia centrów — patrz *Postępy Fizyki* tom XIII, str. 180). Drugi ważny problem to charakter barier potencjału, których istnienie jest konieczne, aby elektrony mogły być przyspieszane do energii wystarczającej do wzbudzenia centrum, trzeci problem to kinetyka kolejnych etapów przy wzbudzaniu elektroluminescencji. Problemom tym poświęcone były komunikaty: Kubatowa-Patek (Czechosłowacja), Schandy oraz Gergely (Węgry) i Wereszczagina (ZSRR). Na temat elektroluminescencji różnych materiałów w montażu przewodzącym wygłoszono również szereg komunikatów, a między innymi Łożykowski (Polska) mówił o elektroluminescencji ZnSe przy istnieniu przejść *p-n*. H. Męczyńska zreferowała pracę zespołową dotyczącą zastosowania metody rezonansu paramagnetycznego do badania ilości wbudowanego Mn^{++} w siatkę krystaliczną CaS i SrS.

Szereg prac dotyczyło własności optycznych i elektrycznych fosforów, których materiałem

podstawowym były halogenki alkali (Bohun i współpracownicy — Czechosłowacja). W halogenkach tych wraz z centrami barwnymi występuje również zjawisko egzoemisji.

Po skończonej konferencji w Liblicach zwiedzaliśmy w Pradze Instytuty, w których prowadzone są badania związane z fosforami krystalicznymi. W Instytucie Fizyki Č. S. Akademii Nauk grupa kierowana przez dra Pátka przeprowadza różnorodne badania dotyczące ZnS, a więc hoduje się tu monokryształy ZnS, bada się ich absorpcję, a w szczególności kraniec absorpcji podstawowej, przeprowadza się badania mikroskopowe poszczególnych obszarów świecących smug (komet) w elektroluminescencji itp. Inna grupa w tym Instytucie bada własności mniej znanego materiału elektroluminescującego, jakim jest azotek boru. I w tym przypadku hoduje się monokryształy, bada się ich absorpcję dla znalezienia strefy energii wzbronionych itp.

Drugim ważnym ośrodkiem badań luminoforów w Pradze jest Instytut Fizyki ciała stałego ČSAV. Grupa kierowana przez dra A. Bohuna zajmuje się haloidkami alkali. Wstępnym procesem jest znowu hodowanie monokryształów ze stopionych haloidków, a następnie badanie egzoemisji i termoluminescencji. Zależność temperaturowa egzoemisji i termoluminescencja są ze sobą w ścisłym związku.

Pewne tematy z dziedziny luminescencji i własności elektrycznych kryształów opracowywane są również w Zakładzie Fizyki Uniwersytetu Karola w Pradze. Hoduje się tam kryształy selenku kadmu i bada ich przewodnictwo. Bada się również polaryzację luminescencji haloidków alkali oraz czasy gaśnięcia katodoluminescencji.

W należących do Akademii zakładach w Turnovie rozwiązuje się problemy związane z hodowaniem wielu monokryształów. W roku 1961 odbyło się tam IV Międzynarodowe Sympozjum na tematy związane z monokryształami.

Wydaje się więc, że badania prowadzone w naukowych i naukowo-technicznych Instytutach Czechosłowacji obejmują wszystkie najważniejsze zagadnienia dotyczące luminescencji kryształów. Godna naśladowania jest tu organizacja; współpraca fizyków z chemikami i technicami oraz rozłożenie tematów na poszczególne Zakłady, tak aby się uzupełniały, a nie dublowały.

Ponieważ Sympozjum w Czechosłowacji było kontynuacją poprzednich „Konferencji Luminescencyjnych” i ponieważ sprawozdania z poprzednich nie ukazały się w *Postępkach Fizyki*, więc bardzo krótko scharakteryzuję jeszcze dwie poprzednie konferencje z roku 1961.

Konferencja w Berlinie „Arbeitstagung Physik und Chemie der Kristallphosphore” zorganizowana została przez Niemiecką Akademię Nauk (podkomisja luminoforów sekcji Fizyki) w dniach 27—29 listopada 1961.

