

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM XV

ZESZYT 3

1964

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 XV, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1964

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1760 + 130 egz.	Rękopis dostarczono 4. III. 1964
Ark. wyd. 9,5, ark. druk. 7 ⁷ / ₁₆ +1 wkł.	Podpisano do druku 13. VII. 1964
Papier druk. sat. 80 g, kl. III, 70×100	Druk ukończono w lipcu 1964
Zamówienie 223/64	Cena zł 15.— G-45

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego, KRAKÓW, CZAPSKICH 4

Karol Majewski

Komitet Fizyki PAN
Instytut Badań Jądrowych
Warszawa

Fizyka teoretyczna w 20-leciu Polski Ludowej *

Gdy sięgamy do kart historii w celu podsumowania dorobku naszej fizyki teoretycznej w ciągu 20 lat istnienia PRL, warto zastanowić się najpierw nad kwestią wzrastającego znaczenia fizyki w świecie współczesnym. Obecnie często przytacza się (również i na Zachodzie) wypowiedź N. Chruszczowa o roli fizyki, jako typową dla kierownictwa politycznego najbardziej rozwiniętych krajów: „Nauki fizyczne zajmują pierwsze miejsce wśród nauk przyrodniczych i od ich pomyślnego rozwoju zależy postęp nauki i ekonomiki kraju. Dalsze perspektywy postępu określone są przede wszystkim przez osiągnięcia badań podstawowych w fizyce“.

Tak więc fizyka, oprócz swej roli najważniejszego czynnika kształtującego światopogląd i determinującego rozwój kultury, spełnia również rolę siły twórczej, jest główną siłą motoryczną rozwoju ekonomicznego. Dążeniem każdego narodu staje się posiadanie dobrze rozwiniętej fizyki i odpowiedniej kadry fizyków. Perspektywy rozwoju techniki i przemysłu, konieczność zastosowania u siebie aktualnych wyników rozwijającej się w szybkim tempie fizyki światowej, wymaga posiadania w kraju kadry pracującej naukowo w najważniejszych kierunkach fizyki. Bez prowadzenia badań podstawowych w fizyce trudno dziś planować rozwój techniki na właściwym poziomie. W działach, w których badania doświadczalne są bardzo kosztowne, należy przynajmniej rozwijać prace teoretyczne, jako najtańsze, a równie ważne.

O tempie obecnego rozwoju nauk świadczy fakt podwajania się co 10 lat takich wskaźników, jak liczba pracowników nauki, liczba publikacji itd. Dla innych dziedzin działalności intelektualnej tempo wzrostu jest czterokrotnie wolniejsze. Jak się przekonamy w dalszym ciągu, rozwój ilościowy fizyki w Polsce jest nawet szybszy od średniej światowej.

Rosnące zastosowanie metod fizyki w innych dziedzinach nauki, wykorzystywanie pojęć fizyki teoretycznej w technice, biologii, chemii, geologii, me-

* Niniejszy artykuł drukujemy z okazji dwudziestolecia Polski Ludowej. Artykuły poświęcone rozwojowi fizyki doświadczalnej opublikujemy w następnym numerze (przyp. Red.).

teorologii itd. wymaga zdobycia wiedzy fizycznej przez studentów tych dyscyplin naukowych. Również nauki humanistyczne wymagają znajomości podstawowych praw i faktów fizycznych, ponieważ — jak mówiliśmy — fizyka nadaje kierunek rozwojowi naszej kultury i jest dyscypliną naukową o dużych walorach dydaktycznych. Właściwe uwzględnienie roli fizyki na wszystkich poziomach nauczania znajduje swój wyraz w trwających na całym świecie poszukiwaniach nowych metod nauczania i reformie całego systemu szkolnictwa, poczynając od szkoły podstawowej poprzez szkołę średnią aż do szkoły wyższej włącznie. W opracowaniu znajdują się nowe programy oraz plany kształcenia, które mają uwzględnić ilościowe i jakościowe potrzeby w perspektywie najbliższych 20—30 lat. Zmiany te powinny zapewnić fizyce należne jej miejsce w systemie nauczania; w związku z tym na fizyków spada zadanie opracowania nowoczesnych programów i metod ich realizacji.

1. Tradycje fizyki teoretycznej w Polsce

Nim przejdziemy do omówienia rozwoju fizyki teoretycznej w okresie ostatniego 20-lecia, warto przypomnieć pokrótce pewne fakty z historii naszej fizyki, prześledzić, jakie tradycje badawcze istniały w naszej fizyce teoretycznej i jak one rzutowały na stan obecny.

Tak się złożyło, że chociaż mieliśmy wybitnych fizyków teoretycznych, to jednak nie stworzyli oni szkoły fizycznej. Najwybitniejszy z nich, Marian Smoluchowski (1872—1917), który zdobył sławę światową i którego nazwisko — jak wyraził się A. Sommerfeld — związane będzie po wieczne czasy z nowoczesnym odrodzeniem się atomistyki, nie miał współpracowników. Nikt więc nie kontynuował jego prac w kraju. Inny teoretyk, Władysław Natanson (1864—1937), działający przez 45 lat w Krakowie, również nie miał uczniów, ponieważ kochał samotność i zachęcał młodzież, żeby była sama dla siebie mistrzynią i przewodniczką. Z jego słuchaczy wielu wyrosło na wybitnych fizyków (jak L. Infeld, J. Weyssenhoff lub przebywający na Zachodzie S. Rozentel). Analogiczną sytuację spotykamy w przypadku Czesława Białobrzeskiego (1878—1953), chociaż jego prace z astrofizyki teoretycznej wyprzedziły prace fizyków zachodnich i mogły być punktem wyjścia dla powstania — po jego powrocie do kraju — ośrodka astrofizyki teoretycznej, tym niemniej tak się nie stało. Jedynym wyjątkiem od ogólnej reguły był niewielki ośrodek fizyki teoretycznej skupiony wokół osoby Wojciecha Rubinowicza, którego prace z teorii kwantowej i teorii promieniowania stanowią trwały wkład do nauki. Jego najzdolniejszym uczniem był tragicznie zmarły Jan Błaton (1907—1948).

Przyczyny takiego stanu rzeczy były różne: przyczyny społeczne, wynikające z ówczesnego braku zainteresowania ze strony państwa czy społeczeństwa sprawami organizacji nauki oraz przyczyny osobiste, uwarunkowane cechami charakteru naukowców, zamiłowaniem do pracy samotnej. Ciekawe,

teologii itd. wymaga zdobycia wiedzy fizycznej przez studentów tych dyscyplin naukowych. Również nauki humanistyczne wymagają znajomości podstawowych praw i faktów fizycznych, ponieważ — jak mówiliśmy — fizyka nadaje kierunek rozwojowi naszej kultury i jest dyscypliną naukową o dużych walorach dydaktycznych. Właściwe uwzględnienie roli fizyki na wszystkich poziomach nauczania znajduje swój wyraz w trwających na całym świecie poszukiwaniach nowych metod nauczania i reformie całego systemu szkolnictwa, poczynając od szkoły podstawowej poprzez szkołę średnią aż do szkoły wyższej włącznie. W opracowaniu znajdują się nowe programy oraz plany kształcenia, które mają uwzględnić ilościowe i jakościowe potrzeby w perspektywie najbliższych 20—30 lat. Zmiany te powinny zapewnić fizyce należne jej miejsce w systemie nauczania; w związku z tym na fizyków spada zadanie opracowania nowoczesnych programów i metod ich realizacji.

1. Tradycje fizyki teoretycznej w Polsce

Nim przejdziemy do omówienia rozwoju fizyki teoretycznej w okresie ostatniego 20-lecia, warto przypomnieć pokrótce pewne fakty z historii naszej fizyki, prześledzić, jakie tradycje badawcze istniały w naszej fizyce teoretycznej i jak one rzutowały na stan obecny.

Tak się złożyło, że chociaż mieliśmy wybitnych fizyków teoretycznych, to jednak nie stworzyli oni szkoły fizycznej. Najwybitniejszy z nich, Marian Smoluchowski (1872—1917), który zdobył sławę światową i którego nazwisko — jak wyraził się A. Sommerfeld — związane będzie po wieczne czasy z nowoczesnym odrodzeniem się atomistyki, nie miał współpracowników. Nikt więc nie kontynuował jego prac w kraju. Inny teoretyk, Władysław Natanson (1864—1937), działający przez 45 lat w Krakowie, również nie miał uczniów, ponieważ kochał samotność i zachęcał młodzież, żeby była sama dla siebie mistrzynią i przewodniczką. Z jego słuchaczy wielu wyrosło na wybitnych fizyków (jak L. Infeld, J. Weysenhoff lub przebywający na Zachodzie S. Rozentel). Analogiczną sytuację spotykamy w przypadku Czesława Białobrzeskiego (1878—1953), chociaż jego prace z astrofizyki teoretycznej wyprzedziły prace fizyków zachodnich i mogły być punktem wyjścia dla powstania — po jego powrocie do kraju — ośrodka astrofizyki teoretycznej, tym niemniej tak się nie stało. Jedynym wyjątkiem od ogólnej reguły był niewielki ośrodek fizyki teoretycznej skupiony wokół osoby Wojciecha Rubinowicza, którego prace z teorii kwantowej i teorii promieniowania stanowią trwałą wkład do nauki. Jego najzdolniejszym uczniem był tragicznie zmarły Jan Błaton (1907—1948).

Przyczyny takiego stanu rzeczy były różne: przyczyny społeczne, wynikające z ówczesnego braku zainteresowania ze strony państwa czy społeczeństwa sprawami organizacji nauki oraz przyczyny osobiste, uwarunkowane cechami charakteru naukowców, zamilowaniem do pracy samotnej. Ciekawe,

że w naszej fizyce doświadczalnej mieliśmy zupełnie inną sytuację — wystarczy tu wymienić szkołę Stefana Pieńkowskiego. Porównanie to ilustruje niezwykle silny wpływ osobowości i stylu pracy wybitnego uczonego na kształtowanie się danej dziedziny wiedzy.

2. Powojenna odbudowa

Powojenny start naszej fizyki teoretycznej jak i doświadczalnej był trudny. Fizyka teoretyczna ma jednak tę przewagę nad fizyką doświadczalną, że nie potrzebuje bogato wyposażonych pracowni, lecz po prostu zwykłych lokali oraz bibliotek z książkami i czasopismami, a co najważniejsze — zdolnej kadry naukowej. Podczas wojny ponieśliśmy dotkliwie straty osobowe, a równocześnie zahamowane zostało kształcenie młodych fizyków, pomimo to w okresie tym dojrzało kilku teoretyków, zajmujących obecnie kierownicze stanowiska w fizyce (Jan Rzewuski, Jerzy Rayski, Bronisław Średniawa, Roman Ingarden. Wanda Hanusowa, Marian Günther i Jacek Prentki — ostatni dwaj są obecnie na Zachodzie). Utworzenie po wojnie nowych uczelni, a na nich katedr fizyki teoretycznej, napotkało początkowo na trudności związane z obsadzeniem wszystkich katedr. Tylko w Warszawie, Krakowie, Łodzi i Poznaniu stanowiska te zajmowali profesorowie starszego pokolenia, natomiast we Wrocławiu, Toruniu i Lublinie odpowiednie katedry prowadzili młodzi zastępcy profesorów, którzy uzyskali doktoraty w okresie 1945—1950. W tych latach na podstawie pracy doktorskiej z fizyki teoretycznej uzyskało stopień doktora 9 osób: 5 fizyków w Warszawie (J. Rayski, J. Rzewuski, M. Günther, R. Ingarden, R. Kołodziejski) i po jednym w Łodzi (L. Kołodziejczyk), Poznaniu (E. Karaśkiewicz), Toruniu (W. Hanusowa) i w Krakowie (B. Średniawa).

Młodzi pracownicy fizyki teoretycznej wspólnie ze swymi starszymi kolegami potrafili szybko włączyć się w odbudowę fizyki w naszym kraju. Początkowo trzeba było skoncentrować wysiłki na podjęciu nauczania fizyki teoretycznej, co znalazło swój wyraz między innymi w opracowaniu skryptów i podręczników (patrz wykaz), a dopiero na drugim planie można się było zająć odbudową bibliotek, jako warsztatów pracy naukowej oraz prowadzeniem prac badawczych. Mimo to można stwierdzić szybki wzrost liczby publikacji naukowych. W latach 1949—1950 ukazało się 65 prac napisanych przez 16 działających wówczas twórczo starszych i młodszych teoretyków. Liczba ta znacznie przewyższała liczbę prac z fizyki doświadczalnej, co jest rzeczą zupełnie zrozumiałą, jeśli uwzględnić stan pracowni doświadczalnych.

Do uaktywnienia działalności naukowej młodszych fizyków przyczynił się bardzo poważnie fakt, że wielu z nich otrzymało stypendia na studia w wybitniejszych ośrodkach fizyki teoretycznej za granicą. Potrafili oni szybko włączyć się w powojenny nurt fizyki, uchwycić najbardziej aktualną problematykę rozwijaną w świecie; starsi natomiast kontynuowali swą poprzednią tematykę.

Tak więc tematyka naszej fizyki teoretycznej ukształtowała się pod wpływem kilku czynników. Tradycje okresu międzywojennego znalazły swój wyraz w kontynuowaniu badań z teorii względności i klasycznej teorii pola, z mechaniki kwantowej i teorii promieniowania; nawiązaniem do dorobku Smoluchowskiego stały się prace z fizyki statystycznej. Źródłem inspiracji dla powstania nowych, nieznanych przedtem w Polsce kierunków pracy naukowej, były staże zagraniczne naszych teoretyków oraz postulowane przez I Kongres Nauki Polskiej potrzeby powiązania badań teoretycznych — poprzez fizykę doświadczalną — z gospodarką narodową. Na tej podstawie rozwinęły się badania w zakresie kwantowej teorii pola, w fizyce jądra atomowego i cząstek elementarnych, w fizyce ciała stałego, chemii kwantowej itd.

Dla bardziej konkretnego porównania ze stanem obecnym, warto zapoznać się z główną problematyką różnych ośrodków w 1950 roku:

Warszawa. Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu, kierownik prof. dr Cz. Białobrzeski (personel — 1 adiunkt, 2 st. asystentów). Problematyka: 1) teoria półprzewodników i dielektryków, 2) kwantowa teoria pola, 3) podstawy poznawcze fizyki (temat prof. Białobrzeskiego).

Zakład Mechaniki Teoretycznej Uniwersytetu, kierownik prof. dr W. Rubinowicz (personel — 3 asystentów). Problematyka: 1) promieniowanie multipolowe, 2) sommerfeldowska metoda wielomianów w mechanice kwantowej, 3) zagadnienia dyfrakcyjne, 4) teoria pola, 5) metody matematyczne fizyki teoretycznej.

Kraków. Zakład Fizyki Teoretycznej UJ, kierownik prof. dr J. Weysenhoff. Problematyka: 1) kwantowa teoria pola, 2) relatywistyczna dynamika cząstek ze spinem.

Łódź. Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu, kierownik prof. dr J. Wiśniewski. Problematyka: 1) rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w jonosferze.

Poznań. Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu, kierownik prof. dr Sz. Szczeniowski (personel — 1 adiunkt, 1 st. asystent). Problematyka: 1) zagadnienia akustyki, 2) zastosowanie równań nieliniowych do analizy zjawisk sprężystości.

Toruń. Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu, kierownik z-ca prof. dr J. Rayski oraz Zakład Mechaniki Teoretycznej, kierownik z-ca prof. dr J. Rzewuski. Problematyka: 1) kwantowa teoria pola.

Wrocław. Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu, kierownik z-ca prof. dr R. Ingarden. Problematyka: 1) optyka geometryczna, 2) optyka elektronowa związana z mikroskopią elektronową.

Lublin. Zakład Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu, kierownik z-ca prof. dr W. Urbański. Problematyka: 1) zagadnienia ruchów Browna w odniesieniu do zjawisk mikroskopowych.

Zwróćmy uwagę, jak nieliczną obsadę miały wówczas katedry teoretyczne.

Z biegiem czasu powstało kilka silnych ośrodków fizyki teoretycznej, wśród których centralne miejsce zdobył (po powrocie do kraju prof. L. Infelda) ośrodek warszawski. Dorobek pierwszego dziesięciolecia fizyki doświadczalnej i teoretycznej był omówiony w artykule H. Niewodniczańskiego i Sz. Szczeniowskiego na łamach *Postępów Fizyki* w 1955 r. (tom VI, zeszyt 1). Przytoczymy wyjątek z tego artykułu, odnoszący się do fizyki teoretycznej.

„Fizyka teoretyczna polska może poszczycić się po wojnie szeregiem poważnych osiągnięć. Na czoło wysuwają się tu prace z teorii względności i z teorii kwantowej pól. Wymienić należy prace prof. L. Infelda (Inst. Fiz. Teor. UW), stanowiące kontynuację jego poprzednich prac z dziedziny ogólnej teorii względności, a dotyczące zagadnień równań ruchu, wynikających z równań pola. Ostatnio prof. L. Infeld uzyskał bardzo znaczne uproszczenie opracowanej poprzednio przez Einsteina, Infelda i Hoffmanna metody uzyskiwania tych równań.

Szereg wyników w teorii kwantowej pól uzyskali prof. J. Rayski (Katedra Fiz. Teor. Uniw. Mikołaja Kopernika) i prof. J. Rzewuski (Katedra Fiz. Teor. Uniw. B. Bieruta); wymienić tu należy przede wszystkim ich prace dotyczące nielokalnych teorii pól, a zwłaszcza sformułowanie elektrodynamiki kwantowej przez Rayskiego i stwierdzenie przez Rzewuskiego, że w nielokalnych teoriach pola obowiązują nie tylko całkowite, ale i różniczkowe zasady zachowania. Wymienić tu wreszcie należy wyniki dotyczące mezonowej teorii sił jądrowych, uzyskane pod kierunkiem L. Infelda przez doc. J. Werlego. Jeśli chodzi o inne dziedziny fizyki teoretycznej, to prof. W. Rubinowicz (Inst. Fiz. Teor. UW) uzyskał dalsze poważne wyniki w interesującej go już od dawna teorii ugięcia światła, uogólniając metodę podaną przez siebie w 1917 r.; ostatnio prof. W. Rubinowicz uzyskał ważne, ciekawe wyniki dotyczące rozchodzenia się skoków nateżeń w polu elektromagnetycznym. Wreszcie interesujące wyniki uzyskał również prof. J. Weyssenhoff (Katedra Fiz. Teor. Uniw. Jagiellońskiego) uogólniając relatywistyczne ujęcie mechaniki przez wprowadzenie do funkcji Lagrange'a pochodnych drugiego rzędu“.

Z podanego w cytowanym artykule wykazu opublikowanych w ciągu 10 lat prac z fizyki teoretycznej i doświadczalnej wynika, że liczba prac teoretycznych wyniosła 206, prac doświadczalnych — 165, a więc wciąż jeszcze istniała przewaga prac teoretycznych nad doświadczalnymi.

3. Stan obecny

Po dwudziestu latach nie jesteśmy już w stanie w jednym artykule nawet wymienić, a cóż dopiero omówić wszystkie prace wykonane w ciągu tego okresu, gdyż liczba prac teoretycznych wynosi w sumie ok. 1250! Zbierzmy dane porównawcze w tabelicę I:

Tablica I

Lata	Liczba prac teoret.	Liczba autorów
1945—1950	65	16
1945—1954	165	34
1945—1964	1247	131

Skoro już jesteśmy przy statystyce — warto podać aktualne dane liczbowe, dotyczące naszej fizyki teoretycznej, z rozbiciem na poszczególne ośrodki (tabl II).

Tablica II

Ośrodek	Liczba katedr uniwersyteckich fizyki teoret.	Liczba pracowników naukowych teoretyków ¹				Liczba prac opublikowanych w ciągu 20 lat ²
		Ogólna	samodz.	dokt.	magr.	
Warszawa	5	62	13	30	19	560
Kraków	2	17	4	6	7	73
Wrocław	3	14	4	8	2	254
Poznań	1	18	4	7	7	150
Toruń	1	8	1	5	2	67
Łódź	1	8	1	2	5	135
Lublin	1	4	1	3	—	8
Ogółem	14	131	28	61	42	1247

Dla zorientowania się w specjalizacji ośrodków fizyki teoretycznej w kraju i porównania z tematyką roku 1950, przedstawiamy kierunki badań poszczególnych ośrodków.

Warszawa: 1) teoria względności, 2) teoria jądra, 3) kwantowa teoria pola i cząstek elementarnych, 4) teoria ciała stałego, 5) optyka teoretyczna, 6) chemia kwantowa, 7) teoria reaktorów, 8) teoria plazmy.

Kraków: 1) kwantowa teoria pola i cząstek elementarnych, 2) fizyka jądrowa, 3) teoria względności, 4) chemia kwantowa.

Wrocław: 1) kwantowa teoria pola i cząstek elementarnych, 2) teoria ciała stałego i niskich temperatur, 3) fizyka statystyczna, 4) teoria jądra.

¹ W Warszawie, Krakowie, Wrocławiu i Poznaniu oprócz pracowników katedr uniwersyteckich uwzględniono pracowników Zakładów teoretycznych IBJ, IFJ oraz IF PAN. Warszawa: Zakład Fizyki Teoretycznej IF PAN, Zakład Teorii Jądra Atomowego i Pracownia Teorii Redaktorów IBJ. Kraków: Pracownia Teoretyczna IFJ. Wrocław: Pracownia Teorii Ciała Stałego i Pracownia Fizyki Statystycznej IF PAN. Poznań: Grupa Teoretyczna Katedry Akustyki i Teorii Drgań Uniwersytetu im. A. M., Grupa Teoretyczna Zakładu Ferromagnetyków IF PAN.

² Do zestawienia włączono również prace teoretyczne Zakładu Dielektryków IF PAN oraz Katedry Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu im. A. Mickiewicza.

- Poznań: 1) teoria ciała stałego (teoria magnetyzmu), 2) teoria ferroelektryków i cieczy dipolowych, 3) teoria drgań i akustyka molekularna.
- Toruń: 1) kwantowa teoria pola i cząstek elementarnych, 2) matematyczne zagadnienia mechaniki kwantowej, 3) optyka teoretyczna, 4) chemia kwantowa.
- Łódź: 1) statystyczna teoria atomu, 2) teoria jądra, 3) fizyka plazmy, 4) optyka teoretyczna kryształów.
- Lublin: 1) mechanika teoretyczna, 2) mechanika ośrodków ciągłych, 3) termodynamika.

Ilościowy podział wykonanych w ciągu 20-lecia prac według kierunków jest następujący:

Teoria jądra atomowego	224 prace
Teoria względności	131 „
Kwantowa teoria pola i cząstek elementarnych	324 „
Teoria ciała stałego (łącznie z teorią magnetyzmu)	222 „
Optyka teoretyczna	110 „
Chemia kwantowa	31 „
Fizyka statystyczna	157 „

Aktualny stan badań teoretycznych w katedrach uniwersyteckich przedstawiają dane zaczerpnięte z informatorów Ministerstwa Szkół Wyższych z lat 1961 i 1962 (tabl. III).

Tablica III

L. p.	Kierunki badawcze	Liczba publikacji	
		1961 r.	1962 r.
1	Teoria ciała stałego	28	11
2	Teoria jądra atomowego	14	4
3	Teoria pola i cząstek elementarnych	28	12
4	Teoria względności	6	10
5	Teoria plazmy	2	3
6	Teoria atomów i molekuł	14	8
7	Chemia kwantowa	6	4
8	Optyka teoretyczna	4	10
9	Akustyka teoretyczna	4	10
10	Fizyka techniczna	2	4
11	Historia i dydaktyka fizyki	3	3
	Ogółem	105	79

To ostatnie zestawienie nie daje oczywiście pełnego obrazu obecnej tematyki fizyki teoretycznej, ponieważ nie są tu uwzględnione z braku danych prace opublikowane w tych latach przez instytuty IJB, IFJ, IF PAN. Tym niemniej dane te odzwierciedlają w pewnym stopniu zmiany, jakie zaszły w ciągu ostatniego dziesięciolecia.

4. Wyniki naukowe

Analizując przytoczone wyżej zestawienia, można zadać pytanie, czy prowadzenie badań w tak szerokim zakresie z udziałem stosunkowo nielicznej grupy teoretyków nie grozi nam spłyceciem i marginesowym charakterem prac? Czy nie lepiej byłoby skupić wysiłku w kilku wybranych kierunkach? Dotychczasowe wyniki pozwalają sądzić, że tak nie jest, tym niemniej, ażeby uniknąć takiego niebezpieczeństwa, trzeba wystrzegać się dalszego rozszerzania tematyki badawczej. Co prawda najważniejszy element współczesnych zmatematyzowanych teorii fizycznych, a mianowicie metody matematyczne coraz częściej są wspólne dla wielu dziedzin, co umożliwia szybkie przejście od jednej tematyki do innej (na przykład metody kwantowej teorii pola są stosowane obecnie w teorii ciała stałego, fizyce statystycznej itd.). Jednakże w praktyce „przesiadanie się na innego konia“, jak mawiał S. I. Wawilow, jest rzeczą pracochłonną i nie może być regułą. Należy raczej pójść drogą podnoszenia poziomu prac w już opanowanych kierunkach, drogą wzmacniania zespołów pracujących w określonej tematyce.

Uzyskane przez polską fizykę teoretyczną wyniki w kierunkach prowadzonych w kraju, stanowią poważny wkład do nauki światowej. W dziedzinie teorii względności badania prowadzone były głównie w ośrodkach warszawskim i krakowskim (L. Infeld, J. Weyssenhoff, J. Plebański, J. Rayski, S. Bażański, A. Trautman, W. Tulczyjew. R. Michalska-Trautmanowa, J. Ryteń). W dziedzinie równań ruchu uzyskano znaczne uproszczenie metody otrzymywania przybliżonych równań ruchu z równań pola. Rozwinięto metodę opisu źródeł jako osobliwości pola. Otrzymano równania ruchu ciał z uwzględnieniem ich struktury wewnętrznej i obrotu. W dziedzinie promieniowania uzyskano pewną klasę ścisłych rozwiązań równań ruchu pola o charakterze falowym (wspólnie z uczonymi brytyjskimi). Badano strukturę asymptotyczną pól promieniowania. W dziedzinie praw zachowania zbadano w szczególności związek praw zachowania z symetriami czasoprzestrzeni oraz zastosowanie baz lokalnych i powierzchni minimalnych. Poza tym badano klasyczne modele cząstek ze spinem. Prowadzone były badania nad wielowymiarowymi jednolitymi teoriami pola, nad analizą spinorów w przestrzeniach Riemanna.

W trzech naszych głównych ośrodkach zajmowano się połową teorią cząstek elementarnych (J. Rayski, J. Rzewuski, W. Królikowski, I. Białyński, J. Łopuszański). Prace w dziedzinie elektrodynamiki kwantowej dały kilka interesujących wyników, głównie o charakterze formalnym. Z zagadnień ogólnej kwantowej teorii pola zajmowano się teoriami bilokalnymi i nielokalnymi, jak również aksjomatycznym i funkcyjnym sformułowaniem teorii. Przebadano pewne rozwiązywalne modele kwantowej teorii pola.

Dobrze rozwinęły się również prace poświęcone fenomenologicznej teorii cząstek elementarnych, powiązane częściowo z problematyką naszej fizyki doświadczalnej. Podano kilka schematów klasyfikacji cząstek, opierając się na oryginalnych koncepcjach fizycznych (teoria bilokalna, przestrzenie wielo-

wymiarowe, zasada Pauliego dla wewnętrznych stopni swobody). Analizowano wpływ zasad zachowania na strukturę macierzy S , związek spinu ze statystyką oraz możliwości uogólnienia statystyk (prace J. Werlego, W. Królikowskiego, I. Białynickiego, J. Rayskiego).

Zajmowano się dynamicznymi modelami silnych oddziaływań cząstek elementarnych (W. Królikowski, J. Werle, A. Deloff, A. Jurewicz, G. Białkowski, J. Wrzecionko, R. Rączka, A. Krzywicki). Wykonano kilka obliczeń oddziaływań między cząstkami metodą Tamma-Dancoffa, metodą sztywnego źródła i metodą związków dyspersyjnych. Dwie ostatnie metody zastosowano do badania struktury cząstek elementarnych. Sformułowano ogólną metodę opisu relatywistycznych procesów wielocząstkowych, która posłużyła do wyjaśnienia zjawisk związanych z tzw. modelem dwucentrowym w zderzeniach o wielkiej energii. Warto podkreślić, że empiryczny model dwucentrowy wysunęli polscy fizycy doświadczalni z grupy prof. M. Mięsowicza w Krakowie w celu wytłumaczenia stwierdzonych faktów doświadczalnych. Zderzenia przy wysokiej energii badano również przy pomocy modelu statystycznego.

Wykonano cały szereg obliczeń procesów słabych i elektromagnetycznych oraz prac poświęconych hiperfragmentom (J. Werle, J. Szymański, B. Kuchowicz, W. Majewski, L. Łukaszczyk, J. Wrzecionko, A. Deloff).

Nasza teoretyczna fizyka jądra atomowego (J. Dąbrowski, Z. Szymański, W. Czyż, Z. Gałasiewicz) jest dość ściśle związana z prowadzonymi w kraju pracami doświadczalnymi. W tej dziedzinie w oparciu o różne modele jądrowe (powłokowy, kolektywny, optyczny, nadprzewodnikowy) obliczono poziomy energetyczne jąder oraz przekroje czynne, korelacje kątowe i polaryzacje w rozmaitych reakcjach jądrowych (wychwyty, zdzieranie, wybijanie). W badaniach jąder istnieje bogaty i dobrze sprawdzony materiał doświadczalny, co znacznie ułatwia konfrontacje różnych obliczeń modelowych z doświadczeniem.

Do fizyki jądrowej należy również nowo powstały dział teorii transportu neutronów, leżący u podstaw teorii reaktorów. Problemami tymi zajmuje się grupa teoretyków w IJB. Do najważniejszych jej osiągnięć należy podjęcie i szerokie uogólnienie metody funkcji własnych w płaskiej teorii transportu neutronów (R. Żelazny, J. Mika, A. Kuszell). Metoda ta, zaproponowana przez K. M. Case'a oraz E. P. Wignera, została użyta do szeregu nierozwiązanych dotychczasowymi metodami problemów, a następnie rozszerzona na zagadnienia anizotropowego rozpraszania oraz zależność energetyczną (spowalnianie i termalizacja neutronów itd.). Oprócz tego przeprowadzono szereg obliczeń fizycznych reaktorów projektowanych w kraju. Dorobek naukowy pracowni liczy ponad 30 prac naukowych oraz szereg opracowań wewnętrznych. Istnieje bardzo szeroka współpraca z ośrodkami zagranicznymi, znajdująca swój wyraz we wspólnych konferencjach roboczych, opracowaniach itd.

Z fizyką jądrową łączą się prowadzone od niedawna prace nad rozchodzeniem się fal elektromagnetycznych w plazmie (R. Gajewski, R. Żelazny),

reakcji termojądrowych (M. Gryziński). Jak wiadomo w celu zrealizowania kontrolowanej energii termojądrowej trwa żmudna praca doświadczalna i teoretyczna nad podstawowymi własnościami plazmy. Z tego punktu widzenia, chociaż nie możemy mierzyć się z produującymi w tej dziedzinie krajami jak ZSRR, USA lub Anglia, to jednak możemy prowadzić na dobrym poziomie prace teoretyczne.

Duży dział badań, który powstał w kraju dopiero przed dziesięciu laty, to teoria ciała stałego. W tej dziedzinie pracują przede wszystkim następujące ośrodki: warszawski, poznański i wrocławski. Warszawska grupa teoretyków ciała stałego (M. Suffczyński, M. Miąsek, J. Mycielski) pracuje nad badaniem struktury pasmowej metali przejściowych oraz związków tetragonalnych, zajmowała się przewodnictwem domieszkowym w półprzewodnikach (w germanie i krzemie), opracowano kwantową teorię efektu Faradaya dla przejść międzypasmowych w germanie itd. Otrzymane wyniki pozostają w zgodności z danymi doświadczalnymi i są cytowane w literaturze światowej. Ostatnio uzyskano reprezentację grup przestrzennych opartych na sieciach tetragonalnych.

W ośrodku poznańskim (Sz. Szczeniowski, J. Morkowski, H. Cofta, L. Kowalewski, J. Szaniecki) rozpoczęto przed 10 laty badania nad teorią magnetyzmu (ferromagnetyzm, antyferromagnetyzm, ferrimagnetyzm). Główny kierunek prac dotyczy teorii fal spinowych; ostatnio rozwinięto zastosowanie funkcji Greena do tych zagadnień. Przebadano za pomocą teorii fal spinowych możliwe typy struktur magnetycznych w siatkach sześciennych i heksagonalnych. Opracowano teorię relaksacji spinowo-spinowej, teorię anizotropii magnetycznej oraz rozpoczęto opracowanie teorii struktur spiralnych ferrimagnetyków.

Nad zagadnieniami teorii ferromagnetyzmu pracują również w ośrodku wrocławskim. Opracowano nową metodę obliczania i badania struktury domonowej (W. Ziętek). Prowadzone są również prace z fizyki statystycznej i fizyki niskich temperatur (R. Ingarden i J. Łopuszański). Zajmowano się m. in. kwantową statystyką antyferromagnetyków, teorią zjawisk magnetycznych w niskich temperaturach, dynamiczną i statystyczną teorią wielu ciał (Z. Galasiewicz). Na podstawie teorii informacji zbudowano uogólnioną termodynamikę statystyczną (R. Ingarden). R. Ingarden stosuje również elektrodynamikę kwantową do nowych zagadnień związanych z maserami i laserami.