W związku z zaostrzoną sytuacją międzynarodową nie przybyli na nią przedstawiciele państw zachodnich, nie przybyli nawet „luminoforzyści” z NRF, mimo zgłoszonych uprzednio referatów. Wygłoszono około 40 komunikatów z prac własnych, w tym 5 dotyczyło luminescencji roztworów, reszta fosforów krystalicznych. Najciekawszymi komunikatami były: H. Ortmanna *Zależność fotoemisji fosforów ZnS i CdS od ich termicznej obróbki*, J. Schandy *Spektralne pomiary fal jasności*, A. Bohuna *O egzoemisji i luminescencji chlorków alkali i aktywowanych talem*, Pátka i Damaškowej *Wpływ pola elektrycznego na własności optyczne ZnS*.

Z Polski w konferencji tej brała udział dwuosobowa delegacja i A. Wrzesińska przedstawiła wyniki swej pracy dotyczącej wpływu różnych czynników na rozkład głębokości pułapek w ZnS.

Zbiór referatów z tej konferencji „Zur Physik und Chemie der Kristallphosphore II” ukazał się nakładem Niemieckiej Akademii Nauk w Berlinie.

W konferencji na Węgrzech (Balatonvilagos) 7—10 czerwiec 1961 brała udział 3-osobowa delegacja z Polski. Na konferencji tej „reprezentowane” były zarówno fosfory nieorganiczne, jak i organiczne. Prace należące do tej drugiej grupy pochodziły głównie z Uniwersytetu w Szeged (Węgry). W konferencji brało udział 60 osób z 11 państw. Wygłoszono ogółem 27 komunikatów z prac własnych, w tym również pracę Jaszczyń-Wrzesińska *O wygaszaniu luminescencji proszkowych fosforów ZnS przez szybkie neutrony*.

Oprócz czasu poświęconego na referaty, jedno popołudnie poświęcono dyskusji problemu przekazywania energii w luminoforach. Poza tym konferencja urozmaicona była miłymi wycieczkami w okolice Balatonu, zwiedzaniem zakładów naukowych w Budapeszcie po konferencji, co razem z serdecznością węgierskich gospodarzy sprawiło, że delegacja polska wróciła zachwycona konferencją, krajem i ludźmi.

Kończąc to, przedstawione w porządku antychronologicznym, sprawozdanie z trzech konferencji pragnę zaznaczyć, że delegacje polskie zostały zaproszone na konferencję czeską i węgierską na koszt Towarzystw Fizycznych gospodarzy w związku z umowami między Towarzystwami Fizycznymi: polskim, czechosłowackim, węgierskim i niemieckim.

A. Wrzesińska

UIPPA

Zebranie Komitetu Wykonawczego Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej (UIPPA) odbyło się w Bombaju w dniach 10 i 11 stycznia 1963. Omówiono między innymi sprawy bieżące Komitetów Narodowych, budżet UIPPA, przyjęto sprawozdania z konferencji, które odbyły się w r. 1962 pod patronatem Unii, oraz z prac Międzynarodowej Komisji Optyki, ustalono program Zebrania Ogólnego, które jak wiadomo ma odbyć się w Warszawie we wrześniu br.

Komisja Fizyki Wysokich Energii. Zebranie Komisji odbyło się 7 lipca 1962 w Genewie pod przewodnictwem W. I. Wekslera. Omówiono sprawy organizacyjne i program następnych konferencji, w szczególności konferencji na temat akceleratorów, która ma się odbyć w tym roku w Dubnie, oraz ustalono, że w r. 1964 konferencja „rochesterska“ odbędzie się w ZSRR.

Komisja Półprzewodników. Zebranie Komisji odbyło się 17 lipca 1962 w Exeter (Wielka Brytania) pod przewodnictwem W. H. Brattaina. Postanowiono zorganizować w r. 1964 konferencję pod patronatem Unii w Paryżu, natomiast miejsce następnej konferencji w r. 1966 nie zostało jeszcze ustalone. Komisja uznała za stosowne ograniczyć swoją działalność do badań podstawowych w dziedzinie półprzewodników z wykluczeniem zastosowań.

Komisja Najniższych Temperatur. Zebranie Komisji odbyło się 19 września 1962 w Londynie pod przewodnictwem J. G. Daunta. Zaproponowano, aby najbliższa konferencja odbyła się w r. 1964 w Columbus (USA).

Komisja Stanu Stałego. Zebranie Komisji odbyło się 15 października 1962 w Amsterdamie. Postanowiono urządzić w r. 1965 lub 1966 konferencję na temat fizycznych metod niedyfrakcyjnych badania układów atomowych. Ustalono, że istnieje potrzeba zorganizowania również konferencji na na-

stępujące tematy: niekryształiczny stan skondensowany, teoria pól krystalicznych, struktura elektronowa i protonowa dużych cząsteczek, zjawiska transportu w ciałach stałych (ze szczególnym uwzględnieniem czasu relaksacji). Ponadto Komisja wysunęła szereg dezyderatów co do organizacji konferencji naukowych.

Międzynarodowa Komisja Optyki. Zebranie Komisji odbyło się w dniach 22—25 września 1962 pod przewodnictwem E. Ingelstama. Dokonano wyboru nowych władz Komisji: przewodniczącym został A. Marechal (Francja), vice-przewodniczącymi G. Cario (NRF), W. L. Hyde (USA), H. Kubota (Japonia) i P. Mollet (Belgia). Sekretarzem Komisji pozostał nadal W. D. Wright (Wielka Brytania). Komisja przyjęła zaproszenie Japońskiego Komitetu Narodowego UIPPA do urządzenia następnego Colloquium optycznego w r. 1964 w Japonii. W r. 1963 ma odbyć się dla ograniczonej liczby uczestników w Marsylii symposium na temat cienkich warstw. Szczegółowe sprawozdanie z posiedzenia Komisji ukaże się w *Optica Acta*.

Komisja Mas Jądrowych i Stałych Atomowych. Zebranie Komisji odbyło się 10 września w Wiedniu.

Komisja Publikacji. Zebranie Komisji odbyło się w dniach 26 i 27 października 1962 w Paryżu. Poza członkami Komisji w zebraniu wzięli również udział redaktorzy naukowci następujących czasopism: *Nuovo Cimento* (Bernardini), *Physica* (van den Handel), *Zeitschrift für Physik* (Haxel), *Philosophical Magazine* (Mott) i *Physical Review* (Pasternack).

Konferencje w r. 1963

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej objęła patronat nad następującymi konferencjami, które mają odbyć się w r. 1963:

Cambridge (USA), 25 stycznia — 1 lutego, *Oddziaływania fotonów w zakresie energii 10⁹ eV*, organizator prof. B. T. Feld, MIT, Cambridge, USA.

Houston (USA), 26—28 lutego, *Fizyka szybkich neutronów*, org. prof. G. Philips, Rice University, Houston, Texas, USA.

Stanford, 24—27 czerwca, *Struktura nukleonów*, org. prof. R. Hofstadter, Stanford University, Stanford, Calif., USA.

Rio de Janeiro, 1—6 lipca, *Fizyka w wykształceniu ogólnym*, org. prof. S. C. Brown, MIT, Cambridge USA i prof. J. Tiomno, Rio de Janeiro.

Wiedeń, lato, *Masy cząstek jądrowych*, org. prof. H. E. Duckworth, McMaster University, Hamilton, Ontario, Kanada.

Paryż, 8—13 lipca, *Gazy zjonizowane*, org. prof. M. Laporte, Institut de Radium, Paryż.

Kopenhaga, 5—9 sierpnia, *Dynamika sieci krystalicznych*, org. prof. S. Lundqvist, Politechnika w Göteborgu.

Los Angeles, 12—15 sierpnia, *Krytyczny przegląd rezultatów Międzynarodowego Roku Geofizycznego*, org. prof. M. A. Tuve, National Academy of Science, Waszyngton.