Nowym działem jest również chemia kwantowa. Jedną z pobudek rozpoczęcia prac w tej dziedzinie były potrzeby opracowania dla krakowskiej grupy fizyków doświadczalnych teorii rozpraszania powolnych neutronów na drobinach, w których poszczególne atomy wykonują obrót swobodny lub zahamowany (W. Kołos). Obecnie istnieją trzy grupy chemii kwantowej: warszawska, toruńska i krakowska (W. Kołos, W. Woźnicki, L. Wolniewicz, K. Gumiński, A. Gołębiewski, K. Zalewski). Prace są tu prowadzone często w ramach współpracy międzynarodowej. Teoretycy nasi są zapraszani do udziału w różnych publikacjach przeglądowych i monograficznych. Można wskazać

na ostatni artykuł W. Kołosa i L. Wolniewicza w *Review of Modern Physics*, Nr 3, 1963 r. Charakteryzując krótko tematykę, wymienimy opracowanie teorii zaburzeń za pomocą wielomianów Czebyszewa, metodę obliczenia momentów dipolowych, potencjałów jonizacyjnych, rozkładów ładunku elektronowego dla dowolnych układów skonjugowanych (o wiązaniach sprzężonych). Obliczono energię oddziaływania wymiennego dwóch grup fermionów, poprawki relatywistyczne w drobinach dwuatomowych itd.

Kontynuowano, mające u nas długą tradycję, badania w zakresie optyki teoretycznej, rozwijając dalej teorię dyfrakcji Kirchhoffa (W. Rubinowicz, B. Karzewski).

Na uwagę zasługuje fakt prowadzenia prac teoretycznych nie tylko w ośrodkach uniwersyteckich, lecz i w katedrach fizyki politechnik, wyższych szkół pedagogicznych i rolniczych. Świadczy to bardzo dobrze o ambicjach i pasji naukowej tych pracowników katedr, zasługujących na pomoc i wszelkie poparcie. Nie mając możliwości finansowych i kadrowych na rozbudowę pracowni doświadczalnych o tematyce związanej z uczelnią, potrafili zdobyć się na teoretyczne prace naukowe.

5. Kształcenie kadr

Dla ilościowej charakterystyki wzrostu kadry fizyków w Polsce (nie wyróżniając chwilowo teoretyków) pouczające jest zestawienie wzrostu rekrutacji na studia fizyczne na przestrzeni ostatnich 10 lat (tabl. IV).

Tablica IV

Rekrutacja w 1952/53			Rekrutacja 1963/64			
Ośrodek	Limit	Liczba przyjętych	Limit	Liczba przyjętych	Studia zaoczne	
					Limit	Liczba przyjętych
Warszawa	50—75	54	150	150	—	—
Kraków	55	57	160	90	—	—
Wrocław	20—43	28	100	103	—	—
Poznań	25	28	90	90	110	80
Toruń	30	30	80	73	—	—
Łódź	25	22	60	67	40	45
Lublin	30	26	50	39	10	6
Ogółem	235—283	195	690	612	160	131

Jak widać z powyższej tablicy, nastąpił w tym czasie trzykrotny wzrost rekrutacji na fizykę. Przypominamy, że w roku 1952/53 istniały studia I i II stopnia; studia II stopnia (magisterskie) dla teoretyków prowadziła tylko War-

szawa (14 osób). Dla porównania przytoczymy dane dla fizyki doświadczalnej: dwa ośrodki, które prowadziły studia magisterskie — Warszawa i Kraków — miały odpowiednio 9 i 13 osób, a więc roczny przyrost liczby magistrów fizyki wynosił przeciętnie 30 osób.

I Kongres Nauki Polskiej, który odbył się w czerwcu 1951 r., postulował wykształcenie do 1955 r. 600 fizyków I stopnia, 200 magistrów oraz 50 doktorów. Jak zostały zrealizowane te postulaty? Studia I stopnia zostały wkrótce zlikwidowane i wprowadzono jednolity kurs magisterski. Jeśli weźmiemy liczby absolwentów studiów uniwersyteckich oraz wyższych szkół pedagogicznych, to będziemy mieć następujący obraz w ciągu 20 lat.

Tablica V

Studia uniwersyteckie				
	Studia dienne	Studia zaoczne	Studia eksternistyczne	Ogółem
Liczba magistrów po studiach jednolitych	1538	26	2	1566
Liczba absolwentów studiów I stopnia	276	48	12	336
Liczba magistrów po studiach II stopnia	84		50	134
Razem	1898	74	64	2036
Wyższe szkoły pedagogiczne				
Liczba magistrów	561	191	4	756
Liczba absolwentów studiów I stopnia	278	81	—	359
Razem	839	272	4	1115

A więc magistrów fizyki z dyplomami uniwersyteckimi wykształciliśmy w latach 1945—1962 1700 osób, a z dyplomami wyższych szkół pedagogicznych 756, razem 2456. Liczba doktorów fizyki w kraju sięga obecnie ponad 230. Według danych Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego w latach 1953—1958 uzyskało doktoraty 36 osób, w latach 1959—1961 liczba doktorów wzrosła o dalsze 95 osób (w tym 26 teoretyków), w 1962 r. uzyskało doktorat 38 osób (w tym 13 teoretyków), w 1963 r. — szacunkowo liczba doktoratów wyniosła 40. W ciągu tych 20 lat w samym tylko ośrodku warszawskim doktoraty z fizyki teoretycznej uzyskało 50 osób.

Przytoczone cyfry są pocieszające, ale jeszcze nie wystarczające jak na potrzeby naszego kraju. Perspektywy rozwojowe kraju, zwiększone w przyszłości zapotrzebowanie na fizyków ze strony przemysłu, przykład innych

krajów — wszystko to przemawia za dalszym wzrostem liczby fizyków. Na przykład w Stanach Zjednoczonych o ludności 6-krotnie większej niż w Polsce, dyplomy doktorskie uzyskuje rocznie 600 fizyków, a więc u nas — proporcjonalnie — liczba doktoratów winna wynosić około 100 rocznie. W związku z tym i rekrutacja na studia fizyczne winna być odpowiednio zwiększona.

Dzięki długoletniej pracy potrafiliśmy stworzyć silne ośrodki naukowe i dydaktyczne, co jest głównie zasługą kilku przodujących fizyków starszego pokolenia, którzy wykazali dużo poświęcenia i włożyli ogromny wysiłek dydaktyczny i organizacyjny. W osobie prof. L. Infelda nasza fizyka zyskała nie tylko wybitnego uczonego, ale również organizatora warszawskiej szkoły, najsilniejszego ośrodka fizyki teoretycznej w kraju. Prof. Infeld wykształcił osobiście około tuzina (ale nie tuzinkowych!) doktorów fizyki, z jego inicjatywy odbywały się w latach 1950—1954 konferencje letnie, a właściwie szkoły, które przyczyniły się niewątpliwie do kształcenia kadr w skali krajowej³. Prof. Sz. Szczeniowski stworzył w Poznaniu ośrodek badawczy w dziedzinie magnetyzmu, wykształcił 20 doktorów fizyki doświadczalnej i teoretycznej i opracował 5-tomowy podręcznik fizyki uniwersyteckiej. Prof. W. Rubinowicz i prof. J. Weyssenhoff wykształcili również wielu doktorów, opublikowali szereg podręczników i monografii, a obecnie, pomimo iż są na emeryturze, nadal pracują naukowo i organizacyjnie.

Dużym osiągnięciem organizacyjnym fizyków było stworzenie w 1953 r. Instytutu Fizyki PAN, a następnie Instytutu Badań Jądrowych w Warszawie i Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie. Dzięki pomocy ZSRR mogliśmy włączyć się do prac w doświadczalnej fizyce jądrowej na szerszej bazie, co oczywiście wywarło wpływ na fizykę teoretyczną, umożliwiło współpracę między teoretykami a doświadczalnikami.

Charakterystycznym przykładem wzrostu poziomu naukowo-dydaktycznego oraz różnorodności zainteresowań są wykłady monograficzne i seminaria specjalistyczne. Porównajmy na przykład stan sprzed dziesięciu laty ze stanem obecnym, na przykładzie Warszawy. Jak podają *Postępy Fizyki* w t. IV, z. 1 (1953) na Uniwersytecie Warszawskim w roku akademickim 1952/1953 prowadzone były następujące wykłady monograficzne, konwersatoria, wykłady specjalne z fizyki teoretycznej:

- 1) konwersatorium ogólne z fizyki teoretycznej (czwartki, 17—19) prowadzone wspólnie przez prof. L. Infelda i prof. W. Rubinowicza,
- 2) konwersatorium z teorii promieniowań jądrowych (prof. W. Rubinowicz),
- 3) konwersatorium z teorii pola (prof. L. Infeld).

Wykłady:

- 1) zagadnienie ruchu w ogólnej teorii względności (prof. L. Infeld),
- 2) wybrane zagadnienia z fizyki ciała stałego (prof. W. Ścisłowski),

³ Przed wojną i w pierwszych latach po wojnie organizowane były Ogólnopolskie Konferencje Fizyki Teoretycznej.

- 3) teoria orbit molekularnych (dr R. Kołodziejcki),
- 4) elektrodynamika kwantowa (doc. W. Królikowski),
- 5) szczególna teoria względności (doc. J. Plebański),
- 6) teoria sił jądrowych (doc. J. Werle).

Po dziesięciu latach w roku akademickim 1963/1964 mamy następujący stan w tej dziedzinie:

Wykłady monograficzne:

- 1) teoria względności, kosmologia (doc. A. Trautman),
- 2) zastosowanie teorii grup w fizyce (doc. A. Trautman), II semestr,
- 3) wstęp do kwantowej teorii pola i związków dyspersyjnych (prof. W. Królikowski),
- 4) teoria cząstek elementarnych (doc. I. Białynicki),
- 5) zagadnienia wielu ciał (prof. M. Sufcezyński),
- 6) fizyka teoretyczna wysokich energii (dr G. Białkowski),
- 7) wstęp do teorii plazmy (doc. R. Gajewski),
- 8) spektralne zagadnienia mechaniki kwantowej (dr M. Burnat),
- 9) wybrane zagadnienia mechaniki kwantowej (dr W. Tulczyjew).

Konwersatoria i seminaria specjalistyczne:

- 1) konwersatorium ogólne z fizyki teoretycznej (prof. L. Infeld, prof. J. Werle, prof. W. Królikowski),
- 2) seminarium z teorii względności (prof. L. Infeld, doc. A. Trautman),
- 3) seminarium z teorii cząstek elementarnych (prof. W. Królikowski, prof. J. Werle),
- 4) seminarium z teorii związków dyspersyjnych (prof. W. Królikowski, dr G. Białkowski),
- 5) seminarium z teorii ciała stałego (prof. M. Sufcezyński),
- 6) seminarium z teorii jądra (doc. I. Białynicki, doc. Z. Szymański),
- 7) seminarium z modeli jądrowych (dr J. Sujkowski, doc. Z. Szymański),
- 8) seminarium z transportu neutronów (doc. R. Żelazny),
- 9) seminarium z teorii plazmy (doc. R. Gajewski, doc. R. Żelazny),
- 10) seminarium z teorii koherencji i laserów (doc. B. Karczewski),
- 11) seminarium z aksjomatycznej kwantowej teorii pola (prof. K. Maurin, doc. I. Białynicki).

Poza tym prowadzone są normalne wykłady kursowe w ilości 16 oraz seminarium kursowe z fizyki teoretycznej.

Podobny wzrost liczby seminariów i ich różnorodności charakteryzuje również inne ośrodki, których tutaj z braku miejsca nie możemy przytoczyć. Szkoda, że *Postępy Fizyki* nie publikują obecnie tego rodzaju interesujących (nie tylko z okazji jubileuszu) danych.

Bardzo pożyteczną inicjatywę samokształcenia teoretyków podjęła Katedra Fizyki Teoretycznej UJ. Już od trzech lat organizowana jest w Zakopanem letnia szkoła fizyki teoretycznej dla pracowników katedry oraz dla fizyków zapraszanych z innych ośrodków krajowych. Uczestnicy szkoły wygłaszają referaty na aktualne tematy teorii cząstek elementarnych, teorii jądra, teorii

gravitacji itd. Warto pomyśleć o zorganizowaniu u nas (być może w ramach RWPG) szkoły teoretycznej (typu np. Les Houches), na której młodzi pracownicy nauki mogliby zapoznać się z osiągnięciami ostatnich dwu, trzech lat w określonej dziedzinie badań, uprawianej u nas, w interpretacji wybitnych specjalistów krajowych i zagranicznych.

6. Współpraca międzynarodowa

Zarówno w kształceniu kadr, jak i w pracy naukowej sprzyjającą okolicznością są nasze szerokie kontakty międzynarodowe. Staże i wyjazdy naukowe (między innymi poprzez Międzynarodową Agencję Atomową) do silnych ośrodków jak Dubna, Genewa, Instytut Bohra w Kopenhadze lub do innych ośrodków zachodnich i radzieckich, udział w szkołach letnich (Varenna, Les Houches, Jugosławia), pozwalają na dobre przygotowanie młodych pracowników nauki i prowadzenie prac o aktualnej tematyce.

Fizycy nasi biorą udział w najbardziej reprezentatywnych pod względem naukowym i ważnych konferencjach międzynarodowych, jak na przykład międzynarodowe konferencje zapoczątkowane w Rochesterze, a poświęcone cząstkom elementarnym. Wyrazem uznania w świecie dorobku naukowego warszawskiej szkoły ogólnej teorii względności była międzynarodowa konferencja z teorii gravitacji zorganizowana w Warszawie w 1962 roku, w której wzięło udział ponad stu najwybitniejszych fizyków, specjalistów nie tylko z teorii względności, lecz pracujących prawie w całym zakresie zagadnień współczesnej fizyki teoretycznej (m. in. Dirac, Feynman, Fock, Wheeler, Bergmann, Bondi, Schiff, Rosenfeld, Möller, Ginzburg, Mandelstam). Pięknym wyrazem tego uznania było ukazanie się, w związku z 60-leciem prof. L. Infelda monografii pod tytułem *Recent Developments in General Relativity* (PWN, Pergamon Press, 1962, 472 s.), w napisaniu której wzięło udział wielu wybitnych fizyków Zachodu i Wschodu.

Miarą znaczenia polskiej fizyki teoretycznej na forum międzynarodowym jest również udział naszych przedstawicieli w redakcjach międzynarodowych czasopism fizycznych: w skład komitetu redakcyjnego *Nuclear Physics* wchodzi L. Infeld oraz J. Werle, a w *Physics Letters* — Sz. Szczeniowski, J. Dąbrowski oraz z doświadczalników A. Strzałkowski. Jest już tradycją, że w pracach Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej nasi teoretycy biorą od wielu lat czynny udział. Prof. J. Weyssenhoff piastował w latach 1957—1963 funkcję wiceprezesa Unii.

Nasze kontakty międzynarodowe nie są jednak jednostronne. Często gościmy u nas wybitnych fizyków radzieckich i zachodnich; można wymienić tu przykładowo następujących teoretyków: D. Błochincewa, I. Tamma, R. Marshaka V. Weisskopfa, L. Rosenfelda, J. Smorodinskiego, J. Bhabę, A. Bohra, L. Janossy'ego i in. Przez długi czas przebywał u nas znany japoński teoretyk prof. Z. Koba. Nierzadkim zjawiskiem byli u nas młodzi fizycy z zagranicy, przebywający na stażu naukowym w ośrodku warszawskim.

7. Sprawy wydawnicze

Jeśli rzucimy okiem na załączony wykaz wydanych książek autorów polskich, to można stwierdzić, że nie jest ich dużo. Większa część potrzebnych podręczników akademickich, monografii, książek popularnonaukowych, które ukazały się w kraju są wynikiem przekładów z literatury radzieckiej lub zachodniej. Bez wątpienia jest to rozwiązanie problemu nie najgorsze, ponieważ do tłumaczenia wybierano dzieła zasługujące na to: tak np. podstawowy kurs fizyki teoretycznej Landaua i Lifszica, który został w całości przetłumaczony na język polski jest na najwyższym poziomie światowym. Tym niemniej należy dążyć do zwiększania liczby własnych pozycji wydawniczych. Mamy kadre fizyków teoretyków zdolną do podjęcia takich prac, należy im tylko, przede wszystkim ze strony wydawnictw, okazać pomoc. Za mało ukazuje się również własnych opracowań popularnonaukowych. Należy brać przykład z takich dobrych popularyzatorów jak prof. L. Infeld, prof. A. Piekara, którzy otrzymali nagrody *Problemów* w tej dziedzinie. A o potrzebie popularyzacji nie musimy nikogo przekonywać.

Dokonany tu przegląd dorobku 20-lecia świadczy dobitnie o rozwoju ilościowym i jakościowym polskiej fizyki teoretycznej, o aktywności naukowej i dydaktycznej teoretyków. Dotrzymują oni kroku fizyce światowej w najważniejszych kierunkach badań. Wśród krajów socjalistycznych polska fizyka teoretyczna zajmuje drugie miejsce po fizyce radzieckiej. Prace teoretyków nie tylko pogłębiają badania podstawowe, ale poprzez kontakt z tematyką naszych fizyków doświadczalnych przyczyniają się w jakiejś mierze, w sposób pośredni, do stosowania zdobyczy nauki w praktyce. Zresztą niewątpliwą prawdą jest, że problemy, które dziś wydają się szczególnie doniosłe dla teorii — jutro staną się istotne również i dla praktyki.

Na zakończenie chciałbym wyrazić podziękowanie kolegom z różnych ośrodków oraz Ministerstwu Szkół Wyższych za uzyskane informacje.

WYKAZ MONOGRAFII, PODRĘCZNIKÓW I SKRYPTÓW

Monografie w językach obcych

- 1) A. Rubinowicz, *Die Beugungswelle in der Kirchhoffschen Theorie der Beugung*, PWN, 1957, s. 305.
- 2) L. Infeld, J. Plebański, *Motion and Relativity*, PWN, 1960, s. 229.
- 3) J. Rzewuski, *Field Theory, Part I, Classical Theory*, PWN, 1958, s. 297.
- 4) A. Rubinowicz, *Quantentheorie des Atoms*, Leipzig, 1959 s. 489.

Monografie w języku polskim

- 1) Cz. Białobrzeski, *Podstawy poznawcze fizyki świata atomowego*, PWN, 1956, s. 362.
- 2) B. Średniawa, J. Weysenhoff, *Wkład polskich uczonych do fizyki statystyczno-molekularnej*, Ossolineum, 1962.
- 3) L. Infeld, *Albert Einstein. Jego dzieło i rola w nauce*, przekł. autoryz., PWN, 1956, s. 188.
- 4) A. Einstein, L. Infeld, *Ewolucja fizyki*, przekł. autoryz., PWN, 1959, s. 327.
- 5) A. Teske, *Marian Smoluchowski. Życie i twórczość*, PWN, 1955, s. 278.

Podręczniki

- 1) Cz. Białobrzeski, *Termodynamika*, PWN, 1955, s. 238.
- 2) W. Rubinowicz, *Kwantowa teoria atomu*, PWN, 1954, s. 431.
Kwantowa teoria atomu, wydanie II, 1957.
- 3) W. Rubinowicz, W. Królikowski, *Mechanika teoretyczna*, PWN, 1955, s. 422.
- 4) W. Rubinowicz, *Wektory i tensory*, Polskie Tow. Matem., 1950, s. 170.
- 5) J. Werle, *Termodynamika fenomenologiczna*, PWN, 1957, s. 295.
- 6) Sz. Szczeniowski, *Fizyka doświadczalna*, 5 tomów, PWN, cz. II, s. 308, cz. III, s. 559, cz. IV, s. 372, cz. V/1 s. 381. cz. V/2 s. 637.
- 7) J. Weysenhoff, *Zasady elektromagnetyki i optyki klasycznej*, tom I, PWN, 1957 s. 597.
- 8) B. Średniawa, J. Weysenhoff, *Mechanika środowisk ciągłych*, PWN, 1957.

Skrypty

- 1) W. Rubinowicz, *Wykłady z mechaniki ośrodków ciągłych*, PZWS, 1951, s. 307.
- 2) W. Rubinowicz, *Wykłady z mechaniki ośrodków ciągłych*, PWN, 1959, s. 344.
- 3) M. Suffczyński, J. Werle wg wykładów L. Infelda, *Elektrodynamika i optyka*, PWN, 1951, cz. I. s. 122, cz. II. s. 148.
- 4) M. Suffczyński, R. Teisseyre, J. Werle wg wykładów L. Infelda, *Elektrodynamika teoretyczna*, PWN, 1953, s. 334
- 5) E. Karaśkiewicz, *Zarys teorii wektorów i tensorów*, PWN, 1953, s. 338.
- 6) J. Rayski, *Elektrodynamika kwantowa*, PWN, 1952, s. 144.
- 7) J. Rayski, *Mechanika kwantowa*, PWN, 1953, s. 140.
- 8) J. Rzewuski, *Mechanika teoretyczna*, PWN, 1953, s. 209.

- 9) S. Bazański wg wykładów L. Infelda, *Klasyczna teoria pola*, PWN, 1956, s. 242.
- 10) J. Łopuszański, *Mechanika statystyczna*, PWN, 1956.
- 11) W. Urbański, *Zarys kinetycznej teorii gazów*, PWN, 1955, s. 78.
- 12) E. Karaśkiewicz, *Zbiór zadań z mechaniki teoretycznej*, II wyd., PWN, 1958.
- 13) M. Kwiek, *Podstawy akustyki teoretycznej*, PWN, 1956.
- 14) A. Trautman, *Lectures on General Relativity*, Kings College, 1958.
- 15) A. Trautman, *Conferances donnée au College de France*, 1963.

Lech Borowicz

Centralne Laboratorium
Aparatów Pomiarowych i Optyki
Warszawa

Pomiar funkcji przenoszenia kontrastu obiektywów fotograficznych

Wprowadzenie

Najczęściej stosowaną miarą jakości układów optycznych jest ich zdolność rozdzielcza. W ostatnich latach pojawiła się w literaturze naukowej i technicznej znaczna ilość głosów krytycznych, skierowanych przeciwko przyjmowaniu tej wielkości za kryterium jakości układu optycznego.

Zdolność rozdzielcza charakteryzuje jakość odwzorowania dla jednej — na ogół wysokiej — częstości przestrzennej (struktury drobne). Wnioskowanie na tej podstawie o jakości obrazu struktur o niższej częstości przestrzennej nie zawsze prowadzi do poprawnych wyników, często zaś jest źródłem poważnych błędów.

W przypadku odwzorowań złożonych z kilku etapów, jak to ma miejsce np. w fotografii, zdolność rozdzielcza układu — obiektyw fotograficzny + warstwa światłoczuła — może być obliczona przy znanych wartościach zdolności rozdzielczych obiektywu i samej emulsji fotograficznej w sposób jednoznaczny tylko dla układu optycznego stygmatycznego, wiadomo zaś, że ta ewentualność w znakomitej większości przypadków spotykanych w praktyce nie zachodzi. Ponadto zdolność rozdzielcza wyznaczona fotograficznie bardzo silnie zależy od własności materiału fotograficznego i jego obróbki chemicznej (skład chemiczny wywoływacza, wartość współczynnika kontrastowości, do którego wywołuje się kliszę), maksymalnej gęstości optycznej obrazu fotograficznego, budowy deseni testowego, charakteru oświetlenia. Te względy nie pozwalają uzyskiwać porównywalnych wyników w badaniach prowadzonych w różnych laboratoriach i wytwórniach optycznych.

A. Lohmann [1] sformułował warunki, które powinna spełniać miara jakości odwzorowania. Powinna ona:

- a) wszechstronnie określać jakość odwzorowania dowolnych przedmiotów;
- b) być teoretycznie usadniona oraz doświadczalnie wyznaczalna;
- c) w przypadku odwzorowań złożonych z kilku etapów, powinna być

jednoznacznie wyznaczana, gdy dane są miary jakości odwzorowań składowych.

Powyższe warunki spełnia zespolona funkcja przenoszenia kontrastu. Jest to zespolona funkcja $D(R)$ częstości przestrzennej R o postaci:

$$D(R) = T(R)\exp[i\varphi(R)],$$

gdzie $T(R)$ — moduł, zaś $\varphi(R)$ — faza funkcji.

Moduł $T(R)$, zwany też funkcją przenoszenia kontrastu, jest zdefiniowany jako stosunek kontrastu obrazu testu o sinusoidalnym charakterze przepuszczalności do kontrastu samego testu, przy czym wielkość ta jest funkcją częstości przestrzennej R . $T(R)$ może przyjmować wartości w granicach od 0 do 1.

Funkcja $\varphi(R)$, zwana funkcją przenoszenia fazy, charakteryzuje przemieszczenie rzeczywistego obrazu względem obrazu idealnego. Ta wielkość może wahać się od 0 do wartości ograniczonej wymiarami obrazu.

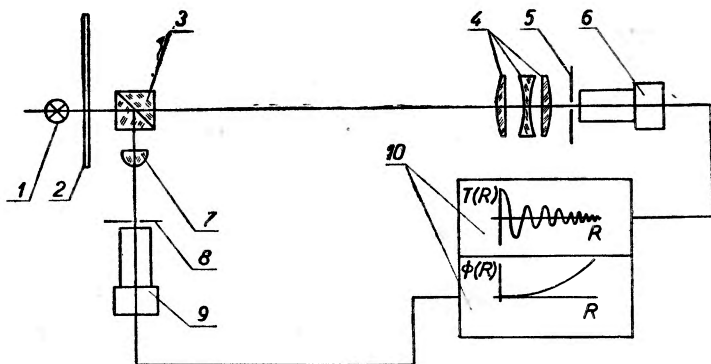
Kontrast testu lub obrazu testu wyraża się następującym ilorazem:

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}},$$

gdzie I_{\max} oraz I_{\min} oznaczają najmniejsze i największe wartości jasności w przedmiocie testowym lub w jego obrazie.

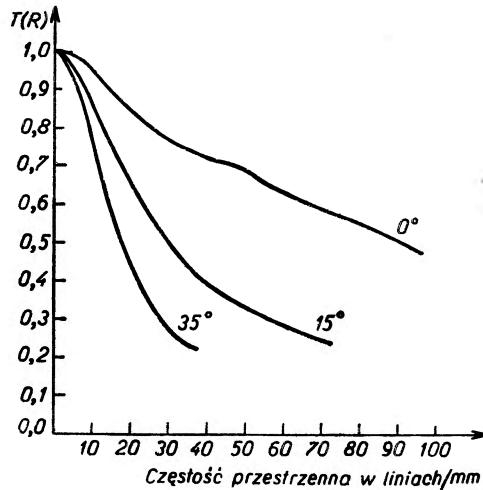
1. Ogólna zasada pomiaru modulu i fazy zespolonej funkcji przenoszenia kontrastu

Ogólny schemat urządzenia do pomiaru zespolonej funkcji przenoszenia kontrastu przedstawiono na rys. 1. Badany obiektyw 4 tworzy obraz przesuwającego testu 2 w płaszczyźnie przysłony 5, w której wykonano szczelinę równo-



Rys. 1. Schemat urządzenia do wyznaczania charakterystyk częstotliwościowych obiektywów fotograficznych. 1 — źródło światła, 2 — test przesuwany, 3 — kostka szklana dzieląca światło, 4 — badany obiektyw, 5 — przysłona ze szczeliną, 6 — fotoodbiornik, 7 — obiektyw mikrofotometru gałęzi odniesienia, 8 — przysłona ze szczeliną, 9 — fotoodbiornik, 10 — rejestrator

ległą do linii testu. Za szczeliną znajduje się fotoodbiornik 6 (np. fotopowielacz). W miarę przesuwania się testu 2 jego obraz jest mikrofotometrowany; rozkład energii świetlnej w obrazie jest rejestrowany na taśmie wykresowej rejestratora 10 lub oglądany na ekranie oscylografu. Obwiednia tego przebiegu jest wykresem poszukiwanej funkcji przenoszenia kontrastu. Amplitudę oscylogramu odpowiadającą tak niskiej częstości przestrzennej, że nie występuje jeszcze spadek kontrastu, przyjmujemy za 1, zaś amplitudy dla pozostałych częstości przestrzennych wyrażamy jako jej części. Obliczone w ten sposób względne amplitudy zaznaczamy jako rzędne w układzie współrzędnych R



Rys. 2. Wykresy funkcji przenoszenia kontrastu obiektywu fotograficznego 3,5/30, wyznaczone dla następujących kątów pola: 0° , 75° , 35°

(częstość przestrzenna) oraz $T(R)$. Funkcja przenoszenia fazy może być wyznaczona z przebiegu nieskażonego przez badany obiektyw, dostarczonego przez drugi kanał urządzenia, zawierający dobrze skorygowany układ 7, szczelinę 8 oraz fotoodbiornik 9. Wartości poszukiwanej funkcji można odczytywać jako przesunięcie przebiegu badanego względem wzorcowego [2] lub stosując urządzenia oparte na zasadzie falomierza [3], w którym różnice faz zmiennych przebiegów ulegają zamianie na napięcie.

Na rys. 2 przedstawiono wykresy funkcji przenoszenia kontrastu obiektywu fotograficznego o otworze względnym 1 : 3,5 i ogniskowej 30 mm, otrzymane dla kilku wartości kąta pola.

2. Testy używane do wyznaczania funkcji przenoszenia kontrastu

Rozkłady amplitudowe reprezentujące przedmioty odwzorowywane przez układy optyczne są funkcjami spełniającymi warunki Dirichleta i mogą być przedstawione w postaci zbieżnych szeregów Fouriera. Jest więc sens badać

odwzorowanie sinusoidalnych rozkładów amplitudowych o różnej częstotliwości przestrzennej. Wykonanie testów o sinusoidalnym rozkładzie przepuszczalności jest jednym z najistotniejszych zagadnień wynikających przy budowie przyrządu do wyznaczania funkcji przenoszenia kontrastu i dlatego poświęcamy mu specjalnie dużo uwagi.

2.1. Metody oparte na elektrycznym filtrowaniu składowych harmonicznym prostokątnych i trójkątnych rozkładów przepuszczalności

Najłatwiejsze do wykonania są testy o prostokątnym charakterze przepuszczalności. Przykład takiego testu przedstawiono na rys. 3. Na rys. 4 przedstawiono wykres funkcji $f(R, x)$ opisującej rozkład amplitudy grupy



Rys. 3. Test typu Foucaulta o prostokątnym charakterze przepuszczalności

linii o częstotliwości R tego testu. Stosując analizę harmoniczną tej funkcji otrzymuje się:

$$f(R, x) = \frac{1}{2} + 2/\pi (\cos 2\pi R x - \frac{1}{3} \cos 3 \cdot 2\pi R x + \frac{1}{5} \cos 5 \cdot 2\pi R x - \dots).$$

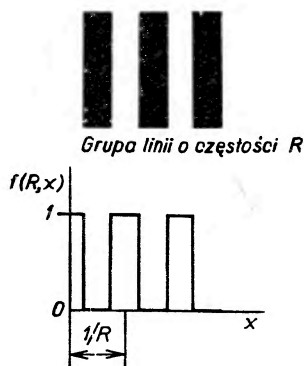
Interesuje nas tylko okresowa część tego wyrażenia. Oprócz funkcji cosinus o podstawowej częstotliwości R występują okresowe składniki o nieparzystych wielokrotnościach częstotliwości podstawowej. Powstaje zagadnienie stłumienia tych składników. Pozorna trudność tego zagadnienia polega na tym, że operację tę trzeba przeprowadzić po stronie obrazu, to znaczy już po przefiltrowaniu przebiegu prostokątnego przez układ optyczny. Wykonanie filtrowania na obrazie optycznym jest jednak dozwolone ze względu na spełnienie zasady liniowości odwzorowania. Polega ona na tym, że układ odwzorowując przedmiot, który może być przedstawiony jako suma kilku funkcji, wytwarza obraz będący sumą obrazów tych funkcji.

Do stłumienia składowych harmonicznym najczęściej stosuje się filtry rezonansowe. Jednak to rozwiązanie stawia bardzo wysokie wymagania mechanizmowi napędu testu ze względu na konieczność synchronizacji ruchu testu z rezonansową częstotliwością układu elektrycznego. R. Röhler, z Instytutu Optyki Medycznej Uniwersytetu w Monachium, proponuje stosować do filtrowania składowych harmonicznym układy całkujące, które nie wymagają precyzyjnej regulacji prędkości przesuwu testu [4].

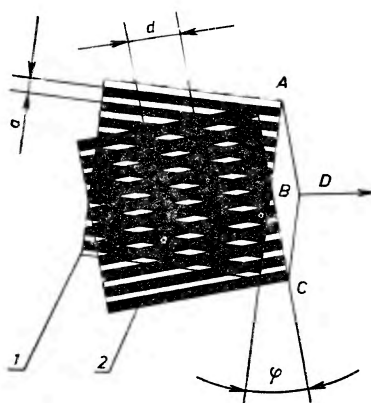
W wyniku jednokrotnego całkowania funkcji reprezentującej znany nam już rozkład prostokątny otrzymujemy:

$$\tilde{f}_1(R, x) = \frac{1}{\pi^2 R} \left(\sin 2\pi R x - \frac{1}{3^2} \sin 3 \cdot 2\pi R x + \frac{1}{5^2} \sin 5 \cdot 2\pi R x - \dots \right).$$

Widać, że kolejne całkowania powodują szybkie zmniejszanie się udziału składowych o nieparzystej wielokrotności częstości podstawowej R , tak że



Rys. 4. Wykres funkcji $f(R, x)$ opisującej rozkład amplitudowy grupy linii testu o częstości przestrzennej R , x — bieżąca wartość współrzędnej



Rys. 5. Schemat powstawania linii Moiré. 1 oraz 2 — siatki o stałej podziałce a , φ — kąt, o który obrócono siatki względem siebie, $A-B-C-D$ — przeguby

po 4 takich zabiegach udział ich może być pominięty. Używa się tu typowych układów całkujących RC .