Dubna, druga połowa sierpnia, *Akselatory wysokich energii*, org. prof. R. E. Marshak, Uniwersytet w Rochester.

Shenectady, koniec sierpnia lub początek września, *Nadprzewodnictwo*, org. prof. J. Bardeen, University of Illinois, Urbana.

Brookhaven, między 1 i 15 września, *Słabe oddziaływania*, org. Brookhaven National Laboratory.

Toruń, wrzesień, *Fotoluminescencja ciał stałych i cieczy*, org. dr M. Frąckowiak, Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń.

Warszawa, wrzesień, *Oddziaływania między jądrem i elektronami atomowymi*, org. dr Z. Sujkowski, Instytut Badań Jądrowych, Świerk.

Wykorzystanie reaktorów badawczych w Azji

W dniach od 17 do 22 grudnia 1962 odbyło się w Bangkoku (Syjam) zebranie komitetu badającego z ramienia Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej możliwości jak najlepszego wykorzystania reaktorów badawczych we wschodniej i połud-

niowej Azji. Na zebraniu obecny był Dyrektor Generalny Agencji dr Sigvard Eklund, który również uczestniczył w dniu 20 grudnia w uroczystej inauguracji pierwszego reaktora badawczego w Syjamie.

W ciągu kilku ostatnich lat we wschodniej i południowej Azji powstał cały szereg nowych reaktorów badawczych. Ośrodki, w których znajdują się te reaktory stoją przed trudnym nieraz bardzo zadaniem ułożenia właściwego programu badań, który można by realizować w danych warunkach lokalnych, biorąc pod uwagę szczupłość funduszy i nieliczny wykwalifikowany personel.

Na zebraniu w Bangkoku przedyskutowano sprawę szkolenia personelu technicznego, bezpieczeństwo obsługi reaktorów, możliwości rozszerzenia programów badań oraz perspektywy współpracy między tymi ośrodkami reaktorowymi oraz współpracy z bardziej doświadczonymi ośrodkami pozazajatyckimi.

Nagrody Państwowej Rady do spraw Wykorzystania Energii Jądrowej

Komisja Nagród Państwowej Rady do spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej na posiedzeniu w dniu 20 listopada 1962 przyznała nagrody za r. 1962. W dziale nauki nagrody otrzymali m. inn.:

prof. M. Danysz i prof. J. Pniewski (Uniwersytet Warszawski i IBJ) — nagroda zespołowa I stopnia za prace o hyperfragmentach helu,

doc. J. Dąbrowski (IBJ) — nagroda II stopnia za cykl prac poświęconych modelowi optycznemu i rozpraszaniu nukleonów i deutronów na jądrach,

prof. A. Hrynkiewicz (IFJ) — nagroda II stopnia za pomiary momentów magnetycznych krótkożyłowych stanów wzbudzonych jąder oraz za zorganizowanie laboratorium pracującego nad tymi zagadnieniami,

dr F. Leś (Instytut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego) — nagroda III stopnia za badanie kwadrupolowego momentu elektrycznego jąder antymonu,

dr J. Turkiewicz (IBJ) — nagroda III stopnia za badania struktury widm protonowych niektórych reakcji,

mgr J. Borysowicz i mgr A. Sobieczewski (IBJ) — nagroda zespołowa III stopnia za prace dotyczące modelu optycznego i rozpraszania nukleonów i deuteronów,

mgr E. Maliszewski i mgr J. Sosnowski (IBJ) — nagroda zespołowa III stopnia za zapoczątkowanie badań i uzyskanie wyników dotyczących widma fononów w ciele stałym.

W dziale postępu technicznego nagrodę zespołową III stopnia otrzymali m. inn.:

dr K. Blinowski, inż. T. Berens, inż. A. Opatowski, inż. R. Kula i techn. R. Post (IBJ) za opracowanie projektu i wykonanie krystalicznego spektrometru neutronów do badań strukturalnych i fononowych.