Wygodny w użyciu jest test składający się z linii Moiré. Linie te powstają przy złożeniu i skróceniu względem siebie dwóch układów linii. W omawianym przypadku stosuje się dwie siatki o prostoliniowych rysach i stałych częstościach przestrzennych (rys. 5). Linie Moiré są wówczas przekątnymi rombów utworzonych przez skrzyżowanie rys siatek. Odległość linii Moiré jest dla danego

kąta φ , o który obrócono obie siatki względem siebie, stała i wyraża się wzorem:

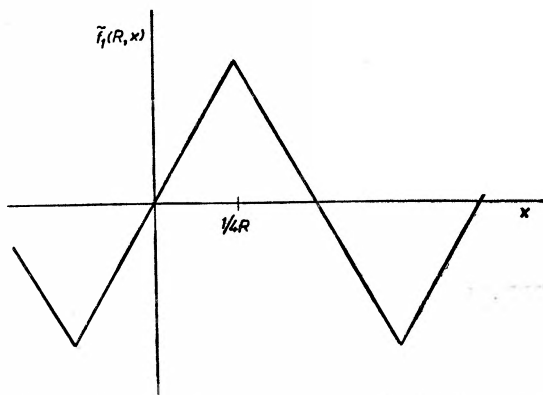
$$d = \frac{a}{2 \sin \varphi/2},$$

gdzie a — podziałka siatek.

Funkcja opisująca rozkład przepuszczalności takiego testu ma postać:

$$\tilde{f}_1(R, x) = \frac{1}{\pi^2 R} \left(\sin 2\pi R x - \frac{1}{3^2} \sin 3 \cdot 2\pi R x + \frac{1}{5^2} \sin 5 \cdot 2\pi R x - \dots \right),$$

Jest to znany nam już rozkład powstający w wyniku jednokrotnego całkowania rozkładu prostokątnego. Wykres funkcji $\tilde{f}_1(R, x)$ ma przebieg jak na rys. 6.



Rys. 6. Wykres funkcji opisującej rozkład przepuszczalności linii Moiré. R — częstość przestrzenna, x — bieżąca współrzędna

Test typu Moiré ma poważną zaletę. Umieszczając w punktach A , B oraz C (rys. 5) przeguby łączymy je z punktem D (który jest również przegubem), w taki sposób, aby figura $ABCD$ była geometrycznie podobna do rombów utworzonych przez skrzyżowane linie siatek. Jeśli przegubowi D nadamy ruch prostoliniowy jednostajny, uzyskamy nie tylko zmianę częstości przestrzennej testu spowodowaną zmianą wielkości kąta φ , ale nastąpi również ruch linii Moiré, przy czym linie te przechodzą przez wybraną płaszczyznę prostopadłą do płaszczyzny siatek i równoległą do linii Moiré ze stałą częstością. Zatem szczelina analizująca obraz testu, utworzony przez badany układ optyczny, umieszczona w takiej płaszczyźnie pozwala uzyskać stałą częstość impulsów świetlnych padających na odbiornik fotoelektryczny, a więc i stałą częstość impulsów elektrycznych. To zaś umożliwia stosowanie wspomnianych już układów elektrycznego filtrowania w celu wydzielenia składowej o częstości podstawowej.

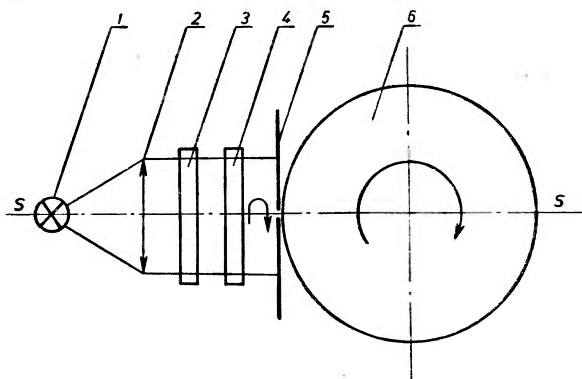
2.2. Metody oparte na fotograficznej rejestracji sinusoidalnych rozkładów światła

Pracownicy Instytutu Optyki Medycznej Uniwersytetu w Monachium F. Wittmann i R. Röhler wytwarzali testy o sinusoidalnym rozkładzie przepuszczalności, wykorzystując zmiany przepuszczalności układu dwóch

równoległych polaryzatorów spowodowane zmianami kąta zawartego między ich płaszczyznami polaryzacji [5]. Schemat urządzenia przedstawiono na rys. 7. Źródło światła umieszczono w ognisku soczewki 2. Wiązka promieni świetlnych, wychodzących z tej soczewki, pada na układ dwóch filtrów polaryzacyjnych 3 oraz 4 i oświetla przysłonę 5, w której wykonano wąską szczelinę. Za przysłoną 5 znajduje się bęben 6; na jego obwodzie nawinięto błonę fotograficzną. Filtr 4 jest obracany względem osi $s-s$; amplituda wiązki oświetlającej szczelinę w przysłonie 5 jest określona wzorem:

$$A = A_0 \cos \varphi ,$$

gdzie φ — kąt zawarty między płaszczyznami polaryzacji obu filtrów. Liczba linii testu przypadających na jednostkę długości filmu jest uzależniona od stosunku prędkości obrotów filtra 4 i bębna 6. Zmianę częstości przestrzennej testu uzyskuje się przez zmianę wartości tego stosunku.



Rys. 7. Schemat urządzenia do wytwarzania testów o sinusoidalnym rozkładzie przepuszczalności, opracowanego w Instytucie Optyki Medycznej Uniwersytetu w Monachium. 1 — źródło światła, 2 — soczewka, 3 oraz 4 — filtry polaryzacyjne, 5 — przysłona ze szczeliną, 6 — bęben, na którego obwodzie nawinięto błonę fotograficzną

W Centralnym Laboratorium Aparatów Pomiarowych i Optyki w Warszawie wykorzystano do tego samego celu zjawisko interferencji dwupromieniowej. W wyniku interferencji dwóch fal płaskich o identycznym okresie i amplitudzie otrzymuje się falę płaską o amplitudzie:

$$2A_0 \cos \varphi_0 / 2 ,$$

gdzie A_0 — amplituda fal składowych, φ_0 — różnica faz fal składowych. Fotografowano układ prostoliniowych prążków interferencyjnych równej grubości otrzymanych w interferometrze Michelsona. Jak wiadomo tworzą one siatkę o stałej częstości, zależnej od wielkości kąta zawartego między płaskimi zwierciadłami interferometru.

Trudność wykonania testu polega, podobnie jak w metodzie Wittmanna i Röhlera, na właściwej obróbce chemicznej naświetlonej warstwy fotograficznej i jej kopii. Krzywe charakterystyczne wielu materiałów fotograficznych, przedstawiające zależność pomiędzy logarytmem naświetlenia warstwy foto-

graficznej a otrzymaną po naświetleniu i wywołaniu gęstością optyczną, wykazują w pewnym zakresie naświetleń prostoliniowy w przybliżeniu przebieg. Łatwo udowodnić, że w wyniku fotograficznej rejestracji i fotograficznego skopiowania obrazu wspomnianych prążków interferencyjnych otrzymuje się dla prostoliniowego odcinka charakterystyki obraz, którego przepuszczalność opisuje wyrażenie:

$$\tau = C(A \sin x + B)^{\gamma'}$$

gdzie C — stała, A oraz B — wartości naświetleń wyznaczające początek i koniec prostoliniowego odcinka charakterystyki, x — bieżąca współrzędna w zarejestrowanym obrazie, γ oraz γ' — współczynniki kontrastowości warstwy fotograficznej negatywu i pozytywu.

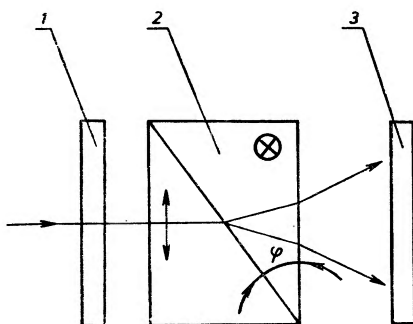
Odpowiedni dobór warunków wywoływania pozwala uzyskać $\gamma \cdot \gamma' = 1$, wobec czego przepuszczalność obrazu pozytywnego wyrazi się wzorem:

$$\tau \approx A \sin x + B.$$

Obecność w tym wzorze stałych A oraz B wyznaczających początek i koniec prostoliniowego odcinka charakterystyki warstwy fotograficznej orzeka, że nie można uzyskać tu kontrastu równego 1. Wspomniani F. Wittmann i R. Röhler uzyskali kontrast 0,78, zaś w Centralnym Laboratorium Aparatów Pomiarowych i Optyki udało się uzyskać kontrast testu 0,90 [6].

2.3. Wykorzystanie interferencji w świetle spolaryzowanym

Wykorzystano tu zjawisko interferencji światła w pryzmacie Wollastona [7]. Pryzmat Wollastona składa się z dwóch pryzmatów wykonanych z kwarcu lub kalcytu o identycznym kącie łamiącym, sklejonych płaszczyznami przeciw-



Rys. 8. Schematyczny rysunek rozdzielenia wiązki światłnej w pryzmacie Wollastona. 1 oraz 3 — błony polaroidowe, 2 — pryzmat Wollastona, φ — kąt łamiący pryzmatu

prostokątnymi. Pryzmaty są wycięte w taki sposób, aby osie optyczne obu pryzmatów były równoległe do powierzchni zewnętrznych, przy czym oś jednego z nich jest prostopadła do krawędzi łamiącej, drugiego zaś równoległa.

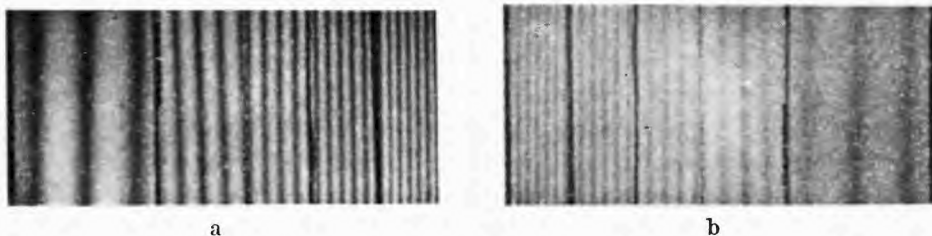
Pryzmat Wollastona 2 (rys. 8), oświetlony liniowo spolaryzowaną przez błonę polaroidową 1 wiązką światła powoduje jej rozkład na dwie wiązki roz-

bieżne, spolaryzowane względem siebie prostopadle. Przechodząc przez drugą błonę polaroidową 3 wiązki te interferują ze sobą dając układ prostoliniowych prążków interferencyjnych o częstotliwości:

$$R = \frac{2(n_e - n_o) \operatorname{tg} \varphi}{\lambda},$$

gdzie λ — długość fali świetlnej, n_e — współczynnik załamania promienia nadzwyczajnego, n_o — współczynnik załamania promienia zwyczajnego, φ — kąt łamiący pryzmatu. Oczywiście pryzmat powinien być oświetlony światłem monochromatycznym.

Aby pryzmat zawierał kilka lub kilkanaście częstotliwości buduje się go z układu pryzmatów Wollastona o różnych wartościach kąta φ , ułożonych obok siebie. Największy kontrast (bliski 1) prążków interferencyjnych otrzymuje się, gdy



Rys. 9. Widok prążków interferencyjnych stanowiących linie testu, zbudowanego z pryzmatów Wollastona (a); na rysunku (b) przedstawiono zanikanie kontrastu linii testu, spowodowane obrotem jednej z błon polaroidowych

błony polaroidowe 1 oraz 3 są równoległe lub skrzyżowane, a ich płaszczyzny polaryzacji tworzą z krawędziami kątów łamiących pryzmatu Wollastona kąt 45° . Obracając jedną z błon polaroidowych od położenia odpowiadającego maksymalnemu kontrastowi prążków interferencyjnych otrzymuje się spadek kontrastu w sposób ciągły aż do zupełnego zaniku. Obiektywy fotograficzne służą do odwzorowania przedmiotów o różnym kontraście i dlatego jest sens badać je dla różnych wartości kontrastu testu. Stąd łatwość zmiany kontrastu testu jest bardzo pożądana. Na rys. 9 przedstawiono prążki interferencyjne uzyskane w kilku pryzmatach Wollastona o różnych wartościach kątów łamiących dla maksymalnego i obniżonego kontrastu.

Literatura

- [1] A. Lohmann, *Optik*, **14**, 510 (1957).
- [2] K. Rosenhauer, K. J. Rosenbruch, *Optica Acta*, **6**, 235 (1959).
- [3] K. Murata, *Optik*, **17**, 152 (1960).
- [4] R. Röhler, *Optik*, **19**, 487 (1962).
- [5] F. Wittmann, R. Röhler, *Optik*, **19**, 243 (1962).
- [6] J. Bielski, L. Borowicz, *Materiały II Międzynarodowej Konferencji Optycznej METESZ*, Budapeszt, maj 1963.
- [7] L. Borowicz, *Optik*, **20**, 379 (1963).

Jan Głowacki

Katedra Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej
w Gdańsku

Nowe osiągnięcia w fizyce laserów

Od czasu napisania i ogłoszenia w *Postęпах Fizyki* ostatniego artykułu o laserach i ich technika i teoria bardzo się rozwinęły. Nowe badania miały na celu dalszy rozwój teorii interferometru Fabry-Perot oraz dokładniejsze wyjaśnienie mechanizmu generacji drgań i zamiany szerokiego pasma luminescencji jasności mechanicznej generacji drgań i zamiany szerokiego pasma luminescencji na spójne, wysoko monochromatyczne promieniowanie wymuszone. Jest to zagadnienie ważne, gdyż coraz więcej zaczyna się pojawiać laserów, w których wykorzystuje się luminescencję jonów metali ziem rzadkich lub ich kompleksów [1—4], posiadających rozmyte pasma luminescencji; istnieją już doniesienia o laserach, których substancją roboczą są drobiny organiczne [5, 20—22] dające luminescencję w postaci bardzo szerokiej i rozmytych pasm elektronowo-osydlających. Okazuje się, że wyjaśnienie wielu nieznanych dotąd subtelnych szczegółów ma bardzo duże znaczenie w technice laserowej. Bardzo wiele prac ukazujących się ostatnio dotyczy poszukiwania nowych materiałów wykazujących efekt laserowy. Głównym celem ich jest przesuwanie promieniowania lasero-wego z bliskiej podzerwni i zerwni do dziedzin fal obszaru widzialnego, ultrafioletowego i promieni γ .

1. Teoria generatora Fabry-Perot

Różnego typu drgania w płasko-równoległych typach interferometru Fabry-Perot były analizowane w pracach szeregu autorów [6—8]. Wiele prac dotyczących teorii tego typu interferometru poświęcił Stepanow ze swoimi współpracownikami [9]. Ostatnio ukazała się praca [10], w której autor rozważuje dokładnie zadanie odbicia światła w nieliniowej optyce, który to problem jest niezwykle ważny przy doborze materiałów odbijających rezonatora. My jednak ograniczamy się do rozpatrzenia tylko niektórych zagadnień, związanych z własnościami interferometru Fabry-Perot oraz ciała roboczego.

Jan Głowacki

Katedra Fizyki Wyższej Szkoły Pedagogicznej
w Gdańsku

Nowe osiągnięcia w fizyce laserów

Od czasu napisania i ogłoszenia w *Postęпах Fizyki* ostatniego artykułu o laserach¹ ich technika i teoria bardzo się rozwinęły. Nowe badania miały na celu dalszy rozwój teorii interferometru Fabry-Perot oraz dokładniejsze wyjaśnienie mechanizmu generacji drgań i zamiany szerokiego pasma luminescencji na spójne, wysoko monochromatyczne promieniowanie wymuszone. Jest to zagadnienie ważne, gdyż coraz więcej zaczyna się pojawiać laserów, w których wykorzystuje się luminescencję jonów metali ziem rzadkich lub ich kompleksów [1—4], posiadających rozmyte pasma luminescencji; istnieją już doniesienia o laserach, których substancją roboczą są drobiny organiczne [5, 20—22] dające luminescencję w postaci bardzo szerokich i rozmytych pasm elektronowo-oscylacyjnych. Okazuje się, że wyjaśnienie wielu nieznanych dotąd subtelných szczegółów ma bardzo duże znaczenie w technice laserowej. Bardzo wiele prac ukazujących się ostatnio dotyczy poszukiwania nowych materiałów wykazujących efekt laserowy. Głównym celem ich jest przesunięcie promieniowania laserowego z bliskiej podczerwieni i czerwieni do dziedziny fal obszaru widzialnego, ultrafioletowego i promieni γ .

1. Teoria generatora Fabry-Perot

Różnego typu drgania w płasko-równoległych typach interferometru Fabry-Perot były analizowane w pracach szeregu autorów [6—8]. Wiele prac dotyczących teorii tego typu interferometru poświęcił Stepanow ze swoimi współpracownikami [9]. Ostatnio ukazała się praca [10], w której autor rozwiązuje dokładnie zadanie odbicia światła w nieliniowej optyce, który to problem jest niezmiernie ważny przy doborze materiałów odbijających rezonatora. My jednak ograniczymy się do rozpatrzenia tylko niektórych zagadnień, związanych z własnościami interferometru Fabry-Perot oraz ciała roboczego.

¹ L. Gabla, *Postępy Fizyki*, **13**, 395 (1962).

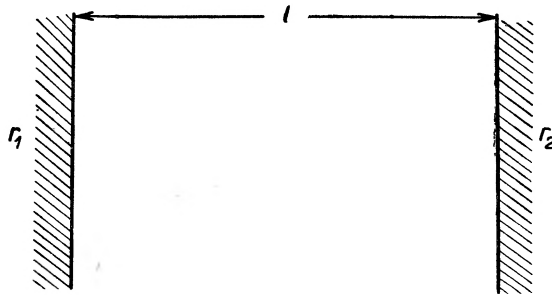
W ogólności teoria laserów składa się z dwóch ściśle ze sobą związanych części:

1. Teorii własności optycznych ciała przy bardzo dużych mocach promieniowania oraz w stanie wysokiego stopnia naruszenia równowagi termodynamicznej.

2. Teorii interferometru Fabry-Perot (rezonatora), w którym jest umieszczone aktywne ciało robocze.

Fenomenologiczna teoria, której podstawy zostały opracowane przez Einsteina w 1917 roku [11], pozwoliła znaleźć zależność współczynnika absorpcji $k(\nu)$ od gęstości promieniowania $u(\nu)$ [12]:

$$k(\nu) = \frac{k_0(\nu)}{1 + \int \alpha(\nu) u(\nu) d\nu}, \quad (1)$$



Rys. 1

uwzględniającego widmową szerokość linii. Jeżeli światło jest monochromatyczne, to

$$k = \frac{k_0}{1 + \alpha u}. \quad (2)$$

Gdy ciało aktywne nie jest umieszczone w rezonatorze, to gęstość promieniowania jest bardzo mała i wówczas $k = k_0$. Współczynnik nieliniowości $\alpha > 0$.

W przypadku nieograniczonego rezonatora płasko-równoległego, w którym współczynniki odbicia na płaszczyznach są odpowiednio r_1 i r_2 (rys. 1), a odległość między nimi l , to, jak pokazano w [9]

$$k = - \left(\frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}} + \rho \right). \quad (3)$$

Przez ρ oznaczono współczynnik charakteryzujący pochłanianie, rozpraszanie i inne straty energii spowodowane przez domieszki aktywnego ciała w rezonatorze. Z (3) widzimy, że w optyce nieliniowej ($\alpha > 0$) współczynnik absorpcji określony jest tylko przez własności samego rezonatora (r_1, r_2, l). Taki przypadek w optyce liniowej nie jest spotykany często.

Gdy stan generacji jest stacjonarny, a wewnątrz aktywnego ciała istnieje określona gęstość promieniowania, to na podstawie (3) i (2) mamy

$$u = \frac{|k_0| - \left(\frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}} + \varrho \right)}{a \left(\frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}} + \varrho \right)}, \quad (4)$$

zaś moc wydzielona wewnątrz ciała przez element jego objętości jest równa

$$W^{\text{em}} = -\frac{c}{n} ku = \frac{c}{n} \frac{|k_0| - \left(\frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}} + \varrho \right)}{a}. \quad (5)$$

Aby istniała generacja drgań, spełniony musi być warunek $W^{\text{em}} > 0$, to znaczy musi być

$$|k_0| > \frac{1}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}} + \varrho. \quad (6)$$

W przeciwnym wypadku generacja znika. By generacja miała miejsce, dostarczona musi być określona, minimalna wartość mocy. Otrzymanie tak zwanego ujemnego współczynnika absorpcji wymaga, by skompensowane zostały wpierw wszystkie straty energii na luminescencję i promieniowanie cieplne. Ujemny współczynnik absorpcji jest możliwy, gdy liczba drobin na wyższym poziomie energetycznym jest większa od liczby drobin na poziomie podstawowym, to znaczy

$$\frac{n_2}{g_2} > \frac{n_1}{g_1}, \quad (7)$$

gdzie g_1 i g_2 są wagami statystycznymi poziomu podstawowego i wzbudzonego. Taka sytuacja jest możliwa w warunkach silnego naruszenia stanu równowagi termodynamicznej. Wówczas współczynnik absorpcji jest ujemny, a to znaczy, że energia nie jest pochłaniana przez układ, lecz wydzielana ². Moc pochłania-

² Na marginesie autor pragnie zwrócić tutaj uwagę na następujące zjawisko: wiadomo, że obsada poziomu 2 zależy od temperatury T i od energii poziomów E_2 i E_1 . Stosunek liczby n_2 drobin na poziomie 2 do liczby n_1 drobin na poziomie 1 w stanie równowagi termodynamicznej wynosi

$$\frac{n_2}{n_1} = \exp \left(-\frac{E_2 - E_1}{kT} \right).$$

Jeżeli obliczymy temperaturę z powyższego wzoru, to otrzymamy

$$T = -\frac{E_2 - E_1}{k \ln \frac{n_2}{n_1}}.$$

Licznik w tym wzorze jest zawsze dodatni. Ale dla warunku (7) dodatni jest również mianownik. Dla przypadku $n_2 > n_1$ otrzymujemy tzw. ujemną temperaturę, pojęcie wygodne w niektórych rozważaniach teoretycznych.

nia możemy związać ze współczynnikiem Einsteina B_{12} dla absorpcji w następujący sposób:

$$W = B_{12}u \left(n_1 - \frac{g_1}{g_2} n_2 \right) h\nu. \quad (8)$$

Dla warunku (7)

$$W^{\text{em}} = -W = B_{21}u \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) h\nu, \quad (9)$$

przy $B_{21}g_2 = B_{12}g_1$. Korzystając ze znanego związku między współczynnikami Einsteina dla absorpcji B_{21} i emisji spontanicznej A_{21} :

$$B_{21} = A_{21} \frac{c^3}{8\pi h\nu^2} = \frac{1}{\tau} \frac{c^3}{8\pi h\nu^3},$$

przy czym $1/A_{21} = \tau$ jest średnim czasem życia drobin w stanie wzbudzonym. Zatem moc promieniowania wymuszonego W^{em} zależy od czasu przebywania drobin w stanie wzbudzonym. Jeżeli τ maleje, to W^{em} wzrasta.

W naszych dotychczasowych rozważaniach nie uwzględniano przejść bezpromienistych z poziomu wzbudzonego na poziom podstawowy. Natura tych przejść jest różna i zależy od własności drobin substancji aktywnej oraz od typu oddziaływań wzbudzonych drobin z innymi drobinami. Istnienie przejść bezpromienistych obniża liczbę drobin na poziomie wzbudzonym. W zależności od tego, czy to jest laser dwupoziomowy lub wielopoziomowy, przejścia takie mogą być szkodliwe lub pożyteczne. Ich rola w laserze z poziomem metatrwałym będzie wyjaśniona później. Uwzględnienie tych zjawisk w formalnej teorii laserów nie jest trudne; są jednak sprawy dużo trudniejsze, związane z wyjaśnieniem samego mechanizmu przejść bezpromienistych. Warto tutaj zaznaczyć, że te zjawiska dla laserów gazowych były badane i wykorzystane przez Benneta [13] i Patela [14].

2. Monochromatyzacja pasma luminescencji w rezonatorze

Rozpatrzmy obecnie mechanizm monochromatyzacji pasm luminescencji przez rezonator Fabry-Perot. Przypuśćmy, że światło w rezonatorze nie rozprzestrzenia się w kierunku normalnym do płaszczyzn, lecz tworzy z normalną do nich kąt θ . Wówczas dla współczynnika absorpcji mamy wyrażenie

$$k = - \left(\frac{\cos \theta}{l} \ln \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2}} + \rho \right) = k(\theta). \quad (10)$$

Dla granicznego przypadku $\theta = \frac{\pi}{2}$ straty promieniowania wymuszonego są najmniejsze, a próg generacji jest wówczas najniższy.

Autorzy pracy [9] pokazali, że rezultaty (6) i (10) wynikają również z równań Maxwella przy interferencyjnym warunku

$$\frac{2nlv}{c} \cos \theta = m, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (11)$$

gdzie n — współczynnik załamania światła. Ten interferencyjny warunek jest odpowiedzialny za formowanie konturu linii widmowej promieniowania wymuszonego. Przy zadanych l i ν , wartości kąta θ są ograniczone. Ścisłej — dla różnych częstości promieniowania, różne są wartości θ , przy których straty są minimalne, a gęstość promieniowania maksymalna. Z (1) i (10) otrzymuje się

$$\frac{k(\theta_1)}{k_0(\nu_1)} = \frac{k(\theta_2)}{k_0(\nu_2)} = \dots = \frac{k(\theta_i)}{k_0(\nu_i)}. \quad (12)$$

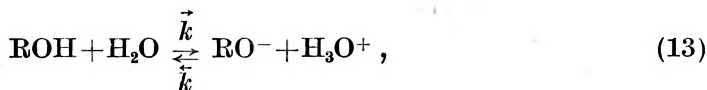
Z powyższego widzimy, że dla danego kąta θ w rezonatorze Fabry-Perot mogą rozprzestrzeniać się fale o ściśle określonej częstości ν . Dzięki tej własności rezonatora Fabry-Perot otrzymujemy wiązkę silnie zmonochromatyzowaną, której szerokość połówkowa jest znacznie mniejsza od szerokości naturalnej linii. Na przykład, według danych [15] dla linii $\lambda = 1,1523 \mu$ He w układzie Ne + He szerokość połówkowa linii rezonatora jest $\Delta\nu_c \approx 1$ MHz, natomiast naturalna szerokość $\Delta\nu_n \approx 70$ MHz.

3. Nowe typy laserów

Zasada działania laserów impulsowych (rubinowych) i gazowych opisana została w artykule Gabły (p. notka 1). W pracy zaś [15] szczegółowo zostały rozpatrzone problemy natury teoretycznej i praktycznej związane z generacją promieniowania w gazach. Dlatego nie będziemy jeszcze raz wracać do tych zagadnień. Opiszemy tylko propozycje i lasery nowych typów.

Nowy typ lasera został zaproponowany przez Derkaczową [5], w którym do inwersji obsadzeń poziomów energetycznych można wykorzystać istnienie różnych stałych dysocjacji drobin na poziomie wzbudzonym. Zmianę stałych dysocjacji drobin na poziomie wzbudzonym badali Förster [16], Weller [17], Derkaczowa [18] oraz Kukubun [19] i wyznaczyli prędkości reakcji protolitycznych dla takich drobin, jak naftole, akrydany itp. Dla naftoli stałe dysocjacji w stanie podstawowym i wzbudzonym różnią się o 7 rzędów wielkości. Reakcje te zachodzą w wodnych roztworach i przebiegają według

schematu



gdzie \vec{k} i \tilde{k} — stałe prędkości reakcji prostej i odwrotnej.

Zanik liczby drobin w czasie na poziomach opisywany jest za pomocą układu równań:

$$\begin{aligned} \frac{dN_2}{dt} &= \alpha N \tilde{k}^* - N_2 \tilde{k} c - \frac{N_2}{\tau}, \\ \frac{dN_1}{dt} &= N \vec{k} - N_1 \tilde{k} c + \frac{N_2}{\tau}, \end{aligned} \quad (14)$$

gdzie N oznacza liczbę drobin ROH w stanie podstawowym, a αN — ich część w stanie wzbudzonym; τ jest średnim czasem życia jonu RO^- w stanie wzbudzonym, k i k^* — stałe prędkości reakcji w stanie podstawowym i wzbudzonym, c — stężenie H_3O^+ .

Dla procesu stacjonarnego różnica obsadzeń poziomów będzie równa

$$N_2 - N_1 = N \left[\frac{\alpha \tilde{k}^*}{1 + \tau \tilde{k}^* c} \left(1 - \frac{1}{\tau \tilde{k} c} \right) - \frac{\vec{k}}{\tilde{k} c} \right], \quad (15)$$

a emitowana moc promieniowania wymuszonego, zgodnie z (8)

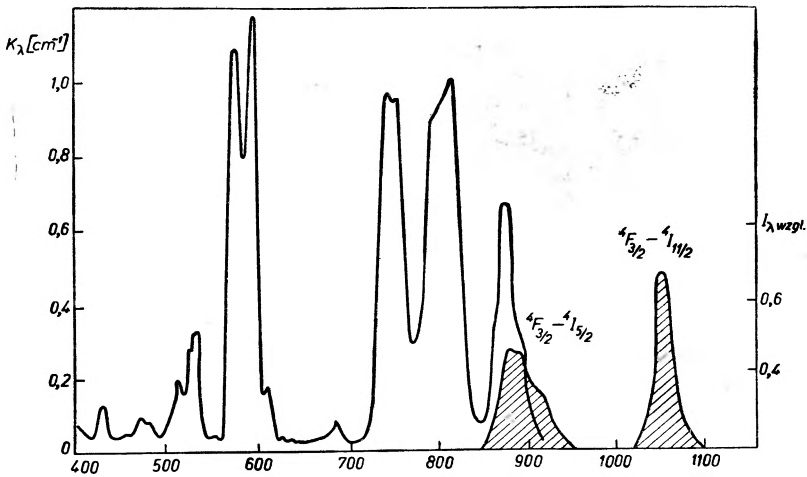
$$W^{\text{em}} = B_{21}(N_2 - N_1) h\nu. \quad (16)$$

Biorąc pod uwagę (7) stwierdzamy, że warunkiem generacji jest, aby $N_2 - N_1 > 0$, a to zachodzi, jeżeli $\tau \tilde{k} c > 1$ i $\alpha > 1$, co osiągamy tylko przy dużym natężeniu światła wzbudzającego luminescencję. Na podstawie danych dla β -naftoli: $\vec{k} = 10^7 \text{ sek}^{-1}$, $\tilde{k}^* = 10^9 \text{ sek}^{-1}$, $\tilde{k} = 1 \text{ sek}^{-1}$, $\tilde{k} c = 10^9 \text{ sek}^{-1}$, $\tau = 10^{-8} \text{ sek}$, widzimy, że warunkiem by generacja miała miejsce, musi być $\alpha > 10^{-7}$. Wówczas użyteczne wzmocnienie dla linii $\lambda = 4200 \text{ \AA}$ wynosi 0,001 na jeden centymetr. Aby to osiągnąć, należy użyć do wzbudzenia impulsowych lamp, których energia przekracza wartość 10^{-2} dżula w ciągu 10^{-8} sek , a to jest zupełnie realne.

Z niecierpliwością oczekuje się więc dalszych doniesień o zbudowaniu i pracy ciekłego lasera, którego substancją roboczą będzie naftol lub inna substancja. Byłby to jeden z pierwszych laserów pracujący na bardzo krótkiej długości fali (4200 Å). Wydaje się, że lasery, których ciałem aktywnym będą drobin organiczne wprowadzone do ciekłego rozpuszczalnika, pracujące w temperaturach pokojowych lub niższych (np. ciekłego azotu), oraz ich roztwory polimerów, pozwolą w łatwiejszy sposób przesunąć granicę roboczej długości fali z czerwieni do dziedziny widzialnej lub nadfioletu. Wówczas stałyby się bardzo interesującym narzędziem badawczym w fizyce molekularnej.

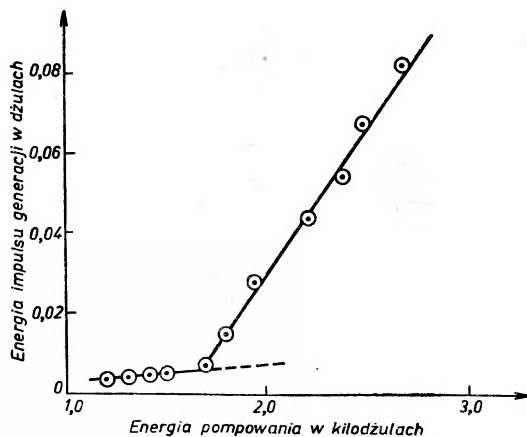
Oprócz wyżej proponowanego lasera ciekłego, laser innego typu zbudowany został przez autorów pracy [4]. Roztwór benzoilooctanu europowego w miesza-

ninie etanolu i metanolu w stosunku 3:1 ochłodzone do temperatury 100—150°K w specjalnych cylindrach kwarcowych, zamkniętych kwarcowymi tłokami, które przy zmianie objętości cieczy mogły swobodnie przesuwac się wzdłuż cylindra. Średnica cylindra wynosiła 4 mm, zaś długość około 5 cm. Wewnętrzne powierzchnie tłoków pokryte były dielektrykiem, stanowiącym zwierciadła dla padających fal. Kuweta umieszczona była w lampie spiralnej, chłodzonej azotem. Otrzymano dwie linie: 6131 i 6150 Å, a ich szerokości 8 i 20 Å odpowiadające przejściom dipola 5D_0 — 7F_2 . Czas życia luminescencji Eu^{3+} w stanie wzbudzonym wynosił $5 \cdot 10^{-4}$ sek. Pasma absorpcji położone było w okolicy 4000 Å.



Rys. 2. Widmo absorpcji i luminescencji (zakreskowane) szkła aktywowanego neodymem (Nd^{3+}) o stężeniu 2%. Dane z pracy [2]

Jony metali ziem rzadkich zostały również wprowadzone do różnego typu szkieł [1, 2] o kształcie cienkiego (średnica 0,1—1 mm) włókna szklanego, otoczonego walcem szklanym, o współczynniku załamania nieco mniejszym od współczynnika załamania włóknistego rdzenia. W pracy [2] długość rdzenia wynosiła 7 cm. Aktywatorem (substancją aktywną) był neodym (Nd^{3+}) o stężeniu 4%. Najlepszym materiałem okazało się barowe szkło kronowe zawierające 0,005% żelaza i 0,5% cezu. Widma Nd^{3+} pokazane zostały na rys. 2. Dodanie cezu utrudniało poczernianie szkła pod działaniem promieniowania ultrafioletowego. Równoległość czołowych posrebrzanych powierzchni zachowano z dokładnością $10''$, a powierzchnie szlifowano z dokładnością do 0,1 długości fali widzialnego światła. Płaszczyzna czołowa na jednym z końców była półprzezroczysta. Układ wzbudzano spiralną lampą ksenonową, zasilaną baterią kondensatorów 500 μF przy napięciu zasilającym 4 kV. Generacja uzyskana została na przejściach ${}^4F_{3/2}$ — ${}^4I_{9/2}$ (0,9 μ) i ${}^4F_{3/2}$ — ${}^4I_{11/2}$ (1,06 μ). Widmo wymuszonego promieniowania posiadało złożoną, nie wyjaśnioną dotąd struk-



Rys. 3. Zależność całkowitej energii wymuszonego promieniowania od energii pompowania. Dane z pracy [2]

ture. Moc wymuszonego promieniowania zależała od średnicy rdzenia oraz od energii pompowania (rys. 3).

Ostatnie dwa typy laserów charakteryzują się bardzo prostymi własnościami technologicznymi, prostą obróbką i wykonaniem.

4. Rola poziomu metatrwałego w laserach organicznych

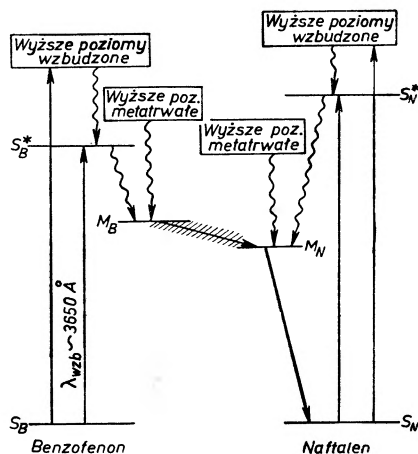
Należy na samym początku zastrzec się, iż nazwa laser organiczny użyta tutaj jest niezbyt szczęśliwa. Chodzi jednak o to, że substancją aktywną w takim laserze są drobiny organiczne. O takich laserach, oprócz wspomnianych wyżej typów, doniesiono trochę wcześniej w pracach [20, 21]. Autorzy tych prac wykorzystali poziom metatrwały drobiny do uzyskania inwersji obsadzeń poziomów energetycznych. W pracy [22] zakomunikowano o laserze, w którym wykorzystana została migracja energii wzbudzenia między poziomami metatrwałymi (tzw. sensybilizowana fosforescencja) dwóch różnych drobin, odkryta przez Terenina i Jermolajewa [23].

Nowe zjawiska optyczne, które obserwuje się w drobinie, dzięki istnieniu poziomu metatrwałego oraz zagadnienia migracji energii wzbudzenia między poziomami, były bardzo szeroko opisywane w poprzednim artykule autora [24]. Dlatego zjawisko sensybilizowanej fosforescencji zostanie tutaj tylko naszkicowane.

Warunkiem migracji elektronowej energii wzbudzenia jest nakładanie się widm luminescencji donora na widmo absorpcji akceptora energii³. Na rys. 4 mamy schematycznie przedstawione stosunki energetyczne dla układu

³ W pracy [24] wyraźnie zaznaczono, iż migracja elektronowej energii wzbudzenia między poziomami S_D^* donora i S_A^* akceptora różni się od migracji energii między poziomami metatrwałymi. Z doświadczeń wiadomo, że poziomy S^* są singletowe, natomiast poziomy metatrwałe — trypletowe. Migracja elektronowej energii wzbudzenia między poziomami metatrwałymi jest możliwa, jeśli spełnione jest prawo Wignera: suma spinów układu akceptor-donor nie ulega zmianie podczas aktu migracji energii.

benzofenon-naftalen, zamrożonego do temperatury 77°K , zaś na rys. 5 widma emisji naftalenu z pracy [30]. Poziom metatrwały benzofenonu (donora energii) położony jest wyżej od poziomu metatrwałego naftalenu (akceptor energii), dzięki czemu istnieje możliwość migracji energii z M_B do M_N . Jeżeli zatem wzbudzimy benzofenon lampą rtęciową $\lambda \sim 3650 \text{ \AA}$ do pierwszego jego poziomu S_B^* , to po przejściu elektronu z S_B^* do M_B (to przejście jest bezpromienne) nastąpi migracja energii z M_B do M_N , w wyniku czego obserwujemy fluorescencję długotrwałą naftalenu, odpowiadającą przejściu $M_N \rightarrow S_N$. Aby zwiększyć obsadę poziomu M_N , autorzy pracy [27] wzbudzali układ ultrafioletowym światłem lampy rtęciowej. Dzięki temu obsada poziomu M_N odbywała się dwoma kanałami: $S_B^* \rightarrow M_B \rightarrow M_N$ oraz $S_N^* \rightarrow M_N$. Przy silnym wzbudzeniu

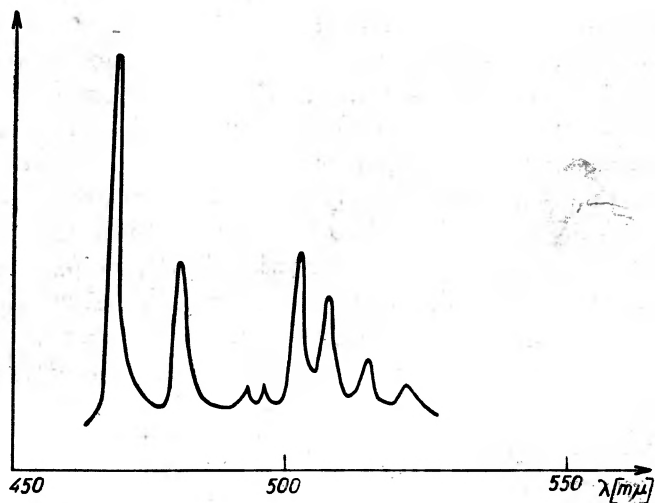


Rys. 4

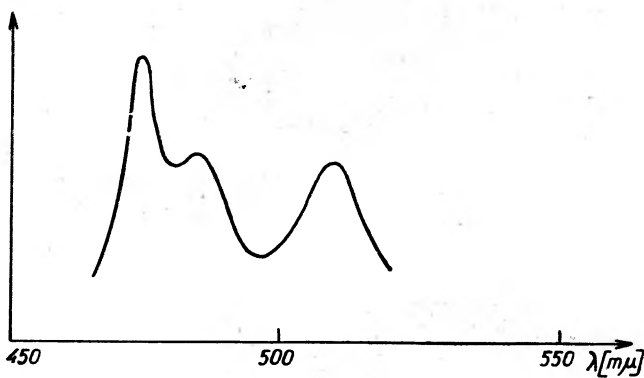
dzeniu światłem nie filtrowanym, uzyskano nasycenie obsadzeń poziomu M_N oraz obserwowano wymuszone promieniowanie spójne, które było rezultatem przejść $M_N \rightarrow S_N$.

Wydaje się, że inwersję obsadzeń poziomu można ułatwić jeszcze innym sposobem. Otóż z cytowanej pracy autora [24] wynika, że substancje diamagnetyczne zwiększają prawdopodobieństwo przejścia bezpromienistego $S^* \rightarrow M$. Jeżeli to będą słabe wygaszacze dla poziomu S^* , to dzięki wprowadzeniu takiej substancji diamagnetycznej (np. jony soli neutralnych lub związku aromatyczne zawierające chlorowce) do aktywnego roztworu, powinno otrzymać się powiększenie obsady poziomu metatrwałego M , a tym samym obniżenie progu generacji. Ten problem rozpatrywany jest w pracy [25].

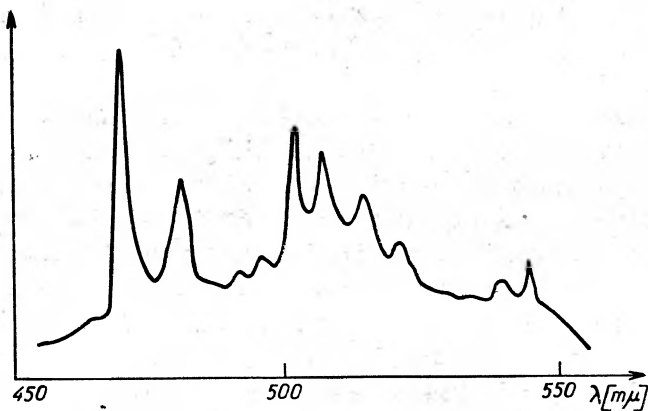
Należy tutaj podkreślić fakt, iż wszystkie subtelne zabiegi prowadzące do obniżenia progu generacji w praktyce laserowej są bardzo ważne. W badanych dotąd zjawiskach można było te subtelności nieraz pomijać, jako mniej istotne. Obecnie jednak zachodzi potrzeba ich dokładniejszego zbadania. Znaczenie takich subtelnych zabiegów podkreślono już w pracy [15].



a



b



c

Rys. 5. Widmo fluorescencji długotrwałej naftalenu: *a* — monokryształy naftalenu z domieszką benzofenonu (0,2%); *b* — monokryształy naftalenu z domieszką benzofenonu (0,5%); *c* — kryształy benzofenonu z domieszką naftalenu (0,05%); $\lambda_{wzb} = 3650 \text{ \AA}$. Dane z pracy [30]

Zakończenie

Krótki przegląd niektórych ostatnich prac w fizyce laserów, przedstawiony w niniejszym artykule, wskazuje na potrzebę dalszych badań optycznych własności drobin. Należy tu mieć na myśli pogłębienie badań mechanizmu promienistych i bezpromienistych przejść elektronowych i innych sposobów dezaktywacji wzbudzonych drobin oraz badanie struktury ich poziomów energetycznych w różnego typu rozpuszczalnikach, jak ciecze, polimery, szkła. Wiele informacji uzyskamy badając niewyjaśnioną strukturę widma promienionowania wymuszonego. Do tego jednak potrzebne jest dalsze rozwijanie teorii generacji drgań (teoria rezonatora i teoria własności optycznych aktywnej substancji).

Obecnie już istnieją lasery półprzewodnikowe. Osiągnięcia w tej dziedzinie opisane zostały w [26]. Szczegółowo pod tym względem są badane własności arsenku galu GaAs. W pracy [27] proponuje się np. wykorzystanie przejść pasmo-akceptor i donor-akceptor do generacji drgań w półprzewodniku typu n w GaAs.

W pracy [28] doniesiono o skonstruowaniu lasera przemysłowego, pracującego na rubinie. Przegląd laserów obecnie pracujących znajdzie czytelnik w krótkim opisie w pracy [29].

Być może, iż niedługo dowiemy się o laserze pracującym w obszarze promienionowania γ , emitowanego przez wzbudzone jądra atomowe.

Literatura

- [1] E. Snitzer, *Phys. Rev. Letters*, **7**, 444 (1961).
- [2] P. P. Feofilow, A. M. Boncz-Bruewicz, W. W. Wargin, Ya. A. Imas, G. O. Karepetian, Ya. E. Kriss, M. N. Tolstoj, *Izw. Akad. Nauk ZSRR*, **27**, 466 (1963).
- [3] P. P. Sorokin, M. J. Stevenson, *Advances in Quantum Electronics*, Columbia Univ. Press, 1961.
- [4] A. Lempicki, H. Samelson, *Phys. Letters*, **4**, 133 (1963).
- [5] L. D. Derkaczowa, *Opt. i Spekt.*, **15**, 138 (1963).
- [6] A. G. Foy, T. Li, *Bell Syst. tech. J.*, **40**, 453 (1961).
- [7] G. D. Boyd, J. P. Gordon, *Bell Syst. tech. J.*, **40**, 1347 (1962).
- [8] G. D. Boyd, H. Kogelnik, D. J. Brangaccio, D. R. Herriot, *J. appl. Phys.*, **33**, 743 (1962).
- [9] B. J. Stepanow, A. M. Gonczarenko, A. P. Iwanow, A. M. Samson, B. A. Sotskij, A. P. Chapeljuk, *Izw. Akad. Nauk ZSRR*, **27**, 460 (1963).
- [10] L. J. Broer, *Phys. Letters*, **4**, 65 (1963).
- [11] A. Einstein, *Phys. Z.*, **18**, 121 (1917).
- [12] B. I. Stepanow, *Dokl. Akad. Nauk ZSRR*, **5**, 489 (1961).
- [13] W. R. Bennet, Jr., *Advances in Quantum Electronics*, Columbia Univ. Press, 1961.
- [14] C. K. N. Petel, *J. appl. Phys.*, **33**, 3194 (1962).
- [15] W. R. Bennet, Jr., *appl. Opt.*, Supl. nr 1, 24 (1962), tłumaczenie rosyjskie: *Usp. Fiz. Nauk*, **81**, 119 (1963).
- [16] Th. Förster, *Z. Elektrochem.*, **54**, 531 (1950).
- [17] A. Weller, *Z. phys. Chem.*, **3**, 238 (1955).

- [18] L. D. Derkaczowa, *Opt. i Spekr.*, **9**, 209 (1960).
- [19] H. Kukubun, *Z. Elektrochem.*, **62**, 599 (1958).
- [20] S. T. Rautian, I. I. Sobelman, *Opt. i Spekr.*, **10**, 134 (1961).
- [21] E. G. Brock, E. Csasicinsky, E. Hormants, H. C. Neddermants, D. Stirpe, F. Unterleiner, *J. chem. Phys.*, **35**, 759 (1961).
- [22] D. J. Morantz, B. G. White, A. J. Wright, *Phys. Rev. Letters*, **8**, 83 (1962).
- [23] A. N. Terenin, W. L. Jermolajew, *Dokl. Akad. Nauk ZSRR*, **85**, 547 (1952), *Trans. Faraday Soc.*, **52**, 1042 (1956).
- [24] J. Głowacki, *Postepy Fizyki*, **13**, 43 (1962).
- [25] J. Głowacki, *Acta phys. Polon.*, **25**, 301 (1964).
- [26] L. Bernard, *Electron. News*, **8**, 12 (1963).
- [27] J. Callaway, *J. Phys. Chem. Solids*, **24**, 1063 (1963).
- [28] *Brit. Commun. and Electronics*, **10**, 233 (1963).
- [29] J. M. Burch, *J. Sci. Instrum.*, **40**, 147 (1963).
- [30] J. W. Nabojskin, S. W. Sidorow, A. A. Awdejenko, *Izw. Akad. Nauk ZSRR*, **27**, 527 (1963).

Roman Stanisław Ingarden

Uniwersytet Wrocławski
Instytut Fizyki PAN
Wrocław

Teoria informacji i termodynamika maserów *

1. Demon Maxwella

W 1871 r. ogłosił Maxwell swoją znaną monografię o teorii ciepła [1]. W przedostatnim paragrafie tej książki zatytułowanym *Ograniczenie drugiej zasady termodynamiki* czytamy (str. 328, w wyd. niemieckim str. 374): „Jednym z najlepiej ugruntowanych faktów termodynamiki jest to, że w układzie zamkniętym w nieściśliwej i nieprzepuszczalnej dla ciepła osłonie, w którym temperatura i ciśnienie mają wszędzie te same wartości, nie jest możliwe wywołanie różnic temperatur lub ciśnienia bez wykonania pracy. Jest to druga zasada termodynamiki. Niewątpliwie jest ona słuszna tak długo jak długo mamy do czynienia z ciałami o większych masach i nie możemy obserwować poszczególnych molekuł, z których ta masa się składa, oraz działać na nie. Jeżeli natomiast wyobrazimy sobie istotę, której zdolności są tak wyostrzone, że może śledzić każdą molekułę w jej ruchu, to istota taka (której zdolności byłyby jednak istotnie skończone jak nasze) mogłaby dokonywać tego, czego obecnie robić nie możemy. Widzieliśmy, że w naczyniu z powietrzem o wyrównanej temperaturze molekuły poruszają się z różnymi prędkościami, chociaż średnia szybkość każdej większej dowolnie wybranej ich ilości jest wszędzie ta sama. Pomyślmy sobie teraz, że naczynie zostało podzielone na dwie części, *A* i *B*, przy pomocy ścianki, w której znajduje się mały otworek. Przypuśćmy, że istota, która może widzieć poszczególne molekuły, otwiera i zamyka ten otworek w ten sposób, aby umożliwić tylko szybciej poruszającym się molekułom przejście od *A* do *B*, a tylko wolniejszym od *B* do *A*. Istota taka zwiększy więc temperaturę w *B*, a zmniejszy w *A*, bez wykonania pracy, wbrew drugiej zasadzie termodynamiki.“

W ten sposób pojawił się w literaturze naukowej tzw. paradoks „demonia“ Maxwella. Paradoks polega na tym, że wskazany jest mechanizm podważenia

* Artykuł niniejszy jest rozszerzonym tekstem odczytu plenarnego pt. *Teoria informacji i podstawy termodynamiki statystycznej* wygłoszonego na XVIII Zjeździe Fizyków Polskich w Katowicach dnia 14 września 1963 r. i następnie powtórnego w nieco zmienionej postaci pt. *Termodynamika maserów* na posiedzeniu Oddziału Poznańskiego Polskiego Towarzystwa Fizycznego w Poznaniu dnia 18 października 1963 r.

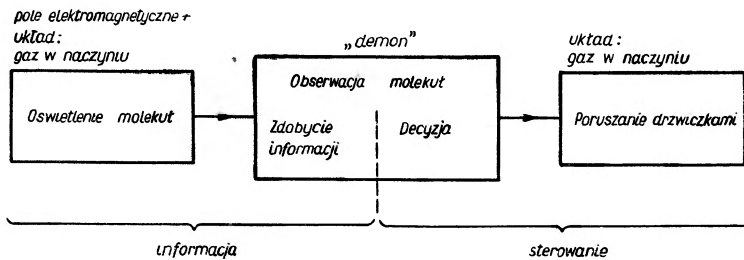
drugiej zasady termodynamiki w sposób ciągły, co pozwoliłoby (choć na razie tylko przy pomocy tzw. eksperymentu myślowego) skonstruować *perpetuum mobile* drugiego rodzaju, tj. maszynę wykonywającą pracę kosztem ciepła nagromadzonego w ciałach i startującą ze stanu równowagi termodynamicznej. Ograniczenie ważności drugiej zasady termodynamiki nie polega tu tylko na chwilowych odchyleniach od średnich wartości (fluktuacjach), na które zwrócił uwagę Smoluchowski. Fluktuacje, choć mogą być dowolnie wielkie, nie naruszają średniej wartości i ich istnienie wiąże się z samym pojęciem prawdopodobieństwa. Proces sortowania molekuł dokonywany przez „demoną“, chociaż zakłada istnienie fluktuacji prędkości molekuł, prowadzi nadto do trwałej zmiany średnich prędkości obserwowanych jako temperatura gazu. Paradoksem Maxwella zajmowało się kilka pokoleń fizyków, m. in. także Smoluchowski, [2, 3, 4], który zwrócił uwagę na wpływ fluktuacji termicznych na same drzwiczki rozdzielające części *A* i *B* w eksperymencie Maxwella. (Z powodu braku miejsca nie możemy tu przedstawić bardzo interesującej historii dyskusji na temat paradoksu Maxwella; można ją znaleźć np. w książce Brillouina [5], Rozdział 13.) Smoluchowski jednak sam przyznaje, że paradoksu do końca nie rozwiązał, pisze bowiem, ([3], str. 397 wydania zbiorowego): „Czy ... rzeczywiste istoty żywe mogą trwale, a przynajmniej w sposób regularny, wykonywać pracę kosztem ciepła o niższej temperaturze, wydaje się wprost wątpliwe (*wohl recht zweifelhaft*), ale nasza niewiedza procesów życiowych wyklucza zdecydowaną odpowiedź. Jednakże te ostatnie pytania wyprowadzają nas już poza ramy właściwej fizyki ...“ Jak widzimy, Smoluchowski sugerował, że rozwiązanie problemu należy szukać w dziedzinie badań procesów życiowych, z punktu widzenia fizyki niezwykle skomplikowanych, a więc nie rokujących szybkiej odpowiedzi. Być może ta opinia, z uwagi na ogromny i zasłużony autorytet Smoluchowskiego, wpłynęła na zwolnienie tempa poszukiwań w dziedzinie samej fizyki i przyczyniła się do tego, że gdy rozwiązanie, niezmiernie proste, zostało znalezione w 1928 r., upłynęło przeszło 20 lat zanim zrozumiano jego znaczenie i że do tego zrozumienia potrzebne były silne impulsy z zupełnie innej strony (mianowicie ze strony nowoczesnej telekomunikacji, jak to zobaczymy poniżej).

2. Rozwiązanie Szilarda

Wspomniane rozwiązanie paradoksu Maxwella zawarte jest w pracy Leona Szilarda [6] zatytułowanej *O zmniejszeniu entropii w układzie termodynamicznym przy wkroczeniu inteligentnej istoty (Über die Entropieverminderung in einer thermodynamischer System bei Eingriffen intelligenter Wesen)*. Zacytowałem ten tytuł *in extenso*, aby pokazać, że mimo woli sam Szilard poddaje się wpływowi, który zamierza zwalczyć. Po przytoczeniu bowiem zacytowanych wyżej słów Smoluchowskiego pisze Szilard we wstępie do swojej pracy: „Wydaje

się, że nasza nieznajomość procesów życiowych nie może przeszkodzić w rozpoznaniu tego, co jest tutaj, według mego zdania, istotne. Możemy być bowiem pewni, że inteligentne istoty, o ile chodzi o ich wkraczanie w układ termodynamiczny, można zastąpić przez nieożywione urządzenia (podkreślenie moje — R.S.I.), których „procesy życiowe“ dają się śledzić tak, że można ustalić, czy przy tym rzeczywiście występuje kompensacja zmniejszania entropii, która jest wywołane wmięszaniem się urządzenia w układ.“

Z powodu braku miejsca znowu nie możemy oddać tu bardzo interesujących i przenikliwych oryginalnych rozumowań Szilarda (dla ich przedstawienia p. także [5], Rozdz. 13, § 6; nie darmo okazał się Szilard później jednym z najbystrzejszych teoretyków pracujących przy budowie bomby atomowej,



Rys. 1. Schemat ideowy procesu Maxwella

której był faktycznym inicjatorem). Podamy jedynie wynik Szilarda w zupełnie nowoczesnym ujęciu opartym głównie na sformułowaniach Brillouina [7], [8] p. także [5], Rozdz. 13, i Wienera [9].

Proces, o którym mowa w rozumowaniu Maxwella, można podzielić schematycznie na trzy fazy (Brillouin) albo dwie zasadnicze części składowe (Wiener) (rys. 1).

1. Oświetlenie molekul: Do oświetlenia molekul w celu ich obserwacji może być użyte jedynie światło (promieniowanie elektromagnetyczne¹ nie znajdujące się w równowadze termodynamicznej z układem. W wypadku równowagi otrzymamy bowiem rozkład Plancka promieniowania ciała czarnego, który nie daje żadnej innej informacji o układzie oprócz jego temperatury. Użyte pole musi być dalekozasięgowe (jak promieniowanie elektromagnetyczne), gdyż użycie pól krótkozasięgowych (jak elektrostatycznych, Van der Waalsa, mezonowych itp.) nie dałoby nam dostatecznie długiego czasu na to, by praca otwierania i zamykania drzwiczek mogła być zaniechywalna.

¹ Aby doświadczenie było możliwe długość fali tego promieniowania musiałaby leżeć w dziedzinie rentgenowskiej, co nastęrcza liczne trudności, od których jednak abstrahujemy w naszym „eksperymentie myślowym“.

2. Obserwacja molekuł: Proces obserwacji molekuł może polegać np. na rejestracji rozpraszania rayleighowskiego padającego światła na molekułach oraz na przetworzeniu tego sygnału na „rozkaz“ takiego lub innego ustawienia drzwiczek.

3. Poruszanie drzwiczkami na podstawie sygnałów (rozkazów) otrzymywanych od „demoną“.

Efekty poszczególnych procesów są następujące:

zmniejszenie entropii pola elektromagnetycznego \rightarrow *informacja „demoną“* \rightarrow (1)
 \rightarrow *zmniejszenie entropii gazu.*

Pierwszy proces dokonuje się w układzie: pole elektromagnetyczne + gaz w naczyniu, drugi, że się tak wyrazimy, „w duszy demoną“ (owa „dusza“ może być jednak zastąpiona, i to z lepszym powodzeniem, przez automat elektroniczny w zasadzie tego rodzaju jak automaty kierujące ogniem dział przeciwlotniczych), trzeci zaś znowu w układzie gazu i jego osłony. Widzimy, że cała trudność polega na przeskoczeniu, względnie fizycznej interpretacji, owego rzekomo „psychologicznie“ ogniwa w środku. Otóż wynik Szilarda da się w prosty sposób zapisać następującym równaniem zastępującym związek (1):

zmniejszenie entropii światła = *informacja demoną* = *zmniejszenie entropii gazu* (2)

Widzimy, że równanie (2) restytuuje jakgdyby termodynamikę w jej prawach, które obecnie rozciągają się nie tylko na „zwyczajne“ procesy fizyczne, ale także na procesy o charakterze, jakby się można wyrazić, „psychologicznym“. Stało się to dzięki temu, że Szilard (na podstawie analizy prostych przykładów) doszedł do wniosku, że

$$\text{entropia} = \text{informacja} . \quad (3)$$

Związek taki tkwił już właściwie *implicite* w zacytowanym na wstępie wyjątku z dzieła Maxwella. Szilard wyraził to w zdaniu: „Wykonanie pomiaru jest zasadniczo związane ze ściśle określoną średnią produkcją entropii (*Entropieerzeugung*)“ [6].

3. Pojęcie informacji według Shannona

W tym miejscu napotykamy na pewną trudność związaną ze znakiem w równaniu (3). Z zacytowanego ostatnio zdania Szilarda wynika, że winien to być znak +, jak napisaliśmy w (3). Ze sformułowania jednak (2), gdzie zmniejszenie entropii światła związane jest ze zwiększeniem informacji demoną, należałoby raczej wnosić, że

$$\text{informacja} = - \text{entropia} . \quad (4)$$

Na stanowisku (4) stoi np. Brillouin i nazywa informację negentropią [5] a także Rothstein [10, 11]. Sprawa ta jednak ma w gruncie rzeczy charakter

konwencjonalny i zależy od punktu widzenia. Istotnie, pojęcie informacji jest nowym pojęciem dopiero przez nas definiowanym i możemy go równie dobrze określić według (3) jak i według (4). Jakie różnice w interpretacji pojęcia to za sobą zaraz zobaczymy.

Claude Shannon, twórca właściwej teorii informacji [12], nie znał pracy Szilarda i w swych koncepcjach wychodził z zupełnie innego materiału konkretnego. Jako matematyk, uczeń Wienera, pracujący w laboratorium firmy Bell Telephone pragnął udoskonalić matematyczną teorię przekazywania informacji przez telefon, telegraf, radio itp. zapoczątkowaną przez Hartleya [13] mniej więcej równocześnie z pracą Szilarda. Praca Shannona nosi też tytuł *Matematyczna teoria łączności (Mathematical Theory of Communication)*. Shannon rozumie informację jako miarę niepewności co do wyniku pomiaru (oczywiście przed pomiarem), jeśli znamy prawdopodobieństwa p_i poszczególnych i -tych wyników ($i = 1, \dots, n$, n może być przy tym skończone lub nieskończone; owym „pomiarem“ może być w szczególności odczytywanie telegramu słuchanie sygnałów telefonicznych, radiowych itp.). Miarę tę definiuje Shannon przy pomocy znanego wzoru Boltzmana z mechaniki statystycznej

$$I = - \sum_{i=1}^n p_i \log p_i . \quad (5)$$

Wzór (5) różni się od oryginalnego wzoru na entropię, używanego w mechanice statystycznej, jedynie multiplikatywną dodatnią stałą k :

$$H = -k \sum_{i=1}^n p_i \log p_i \quad (6)$$

(w mechanice statystycznej k — stała Boltzmana, p_i — prawdopodobieństwo obsadzenia i -tego stanu energii). A więc, można powiedzieć, że k jest jednostką informacji. Liczbowo stałą tę można przenieść na podstawę logarytmów i Shannon użył w swych pracach podstawy równej 2 (więc $k = \log 2$, jeśli symbol \log rozumiemy jako logarytm naturalny), co jest szczególnie wygodne w urządzeniach elektronicznych, np. w maszynach matematycznych. Tę jednostkę informacji nazwano później *bitem* jako skrót od angielskiego *binary unit*. Przy $k = 1$ mówi się analogicznie o *nitach* od *natural unit*.

Dla przykładu zastosujemy wzór (5) do ogólnie znanej gry w „orla i reszkę“ ($n = 2$). Uwzględniając, że

$$\sum_{i=1}^n p_i = 1, \quad p_i \geq 0 \quad (i = 1, \dots, n), \quad (7)$$

otrzymamy w tym przypadku z (5)

$$I = -p \log p - (1-p) \log (1-p), \quad (8)$$

gdzie $p_1 = p$, $p_2 = 1 - p$. Z warunku na ekstremum

$$\frac{dI}{dp} = \log \frac{1-p}{p} = 0 \quad (9)$$

otrzymujemy $p = \frac{1}{2} = p_1 = p_2$, tj. jednorodny rozkład prawdopodobieństwa. Wówczas I jest maksymalne i wynosi, jak widać z (8),

$$I_{max} = \log 2. \quad (10)$$

Z uwagi na drugi warunek (7) minimalną wartość na I otrzymamy dla dwóch przypadków:

$$p_1 = 0, p_2 = 1 \quad \text{albo} \quad p_1 = 1, p_2 = 0, \quad (11)$$

kiedy

$$I_{min} = 0. \quad (12)$$

Przypadki (10) odpowiadają sytuacjom, w których z góry znamy wynik pomiaru (rzutu), a więc, gdy np. moneta jest obciążona jednostronnie i ma kształt zbliżony do zabawki *Wańka-Wstańka*. Przy okazji zauważamy, że

$$I(p_1, p_2) = I(p_2, p_1), \quad (13)$$

tj. że informacja nie zależy od numeracji wyników pomiaru i jest funkcją symetryczną prawdopodobieństw.

W powyższym przykładzie jest widoczne, że maksimum informacji odpowiada maksymalnej niepewności przed pomiarem, a minimum informacji odpowiada minimum niepewności (kiedy informacja uzyskana znika, bo wszystko już wiedzieliśmy przed pomiarem). To samo jest słuszne dla dowolnego n , kiedy otrzymujemy

$$I_{max} = \log n, \quad I_{min} = 0. \quad (14)$$

Można powiedzieć, że niepewność przed pomiarem odpowiada pewności po pomiarze, która wiąże się z uzyskaną informacją, jednak twierdzenie to można rozumieć jedynie umownie, gdyż po pomiarze pewność jest już absolutna i nie można jej mierzyć różnymi jej „stopniami“.

Informacja Shannona (5) jest uogólnieniem informacji Hartleya [13]. Tę ostatnią określił Hartley dla następującego zagadnienia: należy podać „pojemność informacyjną“ telegramu (listu, tekstu, rozmowy itp.), w którym użyto alfabetu złożonego z N znaków M -krotnie (tzn., że telegram składa się z M liter pewnego alfabetu). Liczba możliwych kombinacji jest $n = N^M$ i tę wielkość można by uznać za pojemność informacyjną telegramu. Jednakże przeczyłoby to intuicyjnemu rozumieniu informacji, zgodnie z którym informacja w telegramie jest dwukrotnie większa, gdy telegram jest dwukrotnie dłuższy, a nie 4-krotnie większa. Stosownie do tej intuicji Hartley przyjął za miarę informacji

$$I_H = \log n = M \log N. \quad (15)$$

Jest widoczne, że informacja Hartleya odpowiada przypadkowi, kiedy wszystkie kombinacje liter w telegramie uważamy za równie prawdopodobne, a więc, że

$$I_H = I_{max} \quad (16)$$

w sensie Shannona. Nierówne prawdopodobieństwo różnych symboli w sygnale zmniejsza więc informację niesioną przez sygnał i zrozumienie tego faktu było właśnie zasługą Shannona.