Nominacje profesorów

Na posiedzeniu w dniu 13 grudnia 1962 Rada Państwa powołała na stanowisko profesora zwyczajnego — prof. Stefana Piotrowskiego (Uniwersytet Warszawski), na stanowiska profesorów nadzwyczajnych — doc. Janusza Dąbrowskiego (IBJ) i doc. Karolinę Leibler (Instytut Fizyki PAN).

Mianowanie

Z dniem 1 grudnia 1962 r. prof. dr B. Średniawa został mianowany kierownikiem Katedry Teoretycznej Fizyki Jądrowej na Uniwersytecie Jagiellońskim, utworzonej w roku 1960.

Medal Hughesa

Brytyjskie Towarzystwo Królewskie przyznało medal Hughesa B. Bleaneyowi, profesorowi fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Oksfordzkiego za jego wybitne osiągnięcia w dziedzinie badań zjawisk elektrycznych i magnetycznych i ich związku z właściwościami atomowymi i cząsteczkowymi.

Nagroda Guggenheimów

Międzynarodowa Nagroda Astronautyczna Daniela i Florence Guggenheimów za rok 1962 została przyznana Jamesowi A. Van Allenowi, kierownikowi Instytutu Fizyki i Astronomii Uniwersytetu Stanowego Iowa.

Nagroda wynosząca 1000 dolarów przyznawana jest corocznie za wybitne osiągnięcia w dziedzinie astronautyki. Van Allen otrzymał ją w uznaniu za odkrycie pasów promieniowania wokół Ziemi oraz za wybitny wkład w prace Międzynarodowego Roku Geofizycznego.

Medal dla Kastlera

Alfred Kastler, profesor fizyki École Normale Supérieure, otrzymał medal C.E.K. Meesa, przyznawany przez Amerykańskie Towarzystwo Optyczne naukowcom, bez względu na narodowość, za wybitne osiągnięcia w dziedzinie optyki. Kastler jest cenionym specjalistą w dziedzinie spektroskopii, w szczególności znane są jego prace na temat widma nocnego nieba i linii sodowej o zmroku, na temat wzbudzenia atomowego w zderzeniach elektronowych oraz ostatnie prace nad zjawiskiem pompowania optycznego.

Królewski Medal

Królowa Elżbieta II zatwierdziła propozycję Rady Towarzystwa Królewskiego nadania Medalu Królewskiego za rok 1962 S. Chandrasekharowi, profesorowi Uniwersytetu Chicago, w uznaniu jego badań w dziedzinie fizyki matematycznej, a w szczególności badania stabilności ruchów konwekcyjnych w cieczach w polu magnetycznym i w nieobecności tego pola.

Szkła samozaciemniające się

Szkło, które byłoby silnie pochłaniające, gdy jest oświetlone promieniami słonecznymi, a całkowicie przezroczyste gdy jest w cieniu, znalazłoby niewątpliwie bardzo wiele zastosowań. Niedawno dwóm naukowcom z Mellon Institute w Pittsburgu udało się wytworzyć takie szkło samozaciemniające się, którego zasada działania oparta jest na pompowaniu optycznym. Jest to szkło z domieszką ceru lub europu (w ilości około 1 atomu na milion). Te pierwiastki absorbują światło słoneczne pewnych długości fal i przekazują fotoelektrony do pobliskich pułapek. Pułapki tworzą centra barwne absorbujące światło słoneczne i na-

dające szkło zabarwienie ametystowe. Centra barwne są jednak nietrwale i gdy usunąć oświetlenie, szkło powraca do swojej normalnej przezroczystości. Nawet po bardzo długich ekspozycjach zabarwienie szkła znika w cieniu w ciągu kilku sekund.

Abstracts of Photographic Science and Engineering Literature

Columbia University i amerykańskie Towarzystwo Fotograficzne rozpoczęły wydawanie miesięcznego biuletynu analitycznego *Abstracts of Photographic Science and Engineering Literature*, zbierającego dane z literatury światowej w dziedzinie fotografii i jej zastosowań w nauce i technice.