Wracając do początku obecnego paragrafu widzimy, że informacja Shannona pokrywa się dokładnie (ewentualnie z dokładnością do jednostki, co w fizyce przyjmujemy za regułę przy porównywaniu różnych wielkości) ze wzorem Szilarda (3), różni się natomiast co do znaku od wzoru Brillouina-Rothsteina (4). Widzieliśmy, że w sensie umownym możemy uważać tę różnicę za odpowiadającą zmianie punktu widzenia sprzed pomiaru na po pomiarze. Boltzmann miał to prawdopodobnie na myśli, gdy pisał, że entropia jest miarą „zagubionych informacji“. Aby nie używać dla informacji wielkości ujemnych, będziemy się w dalszym ciągu posługiwać definicją Szilarda-Shannona (3) i z dokładnością do jednostek będziemy identyfikować informację z entropią. Wzór (14) na I_{max} odpowiada przy tym znanemu wzorowi Clausiusa-Boltzmanna

$$S = H_{max} = k \log W, \quad (17)$$

czyli że „prawdopodobieństwo termodynamiczne“ W jest niczym innym jak ilością n niezależnych, tzw. elementarnych zdarzeń, co pokrywa się z definicją W w mechanice statystycznej. Mamy zatem z (16)

$$S = kI_H. \quad (18)$$

4. Aksjomatyczna definicja informacji

Pisząc o informacji Hartleya I_H wspomnieliśmy o „intuicyjnym rozumieniu informacji“. Przechodzenie od pojęć intuicyjnych do pojęć matematycznych polega na formułowaniu aksjomatów. I to więc, co powiedzieliśmy wyżej w sposób heurystyczny można uściślić metodą aksjomatyczną. Zaczniemy od prostszego przypadku informacji Hartleya [14]. Oprócz addytywności informacji, o której wspomnieliśmy wyżej, założymy też monotoniczność informacji, tj. naturalną własność, że informacja winna rosnać, gdy wielkość n rośnie. Informację Hartleya traktujemy przy tym jako funkcję n . Założymy zatem następujące własności I_H :

$$(A1) \quad I_H(n \cdot m) = I_H(n) + I_H(m) \quad (\text{addytywność}),$$

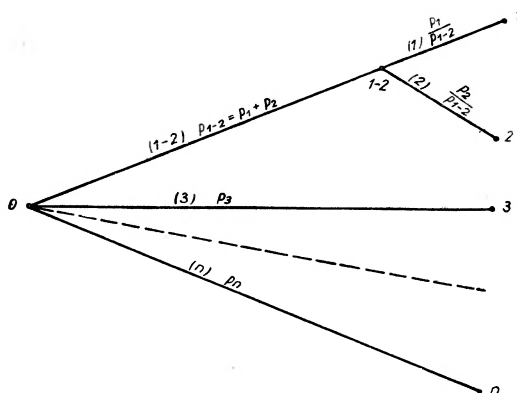
$$(A2) \quad I_H(n) \leq I_H(n+1) \quad (\text{monotoniczność}).$$

Aksjomaty (A1) i (A2) wyznaczają I_H z dokładnością do dodatniej stałej multiplikatywnej ([14], p. także [15]), mianowicie w postaci (18) z I_H danym przez (15) i dlatego będziemy używać w tym przypadku symbolu S . Oznacze-

nie I_H zarezerwujemy sobie dla przypadku znormalizowanego, tj. gdy założymy dodatkowo

$$(A3) \quad I_H(2) = 1. \quad (\text{normalizacja}).$$

Łatwo również uogólnić aksjomatykę informacji na przypadek informacji Shannona, tj. kiedy traktujemy ją nie jako funkcję n , lecz jako funkcję wszystkich p_i ($i = 1, \dots, n$) podlegających warunkom (7) przy dowolnym $n = 1, 2, \dots$ Pierwszą aksjomatykę tego typu podał sam Shannon w [12], następnie zostało opublikowanych kilka innych wariantów tego układu aksjomatów [14, 15,



Rys. 2. Schemat do aksjomatu (B3)

16, 17]. Poniżej podamy aksjomaty wg sformułowania Chinczina-Faddejewa ([15, 16], p. także [14]):

$$(B1) \quad I(\dots, p_i, \dots, p_j, \dots) = I(\dots, p_j, \dots, p_i, \dots) \quad (\text{symetria}),$$

$$(B2) \quad I(p, 1-p) \text{ zależy w sposób ciągły od } p \quad (\text{ciągłość}),$$

$$(B3) \quad I(p_1, p_2, \dots, p_n) = (p_1 + p_2)I\left(\frac{p_1}{p_1 + p_2}, \frac{p_2}{p_1 + p_2}\right) + I(p_1 + p_2, p_3, \dots, p_n) \quad (\text{addytywność}).$$

Jedynie własność (B3) wymaga pewnego komentarza. Chodzi tu mianowicie o specjalny przypadek tzw. prawa stopniowego wyboru (*law of the broken choice*) [5]. Wyobraźmy sobie, że wychodzimy z punktu 0 (rys. 2) i dokonujemy wyboru pomiędzy drogami oznaczonymi (1—2), (3), ..., (n) odpowiednio z prawdopodobieństwami $p_{1-2} = p_1 + p_2, p_2, \dots, p_n$, a następnie po dojściu do punktu 1—2 dokonujemy drugiego wyboru pomiędzy drogami (1) i (2) z prawdopodobieństwami odpowiednio $\frac{p_1}{p_1 + p_2}$ i $\frac{p_2}{p_1 + p_2}$. Informacja związana z pierwszym wyborem jest mniejsza niż informacja związana z wyborem ostatecznym, tj. między punktami 1, 2, 3, ..., n, i jest wyznaczona przez podział prawdopodobieństwa p_{1-2} na części p_1 i p_2 właśnie przy pomocy wzoru (B3), który ma prosty

intuicyjny sens. Zobaczymy później, jak postać wzoru (B3) wynika z ogólnego sformułowania prawa stopniowego wyboru.

Można łatwo pokazać [15, 16, 14], że funkcja $I(p_1, \dots, p_n)$ jest wyznaczona przez (B1)—(B3) z dokładnością do dodatniej stałej multiplikatywnej k , tj. przybiera postać (6). Dlatego w tym ogólnym przypadku będziemy oznaczać informację tradycyjną literą H (duże greckie „eta“, oznaczenie dla entropii używane przez Clausiusa i Boltzmana, ściśle biorąc przez tego ostatniego dla ujemnej entropii). Natomiast literę I zarezerwujemy sobie dla przypadku entropii znormalizowanej, tj. wyrażonej w bitach i spełniającej dodatkowy aksjomat:

$$(B4) \quad I\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) = 1 \quad (\text{normalizacja}).$$

Wydawałoby się, że sprawa aksjomatyzacji informacji może interesować wyłącznie logików i matematyków i ma małe znaczenie dla fizyki i innych „konkretnych nauk“. Jednakże tak bynajmniej nie jest. Fizyk, a także i statystyk „stosowany“, musi być pewien, że pojęcia, których używa, są formalnie poprawne i ściśle. Droga, na której Clausius i Boltzmann doszli do wzoru (17), a potem Boltzman do wzoru (6) obfitowała nie tylko w różne heurystyczne, niezupełnie sprecyzowane, rozumowania, ale także i świadome przybliżenia, jak np. wzór Stirlinga na funkcję silni ważny jedynie dla bardzo dużych argumentów. Z tego względu nie można być pewnym, czy (6) i (17) są ważne także dla małych n (np. dla $n = 2$, jak to robiliśmy wyżej w przykładzie gry w „orła i reszkę“). Zacytowane wyżej aksjomatyczne sformułowania zmniejszają tę niepewność, jednakże jeszcze niezupełnie. Mianowicie oprócz ogólnych własności informacji, które się wyraźnie postulują, przyjmuje się jakby na marginesie jeszcze inne jej formalne własności znacznie mniej oczywiste. W przypadku informacji Hartleya zakłada się, że informacja jest funkcją wyłącznie n , a w przypadku informacji Shannona, że jest funkcją p_1, \dots, p_n . Ostatnie założenie wydaje się najogólniejsze z możliwych, ale nie można mieć pewności, że tak jest w istocie. Pojęcie informacji, jakiego używamy w języku potocznym i co do którego mamy pewne intuicje, które właśnie próbujemy matematycznie sformułować, wydaje się tak ogólne i „pierwotne“, że nie można z góry wykluczyć poglądu, że jego zakres jest szerszy niż zakres pojęcia prawdopodobieństwa, tj. że nie zawsze, gdy możemy mówić o informacji, jest sens mówić o prawdopodobieństwie. Ta ostatnia możliwość, właśnie dlatego, że jest trudna do wyobrażenia, może być pociągająca dla fizyka, który stale szuka nowych ram pojęciowych dla faktów mikroświata, już dostępnych dla doświadczenia, a nie zawsze zrozumiałych dla istniejącej teorii. Z tego względu nie tylko z czysto logicznych i matematycznych względów wydaje się interesujące zbadanie stosunku pojęć informacji i prawdopodobieństwa, bez postulowania z góry — choćby w najogólniejszej postaci — formy tej zależności. Innymi słowy, wydaje się ważne sformułowanie aksjomatyki pojęcia informacji bez użycia pojęcia prawdopodobieństwa, i pokazanie dopiero później, jakie związki zachodzą pomiędzy obu pojęciami.

Wydaje się, że tak sformułowane zagadnienie zostało po raz pierwszy postawione i rozwiązane w pracach [18, 19]. Pierwotna forma aksjomatyki została następnie uproszczona w pracach [20, 21] i w poniższym przedstawieniu posłużymy się właśnie tym uproszczonym sformułowaniem.

Nasuwa się podstawowe pytanie: funkcją jakiej wielkości jest informacja, jeśli nie chcemy, przynajmniej na razie, decydować, że jest funkcją prawdopodobieństw. Wydaje się, że będziemy w zgodzie z intuicją, jeśli powiemy, że informacja jest funkcją urządzenia pomiarowego (w najogólniejszym tego słowa znaczeniu), które tej informacji dostarcza, czyli ściślej mówiąc — funkcją pełnego zespołu zdarzeń polegających na takim czy innym wyniku pomiaru. W ten sposób informacja może być przyporządkowana do każdej wielkości fizycznej lub ich zespołu (zespołem mogą być sygnały radiowe, napisy itp.). O ile więc prawdopodobieństwo jest funkcją zdarzenia, to informacja jest funkcją pełnego zespołu zdarzeń. (Pełnego, tzn. obejmującego wszystkie zdarzenia, jakie mogą zajść w związku z danym przyrządem lub daną sytuacją.) Matematycznym narzędziem, przy pomocy którego opisujemy pełne zespoły zdarzeń są tzw. algebry lub pierścienie Boole'a, od nazwiska matematyka angielskiego George'a Boole'a (1815—1864), jednego z twórców logiki matematycznej. Pierścienie Boole'a są równoważne z algebraami Boole'a, operują jednak nieco innymi pojęciami, bardziej zbliżonymi do algebr liczbowych, i dlatego będziemy się nimi posługiwać niżej. Pierścienie Boole'a wprowadził Stone w pracy [22]. Zdarzenia odpowiadają elementom pierścienia Boole'a, przy tym tzw. zdarzenia elementarne (tj. nie rozkładające się na prostsze; liczbę niezależnych zdarzeń elementarnych oznaczyliśmy wyżej przez n) odpowiadają tzw. elementom atomowym, czyli krótko atomom pierścienia Boole'a, które określimy jeszcze dokładniej niżej. Pierścień Boole'a jest pierścieniem w sensie algebry, tj. określone są w nim dwa działania na parach elementów, dodawania (+) i mnożenia (\cdot), których wynik jest elementem pierścienia. Względem dodawania pierścień tworzy grupę przemienną (abelową), a mnożenie jest łączne oraz rozdzielne względem dodawania (lewo- i prawostronnie, gdyż mnożenie nie musi być przemienne). Pierścień Boole'a definiujemy jako pierścień idempotentny, tj. taki, że mnożenie ma własność

$$x \cdot x = x \quad (19)$$

dla dowolnego elementu x pierścienia. Można łatwo pokazać [22], że idempotentność pierścienia pociąga za sobą przemienność mnożenia ($x \cdot y = y \cdot x$) oraz nilpotentność dodawania ($x + x = 0$, gdzie 0 jest jednością dodawania, tzn. $x + 0 = x$ dla dowolnego x ; 0 nazywamy elementem zerowym lub krótko zerem pierścienia). Możemy dalej wprowadzić relację częściowego uporządkowania w pierścieniu, mianowicie piszemy $x \leq y$ (co czytamy „ x jest niewiększe od y “ lub „ x zawiera się w y “) jeżeli $x \cdot y = x$. Otóż atomem nazywamy element nie zawierający żadnego elementu prócz 0 i samego siebie. Można pokazać, że skończone pierścienie Boole'a (tj. o skończonej liczbie elementów) są atomowe, tj. posiadają atomy i każdy ich element da się przedstawić jako suma atomów,

posiadają jedność, tj. taki element 1 , że dla dowolnego x zachodzi $x \cdot 1 = 1 \cdot x = x$, i wreszcie, że dla dowolnego x : $0 \leq x \leq 1$ [22, 23]. Jeśli elementy pierścienia Boole'a interpretujemy jako zdarzenia, to dodawanie elementów odpowiada tzw. symetrycznej różnicy logicznej zdarzeń, tj. zdarzeniu polegającemu na zajściu albo pierwszego, albo drugiego zdarzenia (z wykluczeniem zajścia obu), a mnożenie elementów — tzw. mnożeniu logicznemu zdarzeń, tj. zdarzeniu polegającemu na zajściu pierwszego i drugiego zdarzenia. Zawieranie elementów odpowiada wówczas implikacji zdarzeń, tj. temu, że pierwsze zdarzenie pociąga drugie. 0 odpowiada zdarzeniu niemożliwemu, a 1 zdarzeniu pewnemu.

Zdefiniujemy teraz kilka pojęć, które będą nam potrzebne do określenia informacji. Przede wszystkim podamy własności zbiorów pierścieni Boole'a, które są konieczne do tego, aby na tych zbiorach można było określić informację będącą, jak powiedzieliśmy, funkcją pierścienia jako całości. Otóż nazwiemy dziedziną boolowską (używaliśmy także nazwy drabiny boolowskiej ze względu na jej własności) taki zbiór Ω skończonych pierścieni Boole'a X, Y, \dots , że spełnione są dwa warunki

(C1) jeżeli X należy do Ω , to każdy jego podpierścień² Y też należy do Ω .

(C2) jeżeli X należy do Ω , to istnieje w Ω taki Y , że X jest podpierścieniem właściwym X .

Jeżeli na dziedzinie boolowskiej określimy pewną rzeczywistą funkcję pierścienia $F(X)$, to pierścień X nazwiemy jednorodnym względem tej funkcji (krótko F -jednorodnym), gdy każda jedno-jednoznaczna transformacja ψ elementów tego pierścienia, zachowująca własności pierścienia (transformację taką nazywamy automorfizmem), zachowuje także wartości funkcji F , tj. dla każdego podpierścienia Y pierścienia X mamy $F(Y) = F(\psi(Y))$.

Dwa pierścienie X i Y należące do Ω nazywamy równoważnymi względem funkcji $F(X)$ (krótko F -równoważnymi), jeżeli istnieje taka jedno-jednoznaczna transformacja φ elementów X na elementy Y zachowująca własności pierścienia (transformację taką nazywamy izomorfizmem pierścienia X na pierścień Y , a pierścienie X i Y izomorficznymi), która zachowuje także wartości funkcji F , tj. dla każdego podpierścienia Z pierścienia X mamy $F(Z) = F(\varphi(Z))$.

Jeżeli element x pierścienia X jest różny od 0 , podpierścień złożony ze wszystkich elementów pierścienia X , zawartych w x , nazwiemy pierścieniem wewnętrznym elementu x w X i oznaczymy $\{x\}_X$ lub, jeśli to nie prowadzi do nieporozumień, krótko $\{x\}$.

Najmniejszy podpierścień pierścienia X , zawierający wszystkie dane jego elementy x_1, \dots, x_m , nazwiemy pierścieniem zewnętrznym tych elementów w X i oznaczymy $[x_1, \dots, x_m]_X$ lub krótko $[x_1, \dots, x_m]$.

W końcu musimy określić znaczenie pojęcia ciągłości (regularności) funkcji $F(X)$ określonej w Ω . W tym celu określimy naprzód pojęcie odległości (pseudo-

² Podpierścieniem pierścienia jest każdy podzbiór elementów pierścienia, który jest pierścieniem względem tych samych działań. Podpierścień właściwy jest podpierścieniem różnym od samego pierścienia.

-odległości) pomiędzy pierścieniami X i Y w Ω względem funkcji F :

$$\rho_F(X, Y) = \begin{cases} 1, & \text{gdy pierścienie } X \text{ i } Y \text{ nie są izomorficzne,} \\ \frac{\min_Z \max_{\varphi} |F(Z) - F(\varphi(Z))|}{1 + \min_{\varphi} \max_Z |F(Z) - F(\varphi(Z))|}, & \text{gdy } X \text{ i } Y \text{ są izomorficzne,} \end{cases}$$

gdzie minimum bierzemy wobec wszystkich izomorfizmów φ X na Y , a maksimum wobec wszystkich podpierścieni Z pierścienia X . Funkcje $F(X)$ nazywamy ciągłą (regularną) na Ω , gdy do każdego X w Ω istnieje taki ciąg F -jednorodnych pierścieni X_1, X_2, \dots z Ω , że $\lim_{n \rightarrow \infty} \rho_F(X_n, X) = 0$, czyli innymi słowy, gdy zbiór Ω_F F -jednorodnych pierścieni jest wszędzie gęsty w Ω .

Obecnie możemy już podać naszą aksjomatyczną definicję informacji, nie posługującą się pojęciem prawdopodobieństwa:

Informacją nazywamy taką rzeczywistą funkcję $I(X)$, określoną w dziedzinie boolowskiej Ω , że spełnione są następujące postulaty:

- (D1) $I(X)$ jest ciągła na Ω , (ciągłość),
- (D2) jeżeli Y jest podpierścieniem właściwym X , to $I(Y) < I(X)$, (monotoniczność),
- (D3) jeżeli X jest I -jednorodny oraz x_1, \dots, x_m są takimi różnymi od 0 elementami X , że $x_i \cdot x_j = 0$ dla $i \neq j$ ($i, j = 1, \dots, m$) oraz $x_1 + \dots + x_m = 1$, to

$$I(X) = I([x_1, \dots, x_m]) + \sum_{k=1}^m \frac{n_k}{n} I(\{x_k\}), \quad (20)$$

gdzie n_k oznacza ilość atomów podpierścienia $\{x_k\}$, a n ilość atomów X , (addytywność),

- (D4) izomorficzne I -jednorodne pierścienie są I -równoważne, (nierozróżnialność).

Warunki (D1)—(D4) wyznaczają informację tylko z dokładnością do dodatniej multiplikatywnej stałej k i dlatego w tym przypadku, zgodnie z poprzednim zwyczajem, będziemy ją oznaczać literą $H(X)$. Oznaczenie $I(X)$ zarezerwujemy dla informacji znormalizowanej wyrażonej w bitach, która spełnia jeszcze dodatkowy postulat:

- (D5) jeżeli X jest I -jednorodny i dwuatomowy ($n = 2$), to $I(X) = 1$, (normalizacja).

Porównując nasze nowe aksjomaty z poprzednimi widzimy, że (D1) odpowiada z grubsza (B2), (D2) jest uogólnieniem (A2), (D3) uogólnieniem (B3) i (A1), a (D5) odpowiednikiem (B4) i (A3). Aksjomat (D4) ma pewne podobieństwo do (B1), faktycznie jednak wyraża słabszy warunek, mianowicie, że izomorficzne I -jednorodne pierścienie są nierozróżnialne z punktu widzenia teorii informacji. Wydaje się więc, że wszystkie aksjomaty wyrażają proste i „naturalne” własności informacji i oddają w matematycznym języku to, co mamy

w życiu codziennym na myśli, gdy mówimy o „ilości informacji“ (abstrahując oczywiście od konkretnej treści informacji).

Obecnie przejdziemy do zagadnienia związku tak określonego pojęcia informacji z pojęciem prawdopodobieństwa. To, że szczególnie przypadek pojęcia prawdopodobieństwa tkwi już *implicite* w określeniu informacji, jest widoczne z aksjomatu (D3) wzór (20). Istotnie, dla I -jednorodnych pierścieni prawdopodobieństwo wyraża się wzorem

$$p(x) = \frac{n_x}{n}, \quad (21)$$

gdzie $n = n(\{x\})$, a $n = n(X)$ [19, 21]. Wzór (21) na prawdopodobieństwo odpowiada ściśle klasycznej definicji Laplace'a, w której prawdopodobieństwo jakiegoś zdarzenia sprowadza się do równoprawdopodobnych zdarzeń elementarnych. Jeśli bowiem x jest atomem x_i pierścienia X ($i = 1, \dots, n$), otrzymujemy z (21)

$$p_i = \frac{1}{n}, \quad (22)$$

a więc mamy do czynienia z jednorodnym rozkładem prawdopodobieństwa, co równocześnie podaje probabilistyczną interpretację I -jednorodnych pierścieni (I -jednorodność jest zatem równoważna z p -jednorodnością, jak możemy nazwać jednorodność probabilistyczną, rezerwując wielkie litery dla funkcji pierścieni). Używając (21) możemy przepisać wzór (20) w postaci

$$I(X) = I([x_1, \dots, x_m]) + \sum_{k=1}^m p_k I(\{x_k\}). \quad (23)$$

Można pokazać [5, 15], że związek (23) jest ważny ogólnie (tj. dla dowolnych pierścieni Boole'a i dowolnych funkcji informacyjnych $I(X)$ i rozkładów prawdopodobieństwa p_k z nimi związanych) i wyraża ogólną postać prawa stopniowego wyboru. Aby jednak wzór ten wykazać konieczne jest udowodnienie następującego podstawowego twierdzenia (dowód można znaleźć w [19, 21], tu z braku miejsca ograniczymy się tylko do sformułowania twierdzenia):

Jeżeli $I(X)$ jest informacją na Ω , to dla każdego X należącego do Ω istnieje jeden i tylko jeden taki rozkład prawdopodobieństwa (miara probabilistyczna ³), że dla każdego podpierścienia Y pierścienia X zachodzi

$$p_Y(y) = \frac{p_X(y)}{p_X(\mathbf{1}_Y)}, \quad (24)$$

³ Zakładamy, że ogólna definicja prawdopodobieństwa oparta na pojęciu miary jest znana Czytelnikowi. Przypominamy jedynie, że takie ujęcie prawdopodobieństwa zostało zapoczątkowane przez matematyków polskich, Steinhausa [24] i Łomnickiego [25], p. także [26], i zostało ostatecznie sformułowane aksjomatycznie przez Kołmogorowa [27, 28], p. także [29, 30, 31, 32, 14].

gdzie y jest dowolnym elementem Y a 1_Y oznacza jedność podpierścienia Y , (renormalizacja prawdopodobieństwa) oraz

$$I(X) = - \sum_{i=1}^n p_X(x_i) \log p_X(x_i), \quad (25)$$

gdzie x_1, \dots, x_n oznaczają wszystkie atomy pierścienia X .

Oczywiście, gdy nie używamy aksjomatu normalizacji (D5), zamiast związku (25) otrzymamy jego postać boltzmannowską (6)

$$H(X) = -k \sum_{i=1}^n p_X(x_i) \log p_X(x_i), \quad (26)$$

gdzie k jest obecnie dowolną (ale raz na zawsze ustaloną przy określonych jednostkach) stałą dodatnią.

$n = 2$	p_1	p_2	p_3	p_4	$p_5 \dots$	$I(2)$
$n = 3$	$I(3)$
$n = 4$	$I(4)$
$n = 5$	$I(5)$
\dots						\dots

Rys. 3. Schemat związku informacji z prawdopodobieństwem

Zacytowane twierdzenie wyjaśnia związek pomiędzy prawdopodobieństwem a informacją w sensie aksjomatów (D1)—(D5) (wzgl. (D1)—(D4)) w przypadku zupełnie ogólnym. Okazuje się więc, że po pierwsze, gdy informacja jest jednoznacznie określona na dziedzinie boolowskiej, pociąga to za sobą istnienie jednoznacznych rozkładów prawdopodobieństwa w każdym z pierścieni Boole'a należącym do dziedziny oraz po drugie, że wzór Boltzmana okazuje się słuszny nie tylko asymptotycznie dla dużych n , lecz ogólnie, nawet przy dowolnie małych naturalnych n ⁴. W ten sposób wydaje się, że opierając się na prostych i naturalnych założeniach wyjaśniliśmy wspomniane wyżej wątpliwości i równocześnie głębiej ugruntowaliśmy matematycznie punkt widzenia Szilarda i Shannona. Stworzoną teorię można uważać nie tylko za dalszy rozwój matematycznej teorii prawdopodobieństwa [33], ale za podporządkowanie tej ostatniej teorii informacji, odwrotnie od dotychczasowej praktyki [14].

Otrzymany wynik na temat związku informacji z prawdopodobieństwem można przedstawić schematycznie jak na rys. 3. Punkty odpowiadają na tym rysunku zdarzeniom elementarnym. Liczba wszystkich zdarzeń możliwych,

⁴ Nie należy mylić sprawy dużych n , tj. dużej ilości zdarzeń elementarnych (odpowiadającym najdrobniejszym detalom obserwacji), ze sprawą dużej ilości obserwacji (doświadczeń, prób statystycznych). Nasze zagadnienie nie ma więc nic wspólnego ze znanymi prawami wielkich liczb rachunku prawdopodobieństwa. Podkreślamy to, gdyż często na tym tle dochodzi do nieporozumień.

czyli liczba elementów w danym pierścieniu Boole'a wynosi 2^n . Rozważamy zatem, jak możemy się wyrazić, sytuacje coraz to bogatsze w szczegóły. Przy takim układzie punktów jak na rys. 3 prawdopodobieństwo odpowiada kolumnom, a informacja wierszom trójkątnego układu. (Ścisłej mówiąc, chodzi o przyporządkowanie między kolumnami i wierszami a argumentami prawdopodobieństwa i informacji, gdyż np. wartości p_1 w różnych wierszach są na ogół różne i prawdopodobieństwo trzeba ogólnie oznaczać, jak robiliśmy to wyżej, dwoma wskaźnikami, $p_X(x)$.) Schemat upraszcza nieco zagadnienie, gdyż nie uwidacznia wszystkich podpierścieni danego pierścienia, tym niemniej jednak pozwala poglądowo zrozumieć, dlaczego pełna znajomość informacji jako funkcji pierścienia wyznacza rozkłady prawdopodobieństwa wewnątrz tych pierścieni (i, oczywiście na odwrót, znajomość rozkładów pozwala otrzymać jednoznacznie $I(X)$ ze wzoru (25)). Można powiedzieć, że informacja i prawdopodobieństwo, to jakby różne aspekty tej samej rzeczy oglądanej z dwóch różnych punktów widzenia. Transformacja, o którą chodzi nie polega jednak na przekształceniu pomiędzy elementami tej samej kategorii, lecz na przejściu od jednej do innej kategorii logicznej.

5. Przypadek ciągły

Dotychczasowe nasze rozważania ograniczały się wyłącznie do przypadku dyskretnego, tj. wskaźnik i przebiegał wartości $1, 2, \dots, n$, przy czym n mogło być dowolnie duże. Okazuje się, że przejście do ciągłego zbioru zdarzeń nie jest tak proste, jakby się mogło na pierwszy rzut oka wydawać. Jak wiadomo, już w rachunku prawdopodobieństwa przejście to związane było z poważnymi trudnościami pojęciowymi i wymagało stworzenia (a raczej zastosowania) teorii miary Lebesgue'a [29, 30, 31, 33]. W teorii informacji przejście to wymaga zasadniczego skoku pojęciowego.

Jak wiadomo, w kwantowej fizyce statystycznej, zarówno jądrowej jak molekularnej i elektronowej, często mamy do czynienia z wypadkiem bardzo gęstego widma dyskretnego, tak gęstego, że praktycznie możemy je traktować jako widmo ciągłe. Wówczas wprowadza się pojęcie tzw. gęstości widmowej (spektralnej), np. $\varrho(E)$ lub $\varrho(E, N)$ (E — energia, N — liczbą cząstek) [34]. Ponieważ kształt gęstości widmowej, jako funkcji E albo E i N itp., może być dowolny, widzimy stąd, że istnieje nieskończenie wiele różnych przejść od przypadku dyskretnego do przypadku ciągłego. Jest też zupełnie naturalne, że nie istnieje jednoznaczna granica, np.

$$H_E = -k \sum_{i=1}^n p_i \log p_i \xrightarrow{n \rightarrow \infty} -k \int p(E) \log p(E) dE, \quad (27)$$

lecz, że prawa strona (27) jest tylko jedną z nieskończonej ilości możliwych wyników

$$H_{\varrho(E)} = -k \int p(E) \log \frac{p(E)}{\varrho(E)} dE, \quad (28)$$

mianowicie dla $\rho(E) \equiv 1$. Łatwo też zauważyć, że jedynie wzór (28) jest prawidłowo zapisany z punktu widzenia teorii wymiarów, gdyż pod logarytmem stoi wielkość niemianowana, podczas gdy w (27) $p(E)$ ma wymiar E^{-1} i przy zmianie jednostek E wielkość H_E zmienia swoją wartość nie w sposób moltiplicatywny, jak być powinno, lecz addytywny, niezgodnie z teorią wymiarów. Aby tradycyjne wyrażenie (27) zapisać poprawnie z punktu widzenia nowoczesnych wymagań formalnych, używając np. Landau i Lifszic [35] gęstości $\rho = h^{-l}$ (h — stała Plancka, l — liczba stopni swobody) w klasycznej przestrzeni fazowej, opierając się na zasadzie nieokreśloności Heisenberga, jest jednak widoczne, że metoda ta da się zastosować jedynie w teorii półklasycznej.

Widzimy, że po przejściu do przypadku ciągłego traci sens pojęcie informacji bezwzględnej i można jedynie określić informację względną, mianowicie względem pewnej zadanej gęstości, np. $q(x)$, tj. ⁵

$$I[p(x), q(x)] = - \int p(x) \log \frac{p(x)}{q(x)} dx. \quad (29)$$

Oczywiście można również określić odwrotną informację względną

$$I[q(x), p(x)] = - \int q(x) \log \frac{q(x)}{p(x)} dx, \quad (30)$$

przy czym na ogół $I[p, q] \neq I[q, p]$. Używa się również informacji względnej zsymetryzowanej

$$J[p, q] = I[p, q] - I[q, p]. \quad (31)$$

przy czym oczywiście $J[p, q] = J[q, p]$. Wielkość (31) znajduje zastosowanie w statystyce matematycznej przy porównywaniu hipotez statystycznych i nosi tam nazwę rozbieżności (*divergence*) rozkładów p i q [36].

Jeśli chodzi o fizykę, to pojęcie (29) może być użyte jedynie do przypadku bardzo gęstego widma dyskretnego, natomiast nie da się zastosować do prawdziwego widma ciągłego. Że pojęcie informacji bezwzględnej powinno wówczas stracić sens, jest widoczne już choćby z tego, że i pojęcie bezwzględnego prawdopodobieństwa traci sens i przechodzi w prawdopodobieństwo względne [37]. Wyraża się to faktem, że całka z gęstości prawdopodobieństwa staje się rozbieżna i można ją normalizować jedynie do dystrybucji typu funkcji δ Diraca. W przypadku informacji natomiast, informacja względna da się określić jedynie wtedy, gdy przechodzimy od jednego prawdopodobieństwa do drugiego, tj. w przypadku transportu informacji. Wielkość tę określił jeszcze Shannon (w dodatku 7 do swej klasycznej pracy [12]) i niezależnie od niego Kołmogorow [28, 39]. Mianowicie startujemy wówczas z trzech gęstości prawdopodobieństwa: $p(x)$, $p(y)$ oraz z gęstości rozkładu wspólnego

$$p(x, y) = p(x)p_x(y) = p(y)p_y(x), \quad (2)$$

⁵ Oznaczenie na zmienne ciągłe x, y itp. może tu, jak i niżej, oznaczać zarówno jedną zmienną, jak i zespół większej liczby zmiennych.

gdzie $p_x(y)$ i $p_y(x)$ oznaczają gęstości prawdopodobieństwa warunkowego, np. w pierwszym przypadku: prawdopodobieństwo tego, że zajdzie zdarzenie z przedziału między y i $y + dy$ pod warunkiem, że zaszło zdarzenie x , wynosi $p_x(y)dy$. *Transport informacji* (transinformację) między x a y albo informację korelacyjną pomiędzy x i y określa się wzorem

$$I(X, Y) = \int_{\bar{X}} \int_{\bar{Y}} p(x, y) \log \frac{p(x, y)}{p(x)p(y)} dx dy. \quad (32)$$

Widzimy, że wzór (32) jest poprawnie zbudowany z punktu widzenia teorii wymiarów (pod logarytmem stoi wielkość bezwymiarowa). Widać z tego wzoru, że $I(X, Y)$ jest wielkością symetryczną (tzn. $I(X, Y) = I(Y, X)$), i że wielkość ta znika, gdy zmienne stochastyczne x i y są stochastycznie niezależne, tzn. gdy $p(x, y) = p(x) \cdot p(y)$ albo $p_x(y) = p(y)$ i $p_y(x) = p(x)$. Wielkość $I(X, Y)$ charakteryzuje więc istotnie korelację pomiędzy zmiennymi x i y . Można pokazać, że stale $I(X, Y) \geq 0$ [38].

Pokażemy obecnie, w jaki sposób pojęcie (32) da się skonstruować przy pomocy naszej aksjomatycznej definicji informacji przedstawionej w poprzednim paragrafie. W tym celu uogólnimy naprzód pojęcie pierścienia zewnętrznego $[x_1, \dots, x_m]_X$. Na miejsce elementów x_1, \dots, x_m weźmy mianowicie podpierścienie X_1, \dots, X_m pierścienia X i, podobnie jak poprzednio, podpierścieniem zewnętrznym podpierścieni X_1, \dots, X_m w pierścieniu X będziemy nazywać najmniejszy podpierścień pierścienia X zawierający wszystkie podpierścienie X_1, \dots, X_m . Oznaczamy go $[X_1, \dots, X_m]$. Niech następnie X i Y oznaczają dwa dowolne podpierścienie pewnego pierścienia Z z dziedziny boolowskiej Ω . Wprowadzimy następujące oznaczenie

$$I_Z(X, Y) = I(X) + I(Y) - I([X, Y]_Z). \quad (33)$$

Rozważmy następnie dowolny, niekoniecznie skończony, pierścień Boole'a C i dwa dowolne, również niekoniecznie skończone, jego podpierścienie A i B . Wówczas przez informację korelacyjną pierścieni A i B w pierścieniu C będziemy rozumieć [19]:

$$I(A, B) = I_C(A, B) = \sup_{\substack{X \subset A, Y \subset B, Z \subset C \\ X, Y \subset Z}} I_Z(X, Y), \quad (34)$$

gdzie operacja *supremum* (najmniejszego górnego kresu) wzięta jest po wszystkich skończonych pierścieniach X, Y, Z z pewnej dziedziny boolowskiej Ω spełniających relacje zawierania zaznaczone we wzorze (34). (Zawieranie C rozumiemy tutaj w sensie zawierania zbiorów używanym w teorii mnogości.) Ze względu na zastosowania w fizyce kwantowej, warto zaznaczyć w tym miejscu, że pierścienie A, B, C i X, Y, Z muszą być oczywiście takie, aby wspomniane relacje zawierania miały dla nich sens. Fizyka kwantowa dostarcza bowiem przykładów pierścieni zdarzeń, dla których relacja zawierania nie da się na ogół określić (odpowiada to przypadkowi niewspółmierzalnych czyli

niekomutujących wielkości). Pojęcie informacji (34) jest więc określone jedynie dla współmierzalnych wielkości.

Pokażemy obecnie, że pojęcie transformacji (32) względnie (34) posiada prosty związek korespondencyjny z pojęciem informacji (5). Przy tym wyjaśni się również, dlaczego we wzorze (32) użyliśmy znaku + a we wzorze (5) znaku —. Mianowicie transinformację można oczywiście określić także dla przypadku dyskretnego:

$$I(A, B) = \sum_{a,b} p_{ab} \log \frac{p_{ab}}{p_a p_b}, \quad (35)$$

gdzie p_{ab} oznacza prawdopodobieństwo zdarzenia (ab) , p_a — prawdopodobieństwo zdarzenia a , a p_b prawdopodobieństwo zdarzenia b (zdarzenia a tworzą pierścień A , zdarzenia b pierścień B , a zdarzenia (ab) pierścień C). Jeżeli w szczególności $A = B$, mamy $p_{ab} = p_a \delta_{ab}$ (δ_{ab} — delta Kroneckera), $\{p_a\} = \{p_b\}$ (jest to przypadek kompletnej korelacji, przeciwnie skrajny do przypadku niezależności A i B , gdy $p_{ab} = p_a p_b$) i otrzymujemy

$$I(A) = I(A, A) = \sum_{a,b} p_a \delta_{ab} \log \frac{\delta_{ab}}{p_b} = - \sum_a p_a \log p_a, \quad (36)$$

czyli że transinformacja przechodzi w tym przypadku w informację i znaki się zgadzają. Rozumowanie to pozwala również wyjaśnić, dlaczego w przypadku ciągłym nie da się zdefiniować skończonej informacji. Istotnie, zbadajmy przypadek kompletnej korelacji w przypadku ciągłym. Wtedy mamy $p_x(y) = p_y(x) = \delta(x-y)$ ($\delta(x)$ — delta-funkcja Diraca) $p(x, y) = p(x) \delta(x-y)$ i $\{p(x)\} = \{p(y)\}$, zatem

$$\begin{aligned} I(X) = I(X, X) &= \int_{\bar{x}} \int_{\bar{x}} p(x) \delta(x-y) \log \frac{\delta(x-y)}{p(y)} dx dy \\ &= \int_{\bar{x}} p(x) \log \frac{\delta(0)}{p(x)} dx = \infty. \end{aligned} \quad (37)$$

Można więc powiedzieć, że w przypadku ciągłym informacja bezwzględna jest nieskończona.

6. Zasada wariacyjna uogólnionej termodynamiki

Idea oparcia termodynamiki na teorii informacji nie jest nowa. W cytowanym w § 1 wyjątku z dzieła Maxwella jest już widoczny załączek tego punktu widzenia. Boltzmann posunął naprzód formalną stronę tej koncepcji definiując wielkość H (6) i dowodząc słynny H -Theorem stanowiący centralne twierdzenie termodynamiki statystycznej. Wyprzedzając o ponad pół wieku nowe pojęcia, które wyklarowały się ostatecznie dopiero w dobie maszyn mate-

matycznych i cybernetyki, Boltzmann na drodze heurystycznej w genialny sposób odgadł prawidłowe związki matematyczne. Z wielu względów Boltzmann nie mógł jeszcze ogólnie i ściśle określić natury pojęcia entropii (choć w swojej książce o teorii gazów [41] jeden paragraf poświęca matematycznej i jeden fizycznej interpretacji tej wielkości) i być może właśnie dlatego określa ją enigmatycznie jako „wielkość H “. Istnieją jednak dowody, że rozumiał dobrze zasadniczy sens tego pojęcia (choć być może nie potrafił tego dobrze wyjaśnić i dlatego przeważnie o tym nie wspomina), wyraził się bowiem o entropii, że jest miarą „zagubionych informacji“ (wzmiankę o tym znalazłem jedynie w książce [42] str. 68 tłum. polskiego). Wyraźne oparcie termodynamiki na teorii informacji zostało dokonane dopiero w latach ostatnich, p. [43—47]. W poniższym przedstawieniu oprzemy się na pracach [46] i [47].

Przy ustalonym pierścieniu zdarzeń (zakładamy, że jest dyskretny, ale niekoniecznie skończony; w przypadku nieskończonego n zakłada się zbieżność sumy we wzorze (5) wzgl. (6)), informacja jest liczbą (nieujemną) przyporządkowaną do rozkładu prawdopodobieństwa $\{p_i\} = p(i)$ w tym pierścieniu, czyli funkcjonalem tego rozkładu

$$H = H[p(i)] = -k \sum_{i=1}^n p(i) \log p(i). \quad (38)$$

W sposób naturalny nasuwa się użycie zasady wariacyjnej i zapostulowanie jako podstawowej zasady termodynamiki następującej zasady maksimum informacji, czyli zasady maksimum niepewności przed pomiarem,

$$(a) \quad \frac{\delta H}{\delta p} = 0, \quad \frac{\delta^2 H}{\delta p^2} < 0. \quad (39)$$

Zasada (39) jest prostym uogólnieniem zasady Carnota, czyli drugiej zasady termodynamiki, jeśli już wiemy, że entropia definiowana w termodynamice jest niczym innym jak szczególnym przypadkiem informacji. Jednakże sens naszego sformułowania jest znacznie ogólniejszy, gdyż może być ono zastosowane we wszystkich przypadkach, gdzie mamy do czynienia z prawdopodobieństwem i informacją. Do sprawy interpretacji tej zasady w tym ogólnym przypadku powrócimy jeszcze w następnym paragrafie, gdzie będzie mowa o jej zastosowaniach w statystyce matematycznej. Jeśli chodzi o fizykę, to zasada maksimum informacji (niepewności) została wyraźnie sformułowana przez Jaynesa [43] w 1957 r., faktycznie jeszcze dla uproszczonego modelu (mianowicie przy skończonym n , gdy zasada nie jest w ścisłym tego słowa znaczeniu zasadą wariacyjną, lecz zasadą maksimum w sensie zwyczajnej analizy funkcji skończonej ilości zmiennych). W formie ogólnej i z ogólnymi warunkami ubocznymi jak niżej była podana w pracy [46]. Przez oparcie termodynamiki na zasadzie wariacyjnej traci ona ostatecznie swój nieco wyjątkowy charakter

⁶ Sformułowanie (39) można osłabić (mianowicie postulować znikanie pochodnych wariacyjnych do dowolnego, nieparzystego rzędu $(2m-1)$ i ujemność pochodnej rzędu $2m$), ale do naszych celów wystarczy (39).

w systemie fizyki, gdzie wszystkie inne teorie sformułowano w oparciu o zasady wariacyjne, a termodynamika temu sformułowaniu dotychczas się jakoś opierała, choć faktycznie implícite było już ono w niej zawarte. Trzeba sobie bowiem uświadomić, że np. zasada minimum energii swobodnej, używana w ostatnich latach szczególnie często w kwantowej fizyce statystycznej przez Bogolubowa i innych [48] jest niczym innym jak szczególnym przypadkiem wynikającym z (39), jak to zobaczymy poniżej.

Zasada wariacyjna w formie (39) nie jest jeszcze kompletna, gdyż nie wyszczególniliśmy warunków ubocznych, przy których szukamy maksimum. Po pierwsze muszą zachodzić związki wynikające z samej definicji prawdopodobieństwa

$$(a) \sum_{i=1}^n p_i = 1, \quad (b) p_i > 0 \quad (i = 1, \dots, n) \quad ? \quad (40)$$

Po drugie, musimy uwzględnić wszystkie dane o układzie, jakie posiadamy przed pomiarem, które ograniczają oczekiwane prawdopodobieństwa. Takimi ograniczeniami może być np. znajomość średnich wartości pewnej ilości współmierzalnych wielkości określonych na zdarzeniach naszego pierścienia (np. energii E i ilości cząstek N) i to jest sytuacja typowa w dotychczasowych rozważaniach termodynamicznych. W naturalny sposób nasuwa się uogólnienie polegające na uwzględnieniu możliwej znajomości nie tylko pierwszych, ale ewentualnie i wyższych momentów statystycznych pewnej ilości współmierzalnych wielkości. Oznaczając te wielkości symbolami w_1, w_2, \dots, w_s ($s \leq l$, gdzie l jest liczbą stopni swobody w przypadku układu mechanicznego), a ich wartości na i -tym elemencie pierścienia $w_{\rho i}$ ($\rho = 1, \dots, s; i = 1, \dots, n$) — są to wartości własne lub wartości spektralne tych wielkości i przy ich pomocy możemy te ostatnie zdefiniować — wreszcie oznaczając momenty statystyczne rzędu a wielkości w_{ρ} przez $M_{\rho}^{(a)}$, jako warunki uboczne otrzymujemy związki

$$\sum_{i=1}^n w_{\rho i}^a p_i = M_{\rho}^{(a)} \quad (\rho = 1, \dots, s; a = 1, \dots, r_{\rho}), \quad (41)$$

w których $w_{\rho i}$ i $M_{\rho}^{(a)}$ uważamy za znane. Widzimy, że zarówno warunek (40a) jak i (41) są liniowe względem p_i , co w istotny sposób ułatwi nasze dalsze rachunki (do pomyślenia jest oczywiście i ogólniejszy przypadek, w którym warunki uboczne na p_i są nieliniowe prowadziłyby to jednak na ogół do nie-normalizowalności p_i czyli sprzeczności z warunkiem (40a). Oczywiście, gdy n jest skończone, liczba warunków (41) musi być ograniczona nierównością $\sum_{\rho=1}^s r_{\rho} \leq n-1$, aby nie otrzymać sprzeczności; gdy $n \rightarrow \infty$ (jak przeważnie w fizyce), liczba tych warunków może być dowolną, ale skończoną. Widzimy, że (40), (41) w połączeniu z (39) można uważać za uogólnienie znanego problemu momentów rachunku prawdopodobieństwa.

⁷ Używamy tu punktu widzenia Kołmogorowa-Kapposa o ścisłej dodatniości prawdopodobieństwa, p. [28], [32], co łączy się z trzecią zasadą termodynamiki (Nernsta).

Zagadnienie wariacyjne (39) z warunkami ubocznymi (40) i (41) da się łatwo rozwiązać przy pomocy znanych metod i otrzymujemy ostatecznie

$$p_i = Z^{-1} \exp \left(-k^{-1} \sum_{\varrho=1}^s \sum_{\alpha=1}^{r_{\varrho}} m_{\alpha}^{(\varrho)} w_{\varrho i}^{\alpha} \right) \quad (i = 1, \dots, n), \quad (42)$$

gdzie

$$Z = \sum_{i=1}^n \exp \left(-k^{-1} \sum_{\varrho=1}^s \sum_{\alpha=1}^{r_{\varrho}} m_{\alpha}^{(\varrho)} w_{\varrho i}^{\alpha} \right), \quad (43)$$

a $m_{\alpha}^{(\varrho)}$ są nieoznaczonymi współczynnikami Lagrange'a, które wyznacza się z warunków ubocznych (41), i które w naszym zagadnieniu grają rolę potencjałów statystycznych (uogólnienie pojęcia potencjału chemicznego). Wielkość Z jest oczywistym uogólnieniem sumy statystycznej mechaniki statystycznej (zwanej też sumą stanów albo wielką funkcją rozkładu). Można łatwo sprawdzić, że także warunki (40b) i (39b), które nie były wykorzystane przy wyprowadzeniu wzoru (42), są spełnione, a więc że (42) przedstawia istotnie rozwiązanie naszego zagadnienia. Wielkości $m_{\alpha}^{(\varrho)}$ wyznaczmy z (41) jako funkcje parametrów zagadnienia $M_{\varrho}^{(\alpha)}$; otrzymujemy mianowicie z (41) i (43)

$$M_{\varrho}^{(\alpha)} = -k \frac{\partial}{\partial m_{\alpha}^{(\varrho)}} \log Z. \quad (44)$$

Rozwiązując równania (44) względem $m_{\alpha}^{(\varrho)}$ wyrazimy potencjały przez $M_{\varrho}^{(\alpha)}$. Po wstawieniu tych funkcji kolejno do (43), (42) i (38) otrzymamy ostatecznie wyrażenie na zależność maksimum H od $M_{\varrho}^{(\alpha)}$: $H = H_{max}(\dots, M_{\varrho}^{(\alpha)}, \dots)$. Obecnie możemy już zdefiniować jedno z najważniejszych pojęć termodynamiki, mianowicie pojęcie temperatury, w naszym przypadku w znacznie uogólnionej postaci. Na miejsce bowiem jednej temperatury znanej z termodynamiki otrzymujemy od razu większą liczbę tych wielkości, mianowicie tyle, ile jest warunków ubocznych (41), czyli tyle, ile jest $M_{\varrho}^{(\alpha)}$, mianowicie $R = \sum_{\varrho=1}^s r_{\varrho}$.

Temperatury $T_{\alpha}^{(\varrho)}$ definiujemy przy pomocy związków

$$\frac{1}{k^{\alpha-1} (T_{\alpha}^{(\varrho)})^{\alpha}} = \frac{\partial H}{\partial M_{\alpha}^{(\varrho)}} \quad (\varrho = 1, \dots, s; \alpha = 1, \dots, r_{\varrho}), \quad (45)$$

które są bezpośrednim uogólnieniem tradycyjnej definicji temperatury [35]. Inaczej niż w [46], a zgodnie z [47], do wzoru (45) został wprowadzony współczynnik $k^{\alpha-1}$ oraz potęga α przy $T_{\alpha}^{(\varrho)}$ w tym celu, aby temperatury należące do tego samego ϱ (czyli do tej samej wielkości fizycznej w^{ϱ}) miały ten sam wymiar mianowicie

$$\text{wymiar } T_{\alpha}^{(\varrho)} = \text{wymiar } \frac{w_{\varrho}}{k} \quad (\alpha = 1, \dots, r_{\varrho}). \quad (46)$$

Np. gdy $w_1 = E$ (energia), a k jest stałą Boltzmana wyrażoną np. w ergach na stopień Kelvina, wszystkie temperatury sprzężone z energią będą miały

wymiar stopnia Kelvina. W szczególności sprawdzamy, że pierwsza temperatura energetyczna $T_1^{(1)} = T$ pokrywa się ze zwyczajną temperaturą i mamy z (45)

$$\frac{1}{T} = \frac{\partial H}{\partial U}, \quad (47)$$

gdzie $U = M_1^{(1)}$, jak być powinno [35]. Ogólnie wskaźnik ρ możemy nazywać typem temperatury (mamy więc typ energetyczny, typ chemiczny — związany z N itp.), a wskaźnik α — rzędem temperatury. Widzimy ze wzoru (45), że gdy zależność H od danego $M_e^{(\alpha)}$ znika, a więc, gdy dany rząd momentu statystycznego nie jest nam z góry znany i odpowiedni związek nie wchodzi do warunków ubocznych (41), pochodna H równa się zero i dana temperatura staje się nieskończona. Przeciwnie, gdy pochodna H po $M_e^{(\alpha)}$ rośnie do nieskończoności, dane $T_\alpha^{(\rho)}$ dąży do zera.

Między temperaturami $T_\alpha^{(\rho)}$ a potencjałami statystycznymi $m_\alpha^{(\rho)}$ zachodzą związki

$$m_\alpha^{(\rho)} = \frac{1}{k^{\alpha-1} (T_\alpha^{(\rho)})^\alpha}, \quad (48)$$

które pokazują, że nie są to pojęcia niezależne i że można je uważać za przedstawienie tej samej wielkości termodynamicznej w innej skali, jednej „temperaturowej“, drugiej „potencjalnej“. Tradycyjnie używa się skali temperaturowej w przypadku energii, a skali potencjalnej w przypadku liczby cząstek, jednakże ogólnie obie są równie uprawnione. Dowód związku (48) jest następujący:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k^{-1} (T_\alpha^{(\rho)})^\alpha} &= \frac{\partial H}{\partial M_e^{(\alpha)}} = -k \sum_{i=1}^n \frac{\partial p_i}{\partial M_e^{(\alpha)}} (\log p_i + 1) \\ &= -k \frac{\partial}{\partial M_e^{(\alpha)}} \sum_{i=1}^n p_i - k \sum_{i=1}^n \frac{\partial p_i}{\partial M_e^{(\alpha)}} \log p_i = \sum_{i=1}^n \frac{\partial p_i}{\partial M_e^{(\alpha)}} \left(\mu_0 + \sum_{e'=1}^s \sum_{a'=1}^{r_{e'}} m_{a'}^{(e')} w_{e'a'}^{(i)} \right) \\ &= m_0 \frac{\partial}{\partial M_e^{(\alpha)}} \sum_{i=r}^n p_i + \sum_{e'=1}^s \sum_{a'=1}^{r_{e'}} m_{a'}^{(e')} \frac{\partial}{\partial M_e^{(\alpha)}} \left(\sum_{i=r}^n w_{e'a'}^{(i)} p_i \right) = m_\alpha^{(\rho)}, \quad (49) \end{aligned}$$

gdzie użyliśmy oznaczenia

$$m_0 = k \log Z \quad (50)$$

oraz wykorzystaliśmy warunki uboczne (40a) i (41).

Podstawiając (42) do (38) i wykorzystując (50) otrzymujemy z uwagi na (41) inny ważny związek

$$H = H_{max} = m_0 + \sum_{e=1}^s \sum_{a=1}^{r_e} m_a^{(e)} M_e^{(\alpha)}. \quad (51)$$

Wprowadzając oznaczenie $L = -m_0$ otrzymamy z (51)

$$L = \sum_{\varrho=1}^s \sum_{\alpha=1}^{r_{\varrho}} m_{\alpha}^{(\varrho)} M_{\varrho}^{(\alpha)} - H, \quad (52)$$

co przypomina transformację Legendre'a mechaniki analitycznej. Funkcję $H = H(\dots, M_{\varrho}^{(\alpha)}, \dots)$ można bowiem uważać za analogon funkcji Hamiltona (energii całkowitej), $L = L(\dots, m_{\alpha}^{(\varrho)}, \dots)$ za analogon funkcji Lagrange'a (działania), przy czym $M_{\varrho}^{(\alpha)}$ grają rolę uogólnionych pędów, a $m_{\alpha}^{(\varrho)}$ uogólnionych prędkości. Oczywiście jest to analogia czysto formalna, wskazuje jednak na identyczne własności matematyczne. Z (52) otrzymujemy wykorzystując (38), (41) i (48)

$$L = k \sum_{i=j}^n p_i \left[\sum_{\varrho=1}^s \sum_{\alpha=1}^{r_{\varrho}} \left(\frac{w_i}{k T_{\alpha}^{(\varrho)}} \right)^{\alpha} + \log p_i \right]. \quad (53)$$

W wyrażeniu (53) na L wypisaliśmy temperatury $T_{\alpha}^{(\varrho)}$ zamiast potencjałów $m_{\alpha}^{(\varrho)}$ ze względu na większą pogładowość, ale jak wiemy, które z tych oznaczeń użyjemy jest w zasadzie obojętne. Wielkość L jako funkcję (43) prawdopodobieństw p_i oraz parametrów $T_{\alpha}^{(\varrho)}$ (lub $m_{\alpha}^{(\varrho)}$) można uważać za równorzędną wielkość H jako funkcji p_i oraz warunków ubocznych (41) z parametrami $M_{\varrho}^{(\alpha)}$. Możemy więc na miejsce zasady wariacyjnej (39) dla H z warunkami ubocznymi (40) i (41) sformułować obecnie następującą zasadę wariacyjną dla L jedynie z warunkami ubocznymi (40) wynikającymi z definicji prawdopodobieństwa:

$$(a) \frac{\delta L}{\delta p} = 0, \quad (b) \frac{\delta^2 L}{\delta p^2} > 0. \quad (54)$$

Zasadę wariacyjną (54) można nazwać zasadą najmniejszego działania albo krótko „zasadą działania“ (*action principle*) dla informacji L . Samą wielkość L można przy tym nazwać informacją izotermiczną albo izopotencjalną, informacją termostatyczną (uogólniającą warunek termostatu), wreszcie informacją swobodną (ze względu na związek z energią swobodną, który zaraz przedstawimy).

Jeżeli w szczególności rozważamy tylko jedną wielkość w , którą jest energia i $r_1 = 1$, jak prawie zawsze dotychczas w termodynamice, otrzymamy natychmiast z (52), p. (47),

$$L = \frac{U}{T} - H, \quad (55)$$

czyli, że L wiąże się z energią swobodną F [35] związkiem

$$F = LT = U - TH. \quad (56)$$

Ponieważ T traktujemy jako zadany parametr (układ w termostacie) z zasady działania (54) otrzymujemy w tym przypadku natychmiast zasadę minimum

⁸ Zmiana znaku w (54b) w stosunku do (39b) związana jest ze znakiem minus przed H (52).

energii swobodnej

$$(a) \quad \frac{\delta F}{\delta p} = 0, \quad (b) \quad \frac{\delta^2 F}{\delta p^2} > 0, \quad (57)$$

której wprowadzenie z naszej ogólniejszej zasady zapowiadaliśmy wyżej. Jest przy tym widoczne, że w przypadku większej liczby temperatur ($r_e > 1$) nie jest celowe mnożenie L przez temperatury i powracamy do naszego sformułowania (54) z informacją L , którą samą można wtedy nazwać informacją swobodną, ze względu na jej historyczny związek z F .

Łatwo sprawdzić, że rozwiązanie zagadnienia (54) z warunkami ubocznymi (40) jest formalnie dokładnie takie same co poprzednio, tj. (42)—(43). Przepisując je przy pomocy temperatur otrzymamy

$$p_i = Z^{-1} \exp \left[- \sum_{e=1}^s \sum_{a=1}^{r_e} \left(\frac{w_{ei}}{kT_a^{(e)}} \right) \right] \quad (i = 1, \dots, n), \quad (58)$$

$$Z = \sum_{i=1}^n \exp \left[- \sum_{e=1}^s \sum_{a=1}^{r_e} \left(\frac{w_{ei}}{kT_a^{(e)}} \right)^a \right]. \quad (59)$$

Widzimy, że (58)—(59) jest prostym uogólnieniem rozkładu kanonicznego Gibbsa z mechaniki statystycznej [35]. Istotnie, kładąc jak wyżej $s = 1$, $r_1 = 1$, $w_1 = E$, $M_1^{(1)} = U$, $T_1^{(1)} = T$, $w_{1i} = E_i$, $n = \infty$, otrzymujemy

$$p_i = Z^{-1} \exp \left(- \frac{E_i}{kT} \right), \quad (i = 1, 2, \dots) \quad Z = \sum_{i=1}^{\infty} \exp - \left(\frac{E_i}{kT} \right), \quad (60)$$

czyli tzw. mały (zwyczajny) rozkład Gibbsa (Z — mała funkcja rozkładu, *partition function*) a dla $s = 2$, $r_1 = r_2 = 1$, $w_1 = E$, $w_{1i} = E_i$, $w_2 = N$ (liczba cząstek) $w_{2i} = N_i$, $T_1^{(1)} = 1$, $m_2^{(1)} = \mu$, $n = \infty$ analogicznie

$$p_i = Z^{-1} \exp \left[- \frac{E_i}{kT} - \mu N_i \right], \quad (i = 1, 2, \dots)$$

$$Z = \sum_{i=1}^{\infty} \exp \left[- \frac{E_i}{kT} - \mu N_i \right], \quad (61)$$

czyli tzw. wielki rozkład Gibbsa (Z — wielka funkcja rozkładu, *grand partition function*). Wypiszemy jeszcze bezpośrednie uogólnienie wielkiego rozkładu Gibbsa (61) na drugi rząd temperatur (wzgl. potencjałów):

$$p_i = Z^{-1} \exp \left[- \frac{E_i}{kT_1} - \frac{E_i^2}{k^2 T_2^2} - \mu N_i - \mu_2 N_i^2 \right];$$

$$Z = \sum_{i=1}^{\infty} \exp \left[- \frac{E_i}{kT_1} - \frac{E_i^2}{k^2 T_2^2} - \mu_1 N_i - \mu_2 N_i^2 \right]. \quad (62)$$

Można postawić pytanie, czy metodą teorii informacji można otrzymać także tzw. mikrokanoniczny rozkład Gibbsa, tzn. rozkład, przy którym zakłada się, że wartość energii jest z góry dokładnie znana (nie jako średnia U , lecz jako wartość własna E_i). Oczywiście otrzymuje się, ale jest to przypadek trywialny nie wymagający żadnego aparatu, gdyż prawdopodobieństwo jest z góry wyznaczone z założenia

$$p_i = \delta_{ii'} \quad (i = 1, \dots, n), \text{ gdzie } i' \text{ wyznaczone jest z warunku } E = E_i. \quad (63)$$

Założmy obecnie, że zmieniamy w sposób „adiabaticzny“, tzn. tak powoli, aby w każdej chwili mieć do czynienia ze stanem równowagi zdefiniowanym przez maksimum informacji⁹, momenty statystyczne $M_e^{(\alpha)}$ o infinitesimalne przyrosty $dM_e^{(\alpha)}$.

Z (45) wzgl. też (48), otrzymujemy wtedy natychmiast uogólnioną „identyczność termodynamiczną“

$$dH = \sum_{e=1}^s \sum_{\alpha=1}^{r_e} \frac{1}{k^{\alpha-1} (T_e^{(\alpha)})} dM_e^{(\alpha)} = \sum_{e=1}^s \sum_{\alpha=1}^{r_e} m_e^{(\alpha)} dM_e^{(\alpha)}. \quad (64)$$

Identyczność tę możemy jeszcze uogólnić, jeśli założymy, jak to się robi w zwyczajnej termodynamice, że zmieniamy również adiabaticznie warunki zewnętrzne, tzn. pewne parametry jak np. objętość naczynia, natężenie zewnętrznego pola elektrycznego lub magnetycznego itp. Oznaczamy te „parametry zewnętrzne“ przez V_β ($\beta = 1, \dots, q$). Wówczas wszystkie wartości spektralne w_{ei} będą określonymi funkcjami tych parametrów zewnętrznych $w_{ei} = w_{ei}(V_1, \dots, V_q)$. Zmieniając V_β o infinitesimalne przyrosty dV_β otrzymamy zamiast (64)

$$dH = \sum_{e=1}^s \sum_{\alpha=1}^{r_e} \frac{1}{k^{\alpha-1} (T_e^{(\alpha)})^\alpha} dM_e^{(\alpha)} + \sum_{\beta=1}^q P_\beta^{(\beta)} dV_\beta, \quad (65)$$

gdzie

$$m_e^{(\alpha)} = \frac{1}{k^{\alpha-1} (T_e^{(\alpha)})^\alpha} = \left(\frac{\partial H}{\partial M_e^{(\alpha)}} \right)_{V_\beta}, \quad P_e^{(\beta)} = \left(\frac{\partial H}{\partial V_\beta} \right)_{M_e^{(\alpha)}}. \quad (66)$$

Równanie (65) można uważać za uogólnienie pierwszej zasady termodynamiki. Druga zasada, jak już wspomnieliśmy, była uogólniona w postaci (39). Zakładając, że rozważane widma w_{ei} ($i = 1, \dots, s$) są ograniczone z dołu (oczywiście założenie to potrzebne jest jedynie w przypadku $n = \infty$, ale ten właśnie przypadek ważny jest dla fizyki), można też pokazać, że zachodzi uogólniona trzecia zasada termodynamiki (zasada Nernsta), tzn. że H dąży do zera, gdy wszystkie momenty statystyczne dążą do zera (można przyjąć bez ograniczenia

⁹ Z punktu widzenia teorii informacji jest lepiej ten warunek sformułować nieco inaczej. Chodzi mianowicie o to, że przyjmując jako znane momenty $M_e^{(\alpha)}$ czynimy to na podstawie uprzedniego „makroskopowego“ pomiaru. Zakładając, że momenty te będą obowiązywać również pomiary, do których odnosi się prawdopodobieństwo (a więc pomiary „mikroskopowe“) czynimy milczące założenie stacjonarności w czasie układu mierzonego. Ten właśnie warunek stacjonarności narzuca dostatecznie powolne zmiany momentów, jeśli je w ogóle rozważamy.

ogólności, że najniższe wartości spektralne równają się zeru). Z braku miejsca nie podamy dowodu tego twierdzenia, odwołamy się jedynie do pracy [44], gdzie został podany dowód dla przypadku $r_e = 1$.

Widzimy zatem, że otrzymaliśmy daleko idące uogólnienie normalnego formalizmu termodynamiki, wychodząc z prostej zasady wariacyjnej dla informacji. Jest widoczne, że chodzi tutaj o termodynamikę równowagi, tj. przypadku stacjonarnego, niezależnego od czasu. (Dlatego dyskusja zmian parametrów wymagała warunku „adiabatywności“, czyli dostatecznie powolnych zmian.) Dla fizyki są niekiedy ważne także przypadki ustalania się równowagi, gdy nie możemy założyć stacjonarności. Wówczas należy się zająć tzw. zagadnieniem ergodycznym teorii informacji, będącym szczególnym działem teorii procesów stochastycznych. Sprawa ta wykracza już jednak poza ramy niniejszego artykułu. Parę słów poświęcimy jej jedynie w ostatnim paragrafie.

7. Zastosowania do statystyki matematycznej

Ze względu na rozmiary niniejszego artykułu nie możemy przedstawić tutaj obszerniej bardzo różnorodnych zastosowań teorii informacji do statystyki matematycznej, tym bardziej, że istnieje na ten temat obszerna monografia Kullbacka [36]. Ograniczymy się zatem do najprostszych przykładów oraz krótkiej dyskusji ogólnej, szczególnie w zakresie nieomówionym przez Kullbacka (nie formułuje on bowiem *explicite* problemu wariacyjnego podanego przez nas w § 6).

Od czasów powstania rachunku prawdopodobieństwa w wiekach XVII i XVIII był nieustannie dyskutowany wśród statystyków problem, na jakich zasadach oprócz wyznaczanie prawdopodobieństw. Dyskusja ta trwa aż do naszych dni. Laplace, który uważał, że rachunek prawdopodobieństwa jest to „zdrowy rozsądek zredukowany do obliczeń“, był autorem tzw. „zasady racji dostatecznej“, która powiada, że dwom zdarzeniom należy przypisać te same prawdopodobieństwa, jeśli nie ma powodu, ażeby przypuścić inaczej. Chociaż zasada ta brzmi jak żart, Laplace pokazał, że w wielu przypadkach działa ona bardzo dobrze i daje jednoznaczne wyniki. Jednakże przy bardziej skomplikowanych zagadnieniach jednoznaczność ta znika i natrafiamy na sprzeczności i paradoksy przy próbach jej zastosowania (dotyczy to przede wszystkim rozkładów ciągłych) [43, 49]. W ciągu XIX w. podano wiele typów rozkładów prawdopodobieństwa (jak Poissona, Gaussa, Cauchy'ego, Pearsona itd.) zależnych od większej lub mniejszej liczby parametrów. Już w XX w. powstała teoria dopasowywania tych rozkładów do doświadczenia, w szczególności przy zadanym typie rozkładu dobierania najwłaściwszych, „najprawdopodobniejszych“ wartości parametrów. W ten sposób pojawiała się tzw. teoria estymacji (szacowania) pojmowana jako teoria najlepszego oszacowania wartości parametrów na podstawie danego materiału statystycznego (próby statystycznej, *sample*) [50, 51]. Za twórcę tej teorii można uważać wybitnego sta-

tystyka angielskiego Ronalda Aylmera Fishera (ur. 1890) p. w szczególności [52—55]. W pracy [53] Fisher sformułował zasadę nazwaną przez niego „kryterium dostateczności“ (*criterion of sufficiency*) określoną ogólnie słowami: „Wybrana statystyka powinna sumować całość odnośnej informacji zawartej w próbie“.