Abstracts dzielą się według następującej klasyfikacji:

1. Fizyka i chemia
2. Fotografia, teoria procesów fotograficznych
3. Fotografia stosowana
4. Przyrządy fotograficzne.

Redaktorem Naczelnym nowego czasopisma jest H. M. Lester.

Surface Science

W r. 1963 zacznie się ukazywać kwartalnik poświęcony fizyce i chemii powierzchni—*Surface Science*, wydawany przez North-Holland Publishing Co. w Amsterdamie.

Redaktorem Naczelnym nowego czasopisma jest H. C. Gatos (Cambridge, Mass. USA), a do Rady Redakcyjnej weszli: J. I. Carasso (Londyn), M. Balkanski (Paryż), H. J. Engell (Düsseldorf), H. U. Harten (Hamburg), A. Many (Jerozolim), Akio Kobayashi (Tokio), J. H. de Boer (Geleen), M. J. Sparnaaij (Eindhoven), W. H. Brattain (Murray Hill N.J.), N. Cabrera (Charlottesville, Va.), H. E. Farnworth (Providence R.I.), R. Gomer (Chicago), W. W. Harvey (Lexington, Mass.) i W. G. Litowczenko (Kijów).

M. Kwiek

Dnia 19 grudnia 1962 zginął w katastrofie lotniczej na lotnisku Okęcie w Warszawie Marek Kwiek, profesor Uniwersytetu Po-

znańskiego, kierownik Katedry Akustyki i Teorii Drgań.

Marek Kwiek studiował fizykę i muzykologię na uniwersytetach poznańskim i berlińskim. W r. 1946 habilitował się w Poznaniu na wydziałach matematyczno-przyrodniczym i humanistycznym. Był wybitnym specjalistą w dziedzinie akustyki.

A. Piccard

24 marca 1962 zmarł w Lozannie Auguste Piccard, znany fizyk szwajcarski, zdobywca stratosfery i głębi oceanu.

Piccard urodził się w r. 1884 w Bazylej, studiował w ETH w Zurychu, gdzie też rozpoczął swoją karierę akademicką. W latach 1922—1954, to jest aż do przejścia na emeryturę, był profesorem Uniwersytetu w Brukseli. Badania areonautyki doprowadziły Piccarda do zaprojektowania i skonstruowania aluminiowej gondoli, w której wspólnie z asystentem dokonał w r. 1931 lotu balonowego do rekordowej wysokości 15 780 m. Piccard powtarzał wielokrotnie loty balonowe, w czasie których zbierał informacje dotyczące promieniowania kosmicznego i różnych zjawisk atmosferycznych.

Po drugiej wojnie światowej prof. Piccard i jego syn Jacques zajęli się konstrukcją batyskafu, to jest statku przeznaczonego do badań głębi oceanu. W r. 1953 opuścili się w swoim batyskafie na głębokość 3148 m. Obecny rekord głębokości, ustanowiony w r. 1960 w udoskonalonym batyskafie przez Jacques Piccarda wynosi 11 521 m.

N. A. Jawlinski

28 lipca 1962 zmarł Natan Aronowicz Jawlinski, znany radziecki specjalista w dziedzinie fizyki jądrowej.

Urodzony w Kaniewie na Ukrainie, Jawlinski studiował w Charkowskim Instytucie Elektrotechnicznym. Od r. 1948 prowadził prace badawcze w Instytucie Energii Atomowej w Moskwie. Jawlinski był członkiem dwunastoosobowej grupy, która w r. 1958 otrzymała Nagrodę Lenina za badania w dziedzinie reakcji termojądrowych. Jawlinski był również, w r. 1949, laureatem Nagrody Stalinowskiej.

**Nowy zarząd Oddziału Gdańskiego Polskiego
Towarzystwa Fizycznego**

Na walnym zebraniu Oddziału Gdańskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w dniu 20 listopada 1962 r. wybrano nowy zarząd oddziału, który w dniu 4 grudnia 1962 r. ukonstytuował się następująco:

Przewodniczący — dr O. Gzowski
Wiceprzewodniczący — prof. dr I. Adamczewski

Wiceprzewodniczący — mgr E. Juszkie-
wicz

Sekretarz — mgr J. Piątkowska

Skarbnik — mgr R. Marlewska

Członkowie Zarządu — mgr I. Korpalska,
mgr S. Stipal, mgr T. Moskalowa,
mgr H. Zabul, mgr inż. A. Januszajtis.