W szczególności Fisher określił wielkość nazwaną „wiarygodnością“ (*likelihood*) i tak dobierał parametry rozkładu danego typu, aby logarytm owej wiarygodności (zwaney także funkcją wiarygodności) przyjmował maksymalną wartość. Dla rozkładu dyskretnego wiarygodność L Fishera określona jest przez

$$L = p_1(a_1, a_2, \dots, a_m) p_2(a_1, \dots, a_m) \dots p_n(a_1, \dots, a_m), \quad (67)$$

gdzie a_1, \dots, a_m oznaczają parametry, od których zależy rozkład. Warunki na wyznaczanie parametrów mają wówczas postać

$$\frac{\partial \log L}{\partial a_j} = 0 \quad (j = 1, \dots, m). \quad (68)$$

Oczywiście $m \leq n$. Zakładając, że parametry są niezależne, możemy rozwiązać np. pierwszych m spośród związków

$$p_i = p_i(a_1, \dots, a_m) \quad (i = 1, \dots, m) \quad (69)$$

względem a_j ($j = 1, \dots, m$) i wstawiając wyniki do pozostałych $(n - m)$ spośród równań (69) otrzymamy $(n - m)$ związków dla p_i :

$$F(p_1, \dots, p_i) = 0 \quad (l = 1, \dots, n - m). \quad (70)$$

W ten sposób przyjęcie pewnego typu wieloparametrowej (na ogół) funkcji rozkładu jest równoważne z założeniem związków (70) (z których oczywiście z powrotem można otrzymać zależności (69)). Nadto prawdopodobieństwa p_i spełniają oczywiście relacje (40). Ponieważ warunki Fishera (68) można pomnożyć przez dowolną stałą, możemy obecnie sformułować jego metodę w następującej równoważnej postaci:

$$(a) \quad \frac{\delta I_F}{\delta p} = 0, \quad (b) \quad \frac{\delta^2 I_F}{\delta p^2} < 0, \quad (71)$$

gdzie

$$I_F = I_F[p] = -\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \log p_i, \quad (72)$$

przy spełnieniu warunków ubocznych (40) i (70). Przez porównanie wzorów (5) i (72) widzimy, że informacja Fishera I_F różni się od informacji Boltzmann-Shannona [I średniowaniem arytmetycznym wielkości $\log \frac{1}{p_i} = -\log p_i$ (po-

nieważ $p_i < 1$, widzimy, że znak minus zapewnia dodatniość tych wielkości) zamiast średniowania statystycznego ważonego z prawdopodobieństwami p_i .

Z dokładnością do tej różnicy nasza metoda zreferowana w § 6 pokrywa się w zasadzie z metodą Fishera (dokładniej jest jej szczególnym przypadkiem, gdyż związki F (70) mogą być w zasadzie dowolne, chociaż winny wyrażać naszą wiedzę o badanym układzie). Równocześnie widzimy wyższość, zarówno formalną, jak i pojęciową, informacji Boltzmann-Shannona nad informacją Fishera. Zarówno Boltzmann jak i Fisher użyli logarytmu w sposób prawie niezauważalny dla czytelnika (mianowicie jeden mówi o maksymalizacji prawdopodobieństwa, drugi o maksymalizacji wiarygodności, a nie logarytmu z tych wielkości), a ten właśnie logarytm użyty jako chwyt matematyczny zdecydował o powodzeniu metody. Głębszy sens owego logarytmu został ujawniony w badaniach aksjomatycznych nad informacją przedstawionych przez nas w § 4.

Przejdziemy obecnie do zapowiedzianych przykładów zastosowań. Zaczniemy od najprostszego przypadku: $s = 0$, $r_e = 0$ w (41), tzn. że warunki uboczne redukują się do definicyjnych warunków (40). Innymi słowy nie wiemy niczego o układzie, oprócz tego, że ilość niezależnych wyników pomiarów wynosi n . Wówczas otrzymujemy z (42)

$$p_i = Z^{-1} = \frac{1}{n}, \quad (73)$$

a więc jednorodny rozkład prawdopodobieństwa, zgodnie z tym, co możemy oczekiwać według „zasady racji dostatecznej“ Laplace'a. Równocześnie otrzymujemy z (51) i (50)

$$H = m_0 = -L = k \log n, \quad (74)$$

jak we wzorze Clausiusa-Boltzmann (17), a przy $k = 1$ informację Hartleya (15). Ponieważ w naszym rozkładzie nie ma żadnych parametrów, nie mamy też temperatur i potencjałów statystycznych (wzgl. temperatury są nieskończone, a potencjały znikają). Łatwo sprawdzić, że metodą Fishera (71) (w naszym sformułowaniu) otrzymamy ten sam wynik (73) i że w tym przypadku oczywiście $I_F = I_H = I$.

Biorąc następny w kolejności prosty przypadek $s = 1$, $r = 1$ otrzymamy dla $n = \infty$ dyskutowany już w § 6 rozkład Gibbsa (60). Kładąc w szczególności $w_i = i$, $k = 1$ oznaczając obecnie średnią wartość wielkości w przez $M = M_1^{(1)}$ można wyrazić prawdopodobieństwa p_i przy pomocy M ; mamy mianowicie

$$p_i = \frac{M^i}{(1 + M)^{i+1}} \quad (i = 1, 2, \dots), \quad (75)$$

co daje rozkład znany w statystyce jako rozkład geometryczny [56]. Dalej mamy [46]:

$$m = \frac{1}{T} = \log \frac{M+1}{M},$$

$$I = (M+1) \log(M+1) - M \log M, \quad L = -\log \left(1 - e^{-\frac{1}{T}}\right). \quad (76)$$

Łatwo sprawdzić, że gdybyśmy w tym przypadku użyli informacji Fishera I_F (72) zamiast I nie otrzymalibyśmy ani rozkładu Gibbsa, ani rozkładu geometrycznego, lecz nieco inne rozkłady, niezgodne w tych przypadkach z doświadczeniem, co bezpośrednio wykazuje że informacja Fishera, choć stanowi pewne przybliżenie do właściwego rozwiązania, nie jest nim dokładnie. Natomiast niezmiernie liczne zastosowania fizyczne rozkładu Gibbsa pokazują, że jest on zgodny z doświadczeniem. Ten przypadek więc można uważać za *experimentum crucis* na korzyść informacji Boltzmann-Shannona.

Przechodząc do następnego przypadku, $s = 1$, $r = 2$ (który był już ujęty we wzorze (62), jeśli położymy $\mu_1 = \mu_2 = 0$), ograniczymy się do przybliżonego zastąpienia w Z sumy przez całkę, które jest możliwe, kiedy założymy $w_i = i$ oraz oznaczając $M_1 = M$, $M_2 - M_1^2 = \sigma^2$ $M \sigma \gg 1$ (w ogólnym przypadku bowiem obliczenie sumy stanów nie jest możliwe). Otrzymujemy wówczas [46]:

$$p_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp\left[-\frac{(i-M)^2}{2\sigma^2}\right] \quad (i = 0, 1, 2, \dots),^{10} \quad (77)$$

czyli rozkład Gaussa (często oblicza się go tą metodą po uprzednim przejściu do przypadku ciągłego, co jak wiemy, nie da się ogólnie uzasadnić) [40, 42]. Rozkład Gaussa otrzymany w ten sposób jako wzór asymptotyczny znajduje więc uzasadnienie w teorii informacji, a jak wiemy, jest to rozkład najbardziej rozpowszechniony w statystyce. Nasz sposób wprowadzenia wskazuje zarazem na zakres zastosowań tego rozkładu: będzie on obowiązywać wtedy, gdy dwa pierwsze momenty statystyczne są niezależne i znane z makroskopowych pomiarów (albo też zadane w zagadnieniu), oraz wtedy gdy możemy zaniedbać dyskretną strukturę zmiennej stochastycznej, a graniczna gęstość widma jest jednorodna.

8. Termodynamika maserów

Przechodzimy w końcu do zastosowania naszej teorii. Zastosowanie to wydaje się w istotny sposób nowe, prawie wszystko bowiem co powiedzieliśmy dotychczas albo jest nieco innym sposobem uzasadnienia rzeczy znanych, albo było mniej lub więcej *implicite* zawarte w dotychczasowych wynikach. Odnosi się ono do maserów, jednego z najbardziej zadziwiających osiągnięć fizyki ostatnich lat [57, 58].

Słowo „maser“ używamy w ostatnio wprowadzanym uogólnionym znaczeniu, a mianowicie jako akronimu od angielskiego wyrażenia *molecular amplification by stimulated emission of radiation*, nie zaś od pierwotnie zaproponowanego przez C. H. Townesa i współpracowników [59] terminu *microwave*

¹⁰ Ze względu na zastosowanie w następnym paragrafie przyjmujemy $w_i \geq 0$ i stąd założenie dla M . Ogólnie można przyjąć $w_i = i = 0, \pm 1, \dots$ i $M \gg 1$, $\sigma \gg 1$.

amplification... itd. [58]. W ten sposób masery w sensie uogólnionym obejmują nie tylko pierwotne masery mikrofalowe, ale także „lasery“ (światłne czyli optyczne masery), „irasery“ (masery podczerwone, od *infrared*), „rasery“ (masery pracujące w świetle czerwonym, od *red*) itp. możliwe dalsze odmiany. Terminologia taka zbliża się równocześnie do terminologii radzieckiej, gdzie niezależnie od badaczy amerykańskich zaproponowano nazwę „generatory molekularne“ (N. G. Basow i A. M. Prochorow [60], którzy niezależnie od Townesa wpadli na analogiczny pomysł).

Jak wiadomo, jeśli pominąć stosunkowo prostą ogólną ideę maserów, bardziej szczegółowa ich teoria bynajmniej nie jest prosta, p. np. prace Schwingera na ten temat [61, 62]. W artykule niniejszym nie będziemy jednak poruszać dynamicznej strony pracy masera, strona ta nastęrcza największe trudności teoretyczne, lecz ograniczymy się wyłącznie do aspektu termodynamicznego i to potraktujemy go w sposób szkicowy (dokładniejsze opracowanie wymaga specjalnych badań i nie da się przeprowadzić w oderwaniu od strony dynamicznej).

Aby mieć na oku konkretny model i uprościć sobie rozważania matematyczne wyobraźmy sobie, że układ molekularny, który promieniuje w maserze, jest typu oscylatora harmonicznego, tj. $E_i = i\hbar\omega$, gdzie ω — pewna stała $i = 0, 1, 2, \dots$ uproszczenie to jest często używane w teorii maserów [63]. Wówczas rozkład prawdopodobieństwa pobudzeń poszczególnych stanów energetycznych układu maserowego da się schematycznie przedstawić jak na rys. 4.

Widzimy, że ze względu na specjalną metodę ciągłego pobudzania masera (mamy w tej chwili na myśli maser o pracy ciągłej, jak np. pierwszy historycznie maser amoniakalny [59], o maserach pracujących impulsowo wspomniemy później) utrzymuje się stacjonarnie rozkład pobudzeń daleko odbiegający od „naturalnego“ rozkładu Gibbsa (60). W rozkładzie Gibbsa (zwanym także Boltzmanna-Gibbsa) maksimum pobudzenia leży przy stanie podstawowym E_0 , tutaj zaś leży w okolicy wartości średniej U . (Na rys. 4 nie rozróżniamy wartości najprawdopodobniejszej U_0 i wartości średniej U , gdyż leżą one tu na ogół blisko, a w używanym przez nas dalej przybliżeniu gaussowskim — pokrywają się.) Z tego względu w teorii maserów mówi się o „odwróconym rozkładzie“ („odwróconej populacji“, *inverted population*) albo o rozkładzie anty-boltzmannowskim na lewo od U . Odwrócone rozkłady były wcześniej studiowane dla układów spinowych, które odznaczają się tą własnością, że ilość ich stanów kwantowych jest skończona (np. dla kryształu ferromagnetycznego z N atomów magnetycznych, z których każdy ma spin $\frac{1}{2}$, liczba stanów spinowych wynosi 2^N , a ogólnie $(2S+1)^N$, gdzie S jest spinem atomu). W układzie takim jest naprzód możliwe osiągnięcie temperatury $T = \infty$, w której wszystkie stany energetyczne mają równe prawdopodobieństwo pobudzenia, a następnie przejście do temperatur ujemnych, $T < 0$, przy których prawdopodobieństwo pobudzenia wyższych stanów energetycznych jest wyższe niż stanów niższych, a maximum pobudzenia leży przy E_{max} , a nie przy E_0 . Pojęcie temperatury absolutnej ujemnej jest w zupełnej zgodzie z ogólną definicją temperatury (47) i rozkład w dalszym ciągu podlega wzorowi Gibbsa (60),

tyko z ujemnym T . Należy podkreślić, że nie jest możliwe przejście do ujemnych temperatur przez temperaturę zera absolutnego $T = 0$ (która w dalszym ciągu jest nieosiągalna, zgodnie z twierdzeniem Nernsta), lecz jedynie przez temperaturę $T = \infty$. Ten nieco dziwnie wyglądający fakt znajduje znacznie prostszą interpretację, gdy zgodnie z naszymi uwagami w § 6 wiążącymi się z wzorem (48) posłużymy się „skalą potencjalną“ temperatury (rozumianej ogólniej), $m = T^{-1}$. Wówczas bowiem przejście między $m > 0$ i $m < 0$ dokonuje się przez $m = 0$, a zero absolutne dla T odpowiada dwom wartościom $m = +\infty$ i $m = -\infty$. Na możliwość rozszerzenia tradycyjnego pojęcia temperatury na wartości ujemne dla układów spinowych zwrócili uwagę niezależnie Landau [35] i Pound [64] w r. 1951. p. także [65—68]. Jest jasne, że dla układów o nieskończonej liczbie stanów kwantowych, gdzie energia nie jest ograniczona przez żadną skończoną wartość największą i $E_{max} = \infty$, nie jest możliwe osiągnięcie temperatur ujemnych w tym sensie, już bowiem osiągnięcie temperatury $T = \infty$ wymagałoby nieskończonej energii.

We wszystkich znanych autorowi rozważaniach na temat maserów używa się pojęcia temperatur ujemnych tak jak w przypadku układów spinowych [57, 58, 61, 63]. Ścisłe biorąc jednakże, jest to uzasadnione jedynie wtedy gdy mamy do czynienia z maserem spinowym (np. paramagnetycznym [69]). We wszystkich innych przypadkach, jak to jest dobrze widoczne ze schematu na rys. 4, do opisu rozkładu nie wystarcza jeden parametr, jakim jest temperatura. Istotnie, dla lewej części wykresu, tj. dla $E_i \ll U$, mielibyśmy temperaturę ujemną, dla prawej, dla $E_i \ll U$, temperaturę dodatnią, a dla środkowej, w okolicy U , temperaturę $T = \infty$. A zatem nie ma mowy o tym, aby temperatura miała jakąś określoną wartość dla całego rozkładu, nie wiadomo zaś co by miało znaczyć dzielenie rozkładu na kilka różnych rozkładów (wiemy bowiem, że poszczególne części rozkładu nie są od siebie niezależne). Widać zresztą z rys. 4, że przynajmniej w obszarze przyjscia między rozkładem z $T < 0$ a z $T = \infty$ i następnie między rozkładem z $T = \infty$ i z $T > 0$ odstępstwo od rozkładu Gibbsa z oznaczonego linią przerywaną na rys. 4 jest tak duże, że dla lepszej interpolacji trzeba by użyć wielu dalszych rozkładów Gibbsa z różnymi T wzgl. m . W granicy otrzymalibyśmy transformację Laplace'a funkcji rozkładu $p(E_i) = p(E)$

$$p(E) = \int_0^{\infty} P(m) e^{-\frac{mE}{k}} dm \quad (E \geq 0), \quad (78)$$

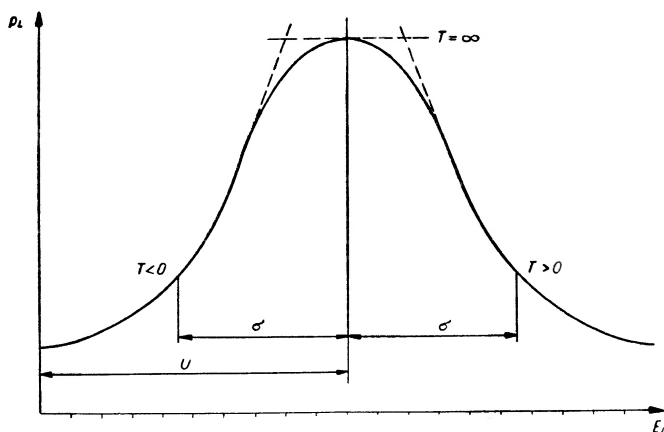
z której widać, że ujemne m , wzgl. T , są tu w ogóle niepotrzebne, bo $p(E)$ jest określone tylko dla nieujemnych E . Jednakże transformacja (78) daje nam niewiele, gdyż na miejsce nieskończonych wartości określających funkcję $p(E)$ otrzymujemy nieskończenie wiele wartości (parametrów) określających $P(m)$.

Drogę do określenia $p(E)$ przy pomocy skończonej liczby parametrów, które byłyby równocześnie naturalnym uogólnieniem dotychczasowego parametru termodynamicznego — temperatury, wskazuje nam formalizm przed-

stawiony w § 6. Istotnie, wystarczy rzut oka na rys. 4, aby zrozumieć, że po rozkładzie Gibbsa określonym przez jeden parametr, którym może być M , T lub m , następnym krokiem, który jakościowo już pasuje do schematu rys. 4, jest przypadek (77) opisany przez dwa parametry dostępne pomiarowi makroskopowemu M i σ . Z (77) otrzymujemy przy naszych obecnych oznaczeniach

$$p_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma}} \exp \left[-\frac{(i\hbar\omega - U)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (i = 0, 1, 2, \dots) \quad (79)$$

przy założeniach, że $U \gg \sigma \gg \hbar\omega$. Zgodnie z teorią przedstawioną w § 6 możemy teraz na miejsce parametrów „doświadczalnych“ U i σ wprowadzić parametry



Rys. 4. Schemat rozkładu prawdopodobieństwa pobudzeń układu maserowego

„termodynamiczne“, mianowicie albo temperatury T_1 i T_2 , albo potencjały statystyczne m_1 i m_2 . Otrzymujemy z prostego rachunku

$$T_1 = \frac{1}{m_1} = \frac{\sigma^2}{kU}, \quad T_2 = \frac{1}{\sqrt{km_2}} = \sqrt{2} \frac{\sigma}{k}. \quad (80)$$

Ponieważ wszystkie wielkości występujące po prawej stronie wzorów (80), tj. k , U i σ , są dodatnie, otrzymujemy ważny rezultat, że „pierwsza temperatura“ T_1 — odpowiednik temperatury T dotychczasowej termodynamiki, jest obecnie ujemna, druga zaś, T_2 , dodatnia. W ten sposób potwierdza się w pewnym sensie dotychczas używana „hipoteza robocza“ ujemnych temperatur u maserów. Obecnie jednak staje się ona częścią szerszej koncepcji posiadającej głębsze uzasadnienie teoretyczne. Istotnie nową ideą natomiast jest pojęcie „drugiej temperatury“ T_2 , która okazuje się proporcjonalna do standardowego odchylenia (fluktuacji) σ .

Jest jasne, że faktyczne rozkłady prawdopodobieństwa, które występują w konkretnych maserach, mogą mniej lub bardziej odbiegać od przedstawionego wyżej schematu, tzn. może się zdarzyć, że dwa parametry, U i σ (wzgl. T_1 i T_2), nie wystarczą do zadawalającego opisu rozkładu. Wówczas potrzebne

będą trzecie, czwarte itd. momenty, zgodnie z naszym formalizmem. Jednakże jest pewne, że schemat dwuparametrowy jest najprostszy z możliwych dla maserów i nie da się już dalej zredukować do jednoparametrowego rozkładu. Fakt, że w ogóle jest konieczne użycie „wyższych temperatur“ w wypadkach badanych przez fizykę, wskazuje, że uogólnienie termodynamiki, które podaliśmy w § 6, nie jest tylko czerzą formalistyką, i głównie o to chodzi nam w niniejszym artykule.

Zauważmy jeszcze, że gdy pobudzenie masera ustaje, jak to się dzieje periodycznie w maserach pracujących impulsowo (np. w najczęściej budowanym laserze rubinowym), równowaga „sztuczna“ typu (79) przechodzi w równowagę „naturalną“ opisaną rozkładem Gibbsa (60). Z punktu widzenia fizyki chodzi tu o to, że w pierwszym przypadku działają siły zewnętrzne wymuszające powstanie określonych wyższych momentów statystycznych niezależnych od pierwszego, w drugim zaś przypadku siły zewnętrzne działać przestają i działają jedynie prawa dynamiki sił wewnętrznych zapewniając tylko zachowanie energii całkowitej, a więc i średniej energii układu, podczas gdy wyższe momenty statystyczne są już określone przez tą średnią (można je wyliczyć z rozkładu Gibbsa). Z matematycznego punktu widzenia zmiana polega na zniknięciu jednego lub więcej spośród warunków ubocznych (41). Zmniejszenie ilości więzów w zasadzie wariacyjnej zwiększa na ogół (a co najmniej nie zmienia) wartość maksymalnej entropii (informacji)

$$\Delta H \geq 0, \quad (81)$$

co wyraża prawo, które niektórzy również nazywają drugą zasadę termodynamiki. Wielkość ΔH da się łatwo obliczyć z naszej teorii dla każdego konkretnego przypadku (jest to po prostu różnica odpowiednich informacji H_{max}).

Jak wspomnieliśmy na końcu § 6, nie możemy w niniejszym artykule, przede wszystkim z braku miejsca, zająć się zagadnieniem ergodycznym teorii informacji, w szczególności termodynamiki (dla tego ostatniego p. np. [71]). Zagadnienie to jest na ogół bardzo trudne, wiąże się oczywiście z problemami dynamiki, i tylko dla najprostszych przypadków posiada znane rozwiązanie. Jeżeli założymy na chwilę, że zostało ono rozwiązane dla naszego przypadku masera impulsowego, czyli że znamy czas relaksacji τ procesu przejścia od jednego do drugiego typu równowagi, wówczas ze wzoru (81) można obliczyć średnią szybkość przyrostu entropii procesu relaksacji

$$H' = \frac{\overline{dH}}{dt} = \frac{\Delta H}{\tau}. \quad (82)$$

Ponieważ na ogół okres jednego impulsu $\tau_0 > \tau$, więc efektywna średnia szybkość wzrostu entropii będzie mniejsza

$$H'_{ef} = \frac{\Delta H}{\tau_0} < H'. \quad (83)$$

Obie wielkości są dodatnie. W przypadku masera pracującego w sposób ciągle można uważać, że działanie urządzenia zapewniającego stabilność równowagi maserowej (np. „pompy optycznej“, selektora elektrostatycznego + aparatury odbierającej w maserze amoniakalnym itp.) zapewnia taki odbiór H'_{out} informacji na jednostkę czasu, że

$$H'_{ef} = H' - H'_{out} = 0. \quad (84)$$

Dzięki warunkowi (84) informacja H utrzymuje się na poziomie odpowiadającym danej równowadze maserowej. Widzimy zatem, że dla działania masera konieczny jest odpowiednio szybki odbiór informacji do układu. Informacja ta może się ujawnić albo w formie ciepła, a więc w postaci, że się tak wyrazimy tradycyjnej, albo, co jest nowe, w formie spójnego (koherentnego) promieniowania wychodzącego od układu na zewnątrz i tam absorbowanego. Promieniowanie to przenosi informację od układu masera do otoczenia i dzięki rozproszenia jej w otoczeniu umożliwia pracę masera. Odbiór zatem informacji — już w dosłownym sensie odbioru sygnałów telekomunikacyjnych — jest jedną z konsekwencji zasad działania masera. Widzimy stąd, że maser jest jakby jedną z możliwych realizacji idei demona Maxwella: przenosi informację od molekuł do makroświata i dzięki temu umożliwia działanie urządzenia sprzecznego z tradycyjną termodynamiką, którego równowaga bowiem daleko odbiega od rozkładu Gibbsa. Że działanie to jest w zgodzie z termodynamiką pojmowaną w rozszerzonym znaczeniu staraliśmy się właśnie pokazać w niniejszym artykule.

Literatura

- [1] J. C. Maxwell, *Theory of Heat*, Longmans and Green, London, 1871; tłum. niem. Vieweg, Braunschweig 1878.
- [2] M. Smoluchowski, *Phys. Z.*, **13**, 1069 (1912); *Pisma*, PAU, Kraków 1927, t. 2, str. 226.
- [3] M. Smoluchowski, *Vorträge über die kinetische Theorie der Materie und der Elektrizität*, Teubner, Leipzig 1914, str. 89; *Pisma*, t. 2, str. 361.
- [4] M. Smoluchowski, *Prace Mat.-Fiz.*, **25**, 187 (1914); *Pisma*, t. 2, str. 268.
- [5] L. Brillouin, *Science and Information Theory*, Academic Press, New York 1956; tłum. ros. Fizmatgiz, Moskwa 1960.
- [6] L. Szilard, *Z. Phys.*, **53**, 840 (1928).
- [7] L. Brillouin, *Amer. Scientist*, **37**, 554 (1949).
- [8] L. Brillouin, *J. appl. Phys.*, **22**, 334 (1951).
- [9] N. Wiener, *Cybernetics*, Wiley, New York 1948.
- [10] J. Rothstein, *Science*, **114**, 171 (1951).
- [11] J. Rothstein, *Phys. Rev.*, **85**, 135 (1952).
- [12] C. E. Shannon, *Bell Syst. Tech. J.*, **27**, 379, 623 (1948).
- [13] R. V. Hartley, *Bell Syst. Tech. J.*, **7**, 535 (1928); tłum. ros. w zbiorze: *Teoria informacji i jejo prołożenia*, Fizmatgiz, Moskwa 1959, str. 5.
- [14] A. Rényi, *Wahrscheinlichkeitsrechnung mit einem Anhang über Informationstheorie*. Deutsch. Verl. der Wiss., Berlin 1962.
- [15] A. I. Chinczin, *Usp. mat. Nauk*, **8**, 3 (1955); tłum. ang. w książce: *Mathematical Foundations of Information Theory*, Dover, New York 1957.

- [16] D. K. Faddejew, *Usp. mat. Nauk*, **11**, 227 (1956); tłum. niem. w zbiorze: *Arbeiten zur Informationstheorie*, D.V.W., Berlin 1957, I, str. 85.
- [17] A. Feinstein, *Foundations of Information Theory*, McGraw-Hill, New York 1958; tłum. ros. Ingiz, Moskwa 1960.
- [18] R. S. Ingarden, K. Urbanik, *Bull. Acad. Polon. Sci. (Math.)*, **9**, 313 (1961).
- [19] R. S. Ingarden, K. Urbanik, *Colloq. Math.*, **9**, 131 (1962).
- [20] R. S. Ingarden, *Bull. Acad. Polon. Sci. (Math.)*, **11**, 209 (1963).
- [21] R. S. Ingarden, *Prace Mat.*, w druku.
- [22] M. E. Stone, *Trans. Amer. Math. Soc.*, **40**, 37 (1936).
- [23] R. Sikorski, *Boolean Algebras*, Springer, Berlin 1960.
- [24] H. Steinhaus, *Fund. Math.*, **4**, 256 (1923).
- [25] A. Łomnicki, *Fund. Math.*, **4**, 34 (1923).
- [26] J. Łoś, *Colloq. Math.* **3**, 125 (1955).
- [27] A. N. Kolmogoroff, *Grundbegriffe der Wahrscheinlichkeitsrechnung*, Springer, Berlin 1930; tłum. ros.: Moskwa 1937; tłum. ang.: Chelsea, New York 1948.
- [28] A. N. Kolmogoroff, *VI Zjazd Matematyków Polskich*, *Dod. do Roczn. P. T. Math.*, **20**, 21 (1950).
- [29] P. R. Halmos, *Measure Theory*, Van Nostrand, New York 1950; tłum. ros.: Fizmatgiz, Moskwa 1955.
- [30] P. R. Halmos, *Amer. Math. Monthly*, **51**, 493 (1944).
- [31] R. Sikorski, *Funkcje rzeczywiste*, PWN, Warszawa 1958, t. I.
- [32] D. A. Kappos, *Strukturtheorie der Wahrscheinlichkeitsfelder und -räume*, Springer, Berlin 1960.
- [33] S. Mazurkiewicz, *Podstawy rachunku prawdopodobieństwa*, PWN, Warszawa 1956.
- [34] P. Martin, J. Schwinger, *Phys. Rev.*, **115**, 1342 (1959); tłum. ros.: Ingiz, Moskwa 1962.
- [35] L. Landau, E. Lifszic, *Statistyczeskaja fizika*, Tehteorfiz Moskwa 1951; tłum. pol. PWN, Warszawa 1960; tłum. ang.: Pergamon Press, London 1958.
- [36] S. Kullback, *Information Theory and Statistics*, Wiley, New York 1959.
- [37] A. Rényi, *Acta Math. Hungar.*, **6**, 285 (1955).
- [38] R. L. Dobruszin, *Usp. mat. Nauk*, **14**, No 6,3 (1959); tłum. niem.: *Arbeiten zur Informationstheorie*, DVW, Berlin 1963, IV.
- [39] E. H. Linfoot, *Information and Control*, **1**, 85 (1957).
- [40] F. M. Reza, *An Introduction to Information Theory*, McGraw-Hill, New York 1961.
- [41] L. Boltzmann, *Vorlesungen über Gastheorie*, Vieweg, Braunschweig 1896, B. I; tłum. ros.: Tehteorfiz, Moskwa 1956.
- [42] P. M. Woodward, *Probability and Information Theory with Applications to Radar*, Pergamon Press, London 1955; tłum. pol.: PWN, Warszawa 1959.
- [43] E. T. Jaynes, *Phys. Rev.*, **106**, 620 (1957).
- [44] R. S. Ingarden, K. Urbanik, *Acta phys. Polon.*, **21**, 132 (1962).
- [45] K. Urbanik, *Bull. Acad. Polon. Sci. (Math.)*, **10**, 349 (1962).
- [46] R. S. Ingarden, *Bull. Acad. Polon. Sci. (Math.)*, **11**, 541 (1963).
- [47] R. S. Ingarden, *Proceed. 3rd Reg. Conf. Low Temperature Physics 1963*, Prague, w druku.
- [48] H. Koppe, *Werner Heisenberg und die Physik unserer Zeit*, Vieweg, Braunschweig 1961, str. 182.
- [49] E. P. Nortrop, *Riddles in Mathematics*, Van Nostrand, New York 1944.
- [50] M. Fisiz, *Rachunek prawdopodobieństwa i statystyka matematyczna*, 2 wyd., PWN, Warszawa 1958.
- [51] H. Cramer, *Mathematical Methods of Statistics*, Princeton U.P., Princeton 1946; tłum. ros.: Tehteorfiz, Moskwa 1948; tłum. pol.: PWN, Warszawa 1959.
- [52] R. A. Fisher, *Mess. of Math.*, **41**, 155 (1912).
- [53] R. A. Fisher, *Math. Trans. Roy. Soc.*, A **222**, 309 (1922); *Contributions to Mathematical Statistics*, Wiley, New York 1950, praca 10.

- [54] R. A. Fisher, Proc. Cambr. Phil. Soc., **22**, 700 (1925); *Contributions*, praca 11.
- [55] R. A. Fisher, *Statistical Methods and Scientific Inference*, Oliver and Boyd, Edinburg 1956.
- [56] W. Feller, *An Introduction to Probability Theory and its Applications*, Wiley, New York 1950; tłum. pol.: PWN, Warszawa 1960.
- [57] J. R. Singer, *Masers*, Wiley, New York 1959; tłum. pol.: PWN, Warszawa 1963.
- [58] G. Troup, *Masers and Lasers*, Methuen, London 1963.
- [59] J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Towns, Phys. Rev., **22**, 1264 (1955).
- [60] N. G. Basow, A. M. Prochorow, Usiechi fiz. Nauk, **57**, 485 (1955).
- [61] J. Schwinger, *Brandeis Univ. 1960 Summer Institute in Theoretical Physics*, Benjamin New York 1961, str. 223.
- [62] J. Schwinger, J. Math. Phys., **2**, 407 (1961); tłum. ros.: Inizdat, Moskwa 1962.
- [63] J. P. Gordon, L. R. Walker, W. H. Louisiell, Phys. Rev., **130**, 806 (1963).
- [64] R. V. Pound, Phys. Rev., **81**, 156 (1961).
- [65] R. V. Pound, E. M. Purcell, Phys. Rev., **81**, 279 (1951).
- [66] R. V. Pound, N. F. Ramsey, Phys. Rev., **81**, 278 (1951).
- [67] N. F. Ramsey, Phys. Rev., **103**, 20 (1956).
- [68] A. Abragam, W. G. Proctor, Phys. Rev., **109**, 1441 (1958).
- [69] N. Bloembergen, *Progress in Low Temperature Physics*, North-Holland, Amsterdam 1961, t. 3, str. 396.
- [70] J. Mikusiński, *Rachunek operatorów*, 2 wyd., PWN, Warszawa 1957.
- [71] J. Łopuszański, *Fizyka statystyczna* (skrypt), PWN, Łódź 1956.

Cezary Pawłowski

Katedra Radiologii
Politechniki Warszawskiej

Promieniowania jądrowe i ich radiacyjne efekty w różnych ośrodkach materialnych

I. Badania zmian strukturalnych różnych substancji pod wpływem napromieniowań

1. Oddziaływanie promieniowania jądrowego na materię

Promieniowania jądrowe w czasie oddziaływania na substancje w różnych stanach skupienia, jak również na ciała o budowie krystalicznej, mogą wywoływać następujące elementarne procesy: 1) przesunięcie elektronu wewnątrz atomu z właściwego jego poziomu energetycznego na poziom wyższy, które charakteryzuje wzbudzony stan atomu; 2) całkowite usunięcie elektronu z atomu — proces znany pod nazwą jonizacji atomu; 3) usunięcie atomu z zajmowanego przez niego węzła sieci krystalicznej, czyli utworzenie w budowie krystalicznej wolnego miejsca (wakansji); przy tym uwolniony z więzów atom może ulokować się w jednym z międzywęźli; 4) tworzenie się w ośrodku materialnym obcych atomów przez spowodowany promieniowaniem jądrowym rozpad jąder jego atomów — w ten sposób są wytwarzane obce domieszki w substancji podstawowej; 5) cząstki jądrowe po całkowitym zużyciu swej energii kinetycznej w ośrodku materialnym i po uzyskaniu wymaganej liczby elektronów mogą stać się obojętnymi i pozostać w nim na stałe w charakterze obcego atomu.