Nowi członkowie PTF

Oddział Gdański PTF

Mgr Irena Czekalska, Gdynia, Czerwonych
Kosynierów 97/2

Mgr Anna Jachym, Gdynia Brzeźno, Wa-
lecznych 11/13

Mgr Bronisław Jachym, Gdynia Brzeźno,
Walecznych 11/13

Mgr Jan Kalinowski, Gdańsk-Wrzeszcz,
Wyspiańskiego 9

Mgr Zbigniew Rozkwitalski, Sopot, Dą-
browskiego 8/1

Oddział Lubelski PTF

Mgr Anna Mazur, Lublin, ul. Langiewicza
17B p. 118

Mgr Czesław Sawicki, Lublin, ul. Grażyny
17/19

Mgr Zbigniew Skorzyński, Lublin, Al. Ra-
clawickie 9a

Mgr Tadeusz Wilanowski, Lublin, ul. Lan-
giewicza 17A/28

Oddział Poznański

1. Marian Danielewicz, Poznań, ul. Fredry
10

2. mgr Janina Łuszczki, Poznań, Za Gro-
blą 6

3. mgr Jerzy Mencil, Świebodzin, ul.
3 Maja 2

4. mgr Stanisław Tyszkiewicz, Poznań,
ul. Junacka 14

5. mgr Bolesław Szczaniecki, Poznań, ul.
Ściegiennego 118

6. mgr Andrzej Graja, Poznań, ul. Grun-
waldzka 1a

7. mgr Jerzy Galica, Poznań, ul. Kościu-
szki 2 m. 8

8. mgr Teresa Ranisz, Poznań, ul. Ma-
tejki 46 m. 7

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Prof. dr WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI

Skarbnik
Dr HALINA CHECIŃSKA

Członek Zarządu
Doc. dr TADEUSZ SKALIŃSKI

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr BRONISŁAW ŚREDNIAWA
Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE
Łódź — Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI
Poznań — Prof. dr FELIKS KARAŃKIEWICZ
Szczecin — Doc. dr JÓZEF KONARSKI
Toruń — Dr DANUTA FRĄCKOWIAK
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr BOGDAN SUJAK

TREŚĆ

W. Rubinowicz — Niels Bohr (1885—1962)	273
J. Hurwic — Józef Roliński (1889—1962). W rocznicę zgonu	281
M. Kryszewski, M. Skorko — Krystalizacja związków wielkocząsteczkowych. Część II.	289
B. Wysłocki, W. Ziętek — Struktura domenowa ferromagnetyków w świetle badań doświadczalnych	307
S. Kolankowski — Komora dyfuzyjna	349

RECENZJE

The encyclopaedic dictionary of physics (J. Weyssenhoff)	381
W. A. Wooster — Doświadczalna fizyka kryształów (M. D. Kunisz)	382
Lothar v. Erichsen — Friedliche Nutzung der Kernenergie, ihre Vorteile und ihre Gefahren (I. Stroński)	382

ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI

A. Wrzesińska — Sprawozdanie z konferencji „luminescencyjnych” Czechosłowacja, NRD, Węgry	385
KRONIKA	389

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Cena w prenumeracie zł 90.— rocznie, zł 45.— półrocznie

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“, Kraków, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.
2. Urzędy pocztowe i listonosze.
3. Księgarnie „Domu Książki“.

Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę 40% drożej. Zamówienie dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO nr 1-6-100.024.

Bieżące numery można nabyć lub zamówić w księgarniach „Domu Książki“ oraz w Ośrodku Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych Polskiej Akademii Nauk — Wzorcownia Wydawnictw Naukowych PAN — Ossolineum — PWN, Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (wysoki parter).

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.