Nie wszystkie z wymienionych zjawisk występują jako pierwotne efekty, powstające bezpośrednio pod wpływem promieniowań jądrowych. Niektóre z nich powstają jako wtórne procesy.

2. Efekty radiacyjne wywoływane różnymi odmianami promieniowań jądrowych

Napromieniowanie neutronowe może spowodować występowanie efektów jonizacyjnych w ośrodku materialnym tylko w wyniku wywoływanych przez niego wtórnych procesów. Pierwotnym zjawiskiem występującym pod wpływem neutronów i mającym charakter mechaniczny jest odrzucanie atomów w czasie zderzenia. W przypadku szybkich neutronów odrzucanie odbywa się tak gwałtownie, że atom zdąża porwać za sobą tylko część elektronów orbitalnych, znajdujących się w pobliżu jądra. W ten sposób atom, trafiony przez neutron, staje się jonom, który jako cząsteczka naładowana, poruszając się w substancji, może przyczynić się do powstania w niej jonizacji. W przypadku

działania promieniowania gamma w ośrodku materialnym jako efekt pierwotny występuje jonizacja atomów po wyzwoleniu z nich elektronów wskutek fotoefektu bądź efektu Comptona. W sposób podobny działają na substancję cząstki beta z tą jednak różnicą, że w wyniku hamowania tych szybkich cząstek, w ośrodku materialnym powstaje promieniowanie rentgenowskie. Cząstki alfa, deuterony, a tym bardziej fragmenty rozszczepionych jąder atomowych, których energie sięgają setek MeV, zdolne są do wywołania w każdej substancji wszystkich wyżej wymienionych efektów natury mechanicznej jak też natury elektrycznej.

Promieniowania neutronowe i fotonowe należą do promieniowań najbardziej przenikliwych, słabo pochłanianych, a więc działających znacznie słabiej na ośrodki materialne w porównaniu ze strumieniami cząstek naładowanych. Należy jednak pamiętać o tym, że obszary ich objęte działaniem tych promieniowań są bez porównania większe od obszarów w zasięgu działania innych promieniowań jądrowych, np. działanie promieniowania alfa w ciałach stałych ogranicza się do ich warstw w granicach ułamków milimetra.

Przebiegi wtórnych procesów, zachodzących w materii pod wpływem różnych promieniowań jądrowych, jakościowo nie różnią się od siebie, oczywiście mogą odbywać się z różnym stopniem nasilenia w zależności od energii promieniowania oraz od rodzaju substancji napromieniowywanej. Ogólna liczba przesunięć atomowych i elektronowych jest wynikiem tak procesów pierwotnych, jak i wtórnych powstających w substancjach napromieniowywanych. Natura promieniowania oraz rodzaj substancji poddawanej jego działaniu wpływają w znacznym stopniu na szybkość przebiegu efektów radiacyjnych, występujących zakłóceń, a nawet uszkodzeń w wewnętrznej budowie ciała napromieniowanego. Pod wpływem silnych napromieniowań wiele ciał krystalicznych ulega destrukcji, przekształcając się w ciała bezpostaciowe. Nie zawsze jednak promieniowania jądrowe wywierają na substancję działanie niszczące, istnieją przypadki, kiedy przez napromieniowanie pozyskują one bardziej zwartą wewnętrzną budowę. Występowanie tego rodzaju zjawiska daje się stwierdzić u niektórych stopów metali, wyższych polimerów. Zdarza się, że napromieniowanie ciał przyczynia się do uodpornienia ich na działanie chemiczne, mechaniczne, termiczne i elektryczne, a nawet na dalsze działanie radiacyjne stosowanego promieniowania.

3. Sposoby napromieniowania różnych substancji oraz metody badań zmian ich fizycznych i chemicznych własności, zachodzących pod wpływem efektów radiacyjnych

Zagadnienia związane ze zmianami wewnętrznej budowy ciał narażonych na działanie promieniowań jądrowych zyskiwały na aktualności w miarę rozwoju techniki jądrowej. Konieczność doskonalenia badań nad skutkami efektów radiacyjnych w ośrodkach materialnych wynikała z tego, że wszystkie potężne urządzenia do wytwarzania intensywnych wiązek promieniowań jądrowych (reaktory jądrowe, akceleratory — przyśpieszacze cząstek naładowanych),

jak również urządzenia radiacyjne z silnymi kobaltowymi źródłami promieniowania gamma o aktywności równoważnej niekiedy nawet 40 kg radu, wymagają stosowania materiałów konstrukcyjnych o dużej odporności w pierwszym rzędzie na działanie radiacyjne.

Istnieją różne sposoby napromieniowań, które są uzależnione w pierwszym rzędzie od stosowanych promieniowań jądrowych. Jeśli jest wymagane wywołanie zmian wewnętrznej struktury ciał o dużych wymiarach, przy jednoczesnym zachowaniu możliwie równomiernego działania promieniowania w całej ich masie, najbardziej do tego celu nadają się promieniowania neutronowe i fotonowe, które dzięki przenikliwości obejmują swym działaniem dość duże obszary obiektów napromieniowywanych, a wtórne promieniowanie wytwarzane przez nie w postaci bądź cząstek naładowanych, bądź rozproszonych elektronów przyczynia się do powstawania w całej substancji względnie jednorodnego pola radiacyjnego. Promieniowania neutronowe i fotonowe znalazły szerokie zastosowania w technice radiacyjnej do wywoływania w różnych substancjach procesów, prowadzących do polepszenia ich własności fizycznych i chemicznych.

Posługiwanie się przenikliwym promieniowaniem do wywoływania dostrzegalnych efektów radiacyjnych wymaga stosowania grubych warstw badanych substancji. Skutki napromieniowania w tych przypadkach są wykrywane na podstawie badań makroskopowych zmian ich własności fizycznych (np. wytrzymałości mechanicznej, przewodnictwa elektrycznego itp.). Wykrywane efekty pozwalają do pewnego stopnia wnioskować o możliwych procesach elementarnych, które stały się przyczyną zjawisk obserwowanych. Badania makroskopowe tylko w sposób pośredni mogą przyczyniać się do wyjaśnienia istoty zjawisk zachodzących w substancjach napromieniowywanych.

Dokładniejsze informacje o przebiegu zmian w wewnętrznej strukturze ciał stałych, zwłaszcza krystalicznej pod wpływem napromieniowania, dają metody mikroskopowe, pozwalające na śledzenie stopniowego rozwoju procesów prowadzących do przemian strukturalnych w ciałach poddawanych działaniu promieniowań jądrowych. Badania mikroskopowe wymagają posługiwania się cienkimi warstwami badanych substancji, wobec czego do napromieniowania jest bardziej celowe posługiwanie się promieniowaniem silnie jonizującym materialne ośrodki. Do takich promieniowań należą strumienie cząstek naładowanych (cząstek alfa, protonów, deutronów, jak również ciężkich jonów przyśpieszanych w akceleratorach). W przyszłości prawdopodobnie będzie istniała jeszcze lepsza możliwość — zastosowania do napromieniowywania fragmentów rozszczępien jądrowych.

II. Efekty radiacyjne promieniowania alfa w różnych ośrodkach materialnych

W wykonywanych przeze mnie badaniach zmian strukturalnych ciał pod wpływem napromieniowań posługiwałem się wyłącznie promieniowaniem alfa. Wywołane efekty radiacyjne były badane jednocześnie dwiema metodami:

mikrofotograficzną i rentgenokrytalograficzną. Efekty radiacyjne były wykrywane w różnych stanach skupienia materii: w substancjach gazowych, cieczech, w polimerach i ciałach stałych w postaci krystalicznej.

1. Efekty jonizacyjne promieniowania alfa w gazach

Ze wszystkich odmian materii stosowanych do poznania własności promieniowania alfa najbardziej odpowiednimi są gazy. W gazach zostało zbadane hamowanie cząstek alfa i dokładnie wyznaczono ich zasięgi; badanie w gazach doprowadziło do ustalenia praw zderzenia cząstek alfa z atomami; w azocie po raz pierwszy został stwierdzony rozpad jąder atomowych na skutek działania cząstek alfa. Z tymi podstawowymi zjawiskami są związane efekty radiacyjne, powstające w ośrodkach materialnych w czasie przechodzenia przez nie promieniowania alfa. W pierwszym rzędzie są brane pod uwagę efekty najłatwiej osiągalne: wzbudzenie oraz jonizacja atomów.

Jonizacja powstająca w ośrodkach materialnych pod działaniem cząstek naładowanych jest znacznie silniejsza od jonizacji wywoływanych przez inne promieniowania jądrowe. Cząstki alfa o energii $E_a = 5,49$ MeV emitowane z jąder radonu wytwarzają na swej drodze w powietrzu, przy całkowitym wykorzystaniu zasięgu ($R_a = 4,04$ cm), przeszło 150 000 par jonów. Jonizacja, powstająca w ośrodkach materialnych w czasie napromieniowania ich cząstkami alfa, wyróżnia się dużą niejednorodnością w porównaniu z jonizacją pod wpływem promieniowania beta i gamma. Łatwo się przekonać, chociażby metodą Wilsona, że w gazach silna jonizacja powstaje wzdłuż torów cząstek alfa. Lokalne zagęszczenie jonów w miejscach przelotu tych cząstek nadaje jonizacji charakter niejednorodności. Obszary w ośrodku materialnym objęte jonizacją wytwarzane przez poszczególne cząstki naładowane, przyjęto nazywać *kolumnami jonowymi*. O wewnętrznej strukturze kolumn jonowych dotychczas zdania są podzielone.

W celu zbadania przestrzennego rozkładu jonów obydwu znaków w kolumnach jonowych wytwarzanych przez cząstki alfa zostały podjęte przede mną badania śladów mgiełkowych w komorze wilsonowskiej, zbudowanej według własnego projektu. Komora rozprężeniowa typu przeponowego z ruchomym dnem była zaopatrzona w specjalne amortyzatory sprężynowe pozwalające na regulację gwałtowności opadania dna, przy zachowaniu obranej wielkości ekspansji. Powietrze w komorze było nasycone parą mieszaniny cieczy (woda + alkohol). Do komory wprowadzono bardzo małą ilość radonu (Rn) o aktywności kilku μ Curie. Urządzenie regulujące szybkość opadania ruchomego dna było nastawiane w ten sposób, żeby czas trwania rozprężenia był dłuższy od czasu niezbędnego do utworzenia śladu mgiełkowego uwidaczniającego kolumnę jonową o szerokości od 2 do 3 mm. Według wzoru podanego w pracy N. N. Das Gupta i S. K. Gosha [1] dla szerokości x śladu mgiełkowego

$$x = 4,68 (D \cdot \tau),$$

w którym D oznacza współczynnik dyfuzji elektronów, a τ jest czasem tworzenia śladów mgiełkowych kolumny jonowej, można przy znanych wartościach liczbowych x i D wyznaczyć τ ; dla szerokości kolumny $x = 3,9$ mm, czas $\tau = 2,1 \cdot 10^{-2}$ sek.

Zastosowanie radonu, gazu promieniotwórczego, do badań miało tę zaletę, że cząstki alfa mogły powstawać w różnych miejscach komory i poruszać się w dowolnych kierunkach. W warunkach ustalonych dla doświadczeń otrzymywane ślady mgiełkowe miały kształt walców o promieniu około 1,5 mm i długość około 4 cm. Przedstawiały one układy trwale utrzymujące swoją postać i wymiary do chwili rozpoczynania się następnego rozprężenia.

Z punktu widzenia badań struktury wewnętrznej kolumn ciekawymi przypadkami są wzajemne ich oddziaływania przy krzyżowaniu się w nieznaczących



Rys. 1. Zdjęcie wilsonowskie przecięcia się dwóch kolumn jonowych na torach cząstek alfa

odległościach od siebie. Kolumna jonowa cząstki alfa, przebiegającej w pobliżu uprzednio uformowanej kolumny innej cząstki alfa, ulegała przegięciu w miejscu ich spotkania, zachowując jednak w miejscach bardziej odległych początkowy swój kierunek. Jeszcze bardziej ciekawe są przypadki oddziaływań kolumn jonowych, gdy się one przecinają. Wówczas, jak to jest uwidocznione na fotografii (rys. 1), kolumna jonowa trafiona przez kolumnę innej cząstki alfa ulega rozszerepieniu, ale tylko w miejscu ich przecinania się. Ujemne ładunki gromadzące się na powierzchni kolumny trafionej są odpychane przez ujemne ładunki na powierzchni drugiej kolumny.

Szczegółowa analiza zaobserwowanego efektu wzajemnego oddziaływania kolumn jonowych, występowania odpychającego działania ładunków elektrycznych gromadzących się na ich powierzchniach cylindrycznych, doprowadziła do wniosku, że w kolumnach jonowych zachodzi przestrzenny rozkład dodatnich i ujemnych jonów, w ten sposób, że pierwsze z nich pozostają w pobliżu toru cząstki alfa, tworząc jak gdyby rdzeń kolumny. Jony ujemne powstają w miejscach wychwyty przez obojętne atomy elektronów uwolnionych w czasie

jonizacji i oddalających się na znacznej odległości od toru cząstki alfa. W ten sposób jony ujemne gromadzą się przeważnie w zewnętrznych warstwach kolumny. Wniosek o rdzeniowej budowie wewnętrznej kolumn jonowych jest potwierdzeniem teoretycznych rozważań angielskich fizyków D. E. Lea [2] i J. Reada [3].

Istnieją podstawy do twierdzenia, że cząstki alfa wytwarzają podobne kolumny jonowe również w ciałach ciekłych i stałych. Szczególnie ciekawym wydaje się proces tworzenia się kolumn w ciałach o regularnej budowie, czyli w ciałach krystalicznych. Wnioski o wewnętrznej budowie kolumn w gazowych ośrodkach mogłyby być uogólnione na ciała stałe, jednak pod warunkiem znacznej miniaturyzacji wymiarów kolumn i ich silniejszego oddziaływania z najbliższym otoczeniem, przy uwzględnieniu dużej gęstości ciał stałych w porównaniu z gęstością gazów. Kolumny jonowe w ciałach stałych przynajmniej 1000 razy powinny być mniejsze niż w gazowych ośrodkach; długość kolumny powinna osiągać najwyżej kilku mikronów, a szerokość nie przewyższać kilku setnych mikrona. W tak małym obszarze, przedstawiającym rodzaj mikroplazmy, koncentruje się w stanie potencjalnym dość duża energia kinetyczna, dostarczona przez cząstkę alfa.

Cząstki alfa o dużych energiach poruszające się w ciałach krystalicznych wykonują szereg aktów zderzenia na swoim torze z atomami sieci krystalicznej. Atomy te zwiększają w znacznym stopniu amplitudy swych drgań, które stopniowo udzielają się innym atomom znajdującym się w węzłach sieciowych. W ten sposób każdy z trafionych przez cząstkę atomów stwarza ognisko energii cieplnej. Wobec bardzo małych odległości atomów pobudzanych do silnych drgań na drodze cząstki alfa, ich efekty cieplne nakładają się i w ten sposób tworzy się równomierny rozkład temperatur wzdłuż całego toru cząstek alfa. Jeżeli przez Q oznaczymy energię cieplną związaną ze stratą energii kinetycznej cząstki alfa na jednostce długości jej toru, przez D współczynnik dyfuzji cieplnej, który, jak wiadomo, zależy od przewodnictwa cieplnego k , ciepła właściwego c i gęstości ρ ciała w sposób wskazany przez wzór $D = \frac{k}{\rho \cdot c}$, wówczas rozwiązanie, podane przez J. A. Brinkmana [4], ogólnie znanego równania na przewodnictwo cieplne

$$\nabla^2 T = \frac{1}{D} \cdot \frac{\partial T}{\partial t},$$

daje wyraz na rozkład temperatury T w zależności od odległości r od osi kolumny i od czasu t

$$T(r, t) = T_0 + \frac{Q}{4\pi c \rho} \cdot \frac{1}{D \cdot t} e^{-\frac{r^2}{4Dt}},$$

gdzie T_0 oznacza początkową temperaturę w rozważanym punkcie. Obszar wysokich temperatur przyjęto nazywać klinem temperaturowym. Wewnątrz takiego klinu temperatura lokalna może dojść do 1000°C . Tą temperaturą jest objęty walec o długości $4 \cdot 10^4 \text{ \AA}$ i promieniu 100 \AA . Powstawaniu klinów

termicznych pod wpływem cząstek alfa są przypisywane zachodzące zmiany w strukturze wewnątrz kryształów, fazowe przemiany, uszkodzenia lokalne, a nawet całkowite niszczenie struktury krystalicznej. Rozszerzanie się strefy temperaturowej spowoduje w częściach sieci krystalicznej, przylegających do tej strefy, wyrzucanie atomów z węzłów sieciowych i tworzenie wolnych miejsc czyli *wakansji*. Atomy wyrzucone ze swych stałych siedzib, wkraczając do normalnej sieci, z braku wolnych miejsc lokują się w międzywęzłach. Przy utworzeniu się dużej liczby wakansji powstają defekty w regularnej sieci krystalicznej. Obszar ograniczony miejscami o zagęszczonej liczbie atomów nazywamy obszarem przesunięć atomowych, przesunięć podobnych do tych, które zachodzą w kolumnach jonowych i zostały uwidocznione na fotografii wilsonowskiej (rys. 1).

Podana termiczna teoria zakłóceń lokalnych w wewnętrznej budowie ciał krystalicznych pozwala na wytłumaczenie szeregu zjawisk obserwowanych w różnych substancjach stałych, poddawanych działaniu intensywnych wiązek promieniowania alfa.

2. Efekty radiacyjno-chemiczne wywołane w cieczech promieniowaniem alfa

Do badań tych efektów zastosowano ciekły olej transformatorowy, który, jak wiadomo, jest mieszaniną węglowodorów. W skład jego wchodzi parafinowe izomeryczne węglowodory, utworzone z elementarnych węglowodorów oraz węglowodorów naftenowych. Cienką warstwę tego oleju poddawano działaniu intensywnego promieniowania alfa preparatu polonowego o aktywności równej 2,7 mC. W krótkim czasie po założeniu preparatu można było stwierdzić tworzenie się w oleju licznych pęcherzyków gazu. Wyzwalanie gazu jest wynikiem radiolizy, wywołanej działaniem cząstek alfa, i dowodzi o degradacji i rozpadzie makrocząsteczek, z których jest utworzony olej. Z spektrografii masowej gazu wyzwalanego z oleju wynika, że składa się on głównie z wodoru i niewielkiej ilości lekkich węglowodorów nasyconych małowcząsteczkowych (metanu, etanu itd.).

3. Efekty radiacyjne powstające w stałych polimerach pod działaniem promieniowania alfa

Obserwowano te efekty za pomocą mikroskopu polaryzacyjnego w cienkich warstwach nitrocelulozy i parafiny, o grubościach nie przekraczających kilkudziesięciu mikronów. Technika otrzymywania cienkich warstwek tych ciał opisana jest w pracach podanych w spisie literatury [5]. Do napromieniowania wykonywanych próbek badanych substancji posługiwano się preparatem polonowym o podanej wyżej aktywności.

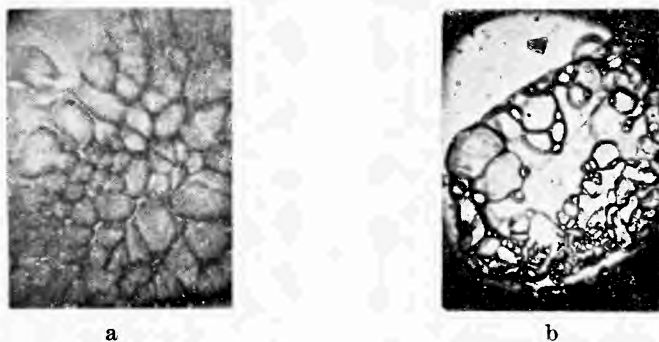
a. Nitroceluloza $C_{12}H_{18}O_8(ONO_2)_2$

Cząsteczki nitrocelulozy są układami wieloatomowymi. Na zdjęciach rentgenograficznych cienkiej błony nitrocelulozy wykonanych metodą Laue'go nie

otrzymano regularnych ugięć promieni rentgenowskich, a wystąpiło tylko ogólne rozproszenie promieniowania rentgenowskiego, co świadczyło o istnieniu w badanej błonie skupień cząsteczkowych o niejednakowych wymiarach.

Cząsteczki nitrocelulozy, podobnie do cząsteczek innych polimerów, wykazują zdolność do podłużnego łączenia się ze sobą i tworzenia głównych łańcuchów, do których mogą podłączać się poprzecznie łańcuchy innych cząsteczek, tzn. łańcuchy boczne. Te boczne łańcuchy przyłączają się drugim swoim końcem do innego łańcucha głównego. W ten sposób tworzy się sieciowanie układów cząsteczkowych nitrocelulozy. Sieciowa struktura błony naturalnej, nie poddanej napromieniowaniu, nie jest dostrzegalna w mikroskopie ani w zwykłym świetle, ani w spolaryzowanym.

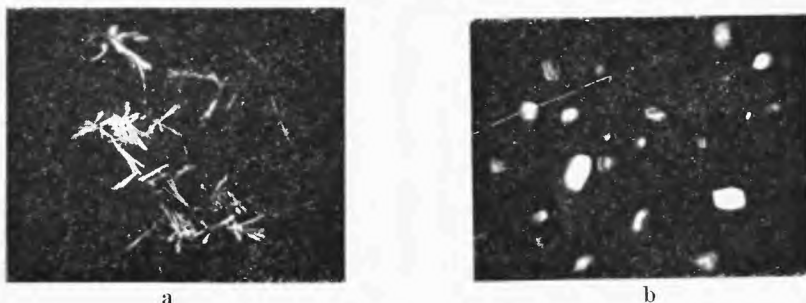
W błonie nitrocelulozy, poddawanej w ciągu dłuższego czasu działaniu cząstek alfa, zachodzą dostrzegalne zmiany. W miejscu napromieniowywanym



Rys. 2. Mikrofotografia błon nitrocelulozy napromieniowanej cząstkami alfa: a) utworzenie się w błonie pęcherzyków gazowych, b) uwidocznienie łańcuchów cząsteczkowych w błonie

występuje żółtawe zabarwienie i tworzą się pęknięcia. Mikroskopowe badania napromieniowanych części błony stwierdziły tworzenie się w niej licznych pęcherzyków gazu. Po dłuższym napromieniowywaniu liczba pęcherzyków wzrasta, jednocześnie zwiększają się ich wymiary (rys. 2a). Zjawisko to jest wynikiem silnej jonizacji i elektronowego wzbudzenia atomów. Te dwa procesy przyczyniają się do rozrywania wiązań chemicznych, do tworzenia się wolnych rodników, w pierwszym rzędzie wodoru, oraz innych gazów, do odrywania całych grup atomów w bocznych łączeniach, a nawet do rozrywania łańcuchów głównego łączenia. Stopniowy rozpad makrocząsteczek prowadzi do powstawania nowego jego stanu fazowego, do tworzenia się polimeru o właściwościach zbliżonych do własności bardzo lepkiej cieczy. Powstaje nowy rodzaj głównych łączeń cząsteczek oraz łączeń bocznych w postaci łańcuchów zamykających się w sobie (rys. 2b). W wyniku dalszych przemian fazowych w wewnętrznej budowie celulozy, wywoływanych promieniowaniem silnie jonizującym, powstaje tworzenie się ugrupowań cząsteczkowych w postaci wydłużonych kryształów łączących się ze sobą podłużnie, jak również poprzecznie. Ten proces sieciowania krystalicznych ugrupowań cząsteczkowych występuje

na mikrofotografii otrzymanej w świetle spolaryzowanym (rys. 3a). Gdy powstanie w pewnym miejscu błony dostateczna liczba łączy łańcuchowych, i będą one rozłożone równomiernie w objętości tego obszaru, utworzy się wówczas w nim trójwymiarowa sieć o budowie regularnej, a więc powstaną tam drobne



Rys. 3. Mikrofotografia procesów krystalizacji w błonie nitrocelulozy, wykonane w świetle spolaryzowanym: a) sieciowanie łańcuchów cząsteczkowych. b) tworzenie się kryształków w postaci heksagonalnej

kryształki o określonym układzie krystalicznym. Na rys. 3b widzimy zdjęcie drobnych kryształków o budowie heksagonalnej, wykonane za pomocą mikroskopu polaryzacyjnego.

b. Hydroceluloza ($C_6H_{10}O_5$)

Substancja organiczna znana pod nazwą celofanu.

Zdjęcia rentgenograficzne błony celofanowej o grubości 50μ , wykonane metodą Lauego dawały kilka rozmytych pierścieni na tle jasnej aureoli, po-



Rys. 4. Mikrofotografia układu sieciowego pęknięć w błonie celofanowej powstałych po silnym napromieniowaniu alfa

chodzącej od rozproszonego promieniowania rentgenowskiego. Tego rodzaju obrazy dyfrakcyjne świadczą, że celofan jest utworzony z cząsteczek o różnej wielkości, jednak z przewagą cząsteczek o jednakowych wymiarach. Hydroceluloza, podobnie do nitrocelulozy, jest polimerem wielocząsteczkowym.

Błony celofanowe poddawane działaniu promieniowania alfa otrzymywały zabarwienie brązowe w miejscach napromieniowania, nie stwierdzono jednak tworzenia się w nich pęcherzyków gazowych, które występowały w dużych ilościach w błonach nitrocelulozy. Po dłuższym napromieniowaniu w błonie

celofanowej tworzyła się sieć pęknięć, charakterystyczna dla tego rodzaju polimeru (rys. 4). Charakter pęknięć jest prawdopodobnie związany z sieciową strukturą celofanu. Po dłuższym napromieniowaniu błony celofanowej stwierdzono tworzenie się skupień cząsteczkowych w postaci ziaren, nie wykryto jednak tworzenia się kryształków.

c. Parafina

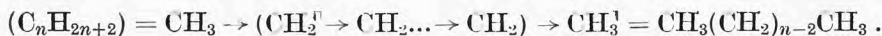
Jest to mieszanina stałych węglowodorów nasyconych z nieznaczną zawartością węglowodorów nasyconych w stanie płynnym. Cząsteczki węglowodorów nasyconych są układami wieloatomowymi. Ich skład chemiczny jest podawany przez ogólny wzór chemiczny (C_nH_{2n+2}), zachowujący swoją postać dla wszystkich węglowodorów nasyconych. W tym wzorze n oznacza liczbę atomów węgla, na podstawie której wyznacza się odpowiednią liczbę atomów wodoru. Dla węglowodorów nasyconych zachowujących stan stały w zwykłych temperaturach wartość liczby n jest ograniczona przedziałem ($22 \div 60$).

W celu zbadania wewnętrznej struktury parafiny wykonano szereg zdjęć rentgenokrytalograficznych, posługując się ogólnie znaną metodą Debye'a-Scherrera, która znalazła szerokie zastosowanie do badań ciał o budowie polikrystalicznej. Na otrzymanych rentgenogramach parafiny naturalnej wyraźnie zaznaczyły się pierścienie dyfrakcyjne w postaci linii ciągłych, które dawały promienie rentgenowskie ugięte w badanych próbkach parafinowych. Charakter otrzymanych rentgenogramów wskazywał na to, że parafina naturalna jest utworzona z drobnych skupień cząsteczkowych o strukturze krystalicznej. Rentgenogramy tej samej parafiny, lecz poddanej intensywnemu działaniu promieniowaniu alfa, wykazały, że pod wpływem napromieniowania w parafinie naturalnej zachodzi zmiana jej wewnętrznej budowy, czyli występuje zjawisko znane pod nazwą *rekrystalizacji*. Tworzą się w niej kryształki o wymiarach wystarczających, aby ich obecność mogła zaznaczyć się na rentgenogramach w postaci jasnych plamek rozsianych wzdłuż pierścieni dyfrakcyjnych. Fakt nakładania się selektywnych odbić promieni rentgenowskich od płaszczyzn kryształków na pierścienie przemawiał za tym, że tworzące się kryształki pomimo zwiększonych wymiarów zachowały tą samą wewnętrzną budowę, jaką posiadały drobne kryształki naturalnej parafiny.

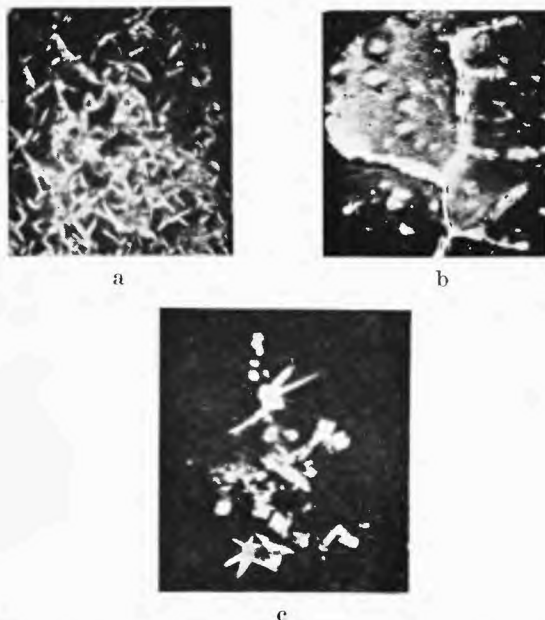
Z badań cienkich błon parafiny naturalnej wykonanych za pomocą mikroskopu polaryzacyjnego wynikało, że wewnętrzna budowa tej parafiny przedstawia sieć przestrzenną powstałą z ugrupowań krystalicznych cząsteczek parafiny o wymiarach podłużnych. Mikrofotografia sieciowej makrostruktury krystalicznej parafiny naturalnej, otrzymana w świetle spolaryzowanym, jest podana na rys. 5a.

Wydłużone kształty kryształków, jak również sieciowa budowa parafin naturalnych jest ściśle związana z budową cząsteczek wyższych węglowodorów nasyconych i z ich tendencją do tworzenia łańcuchów cząsteczkowych (C_nH_{2n+2})_x w wyniku liniowego łączenia się ze sobą. W tym wzorze x oznacza liczbę cząste-

czek węglowodorowych w wiązaniu łańcuchowym. Cząsteczki parafin, podobnie jak cząsteczki wszystkich innych węglowodorów nasyconych, są utworzone przez wiązanie liniowe cząsteczek lekkich węglowodorów typu CH_3 i CH_2 . W myśl tego twierdzenia ogólny wzór chemiczny dla węglowodorów nasyconych ($\text{C}_n\text{H}_{2n+2}$) może być przedstawiony w innej postaci



Cząsteczki parafin, łącząc się ze sobą za pomocą krańcowych członów, tworzą łańcuchowe wiązania o mniejszych lub większych długościach. Obok łączeń



Rys. 5. Mikrofotografie układów krystalicznych w błonie parafinowej wykonane w świetle spolaryzowanym: a) makroskopowa sieć krystaliczna łączeń łańcuchowych, cząsteczek w parafinie naturalnej, b) rekrytalizacja parafiny napromieniowanej cząstkami alfa z tworzeniem się łączeń łańcuchowych podłużnych i poprzecznych cząsteczek, c) utworzenie się w parafinie napromieniowanej cząstkami alfa kryształków w postaci romboedrycznej

podłużnych w parafinach możliwe jest tworzenie się podłączeń łańcuchowych w kierunkach poprzecznych. Tworzenie się stałych łańcuchów w różnych kierunkach przyczynia się do powstania sieci krystalicznej w całej masie parafiny.

Pod działaniem intensywnego napromieniowania cząstkami alfa sieciowa budowa parafiny naturalnej jest stopniowo niszczone. W rzeczywistości przekonano się, że cienka błona parafiny posiadająca w stanie naturalnym barwę mleczną staje się coraz bardziej przezroczysta w miejscach poddanych intensywnemu działaniu cząstek alfa. W miarę stopniowego kruszenia sieci krystalicznej w parafinie rozpoczyna się nowa faza jej krystalizacji. Cząsteczki parafiny łączą się ze sobą tworząc grube podłużne i poprzeczne łańcuchy układów krystalicznych, wykazujących dwójłomność w mikroskopie polaryzacyj-

nym (rys. 5b). Jednak ta faza przemiany strukturalnej parafiny jest przejściowa i pod wpływem dłuższego napromieniowania cząstkami alfa rozpoczyna się w niej tworzenie się większych kryształów o regularnej budowie w postaci romboedrów. Na mikrofotografii, wykonanej w świetle spolaryzowanym, (rys. 5c) prócz licznych romboedrów zaznaczyło się ciekawe zjawisko — tworzenie się kryształów o wydłużonej postaci na ich tępych narożach.

Badania mikroskopowe błon parafinowych nie uwidoczniły tworzenia się w parafinie wodoru pod wpływem napromieniowania cząstkami alfa, jak to zostało stwierdzone w przypadku błon nitrocelulozy. Jednak nie ma żadnych wątpliwości, że w czasie rozrywania łańcuchów cząsteczkowych w parafinie są wyzwalane atomy wodorowe z więzów cząsteczek. Wiadomo, że ze wszystkich związków wodorowych, poddawanych działaniu promieniowania alfa, parafina jako ciało najbogatsze w zawartość wodoru wysyła najbardziej intensywne wiązki protonowe.

Większość podanych wyników została zaczerpnięta z mej pracy pt. *Transformation de la paraffine sous l'influence des corps radioactifs* [6].

4. Efekty radiacyjne obserwowane w ciałach stałych o budowie krystalicznej

Do badań tych ciał posługiwano się preparatem polonowym o aktywności równej 2,85 mC. Warstewka polonu była otrzymana na srebrnym krążku o średnicy 3 mm, przy czym połowa powierzchni tego krążka posiadała aktywność 15-krotnie większą od aktywności pozostałej części. Badanie efektów radiacyjnych było wykonane w warstewce miki o budowie monokrystalicznej, w folii metalowej o budowie polikrystalicznej i w krystalicznym związku chemicznym w postaci proszku.

a. Mika — Muskowit — ($\text{KH}_2\text{Al}_3\text{Si}_3\text{O}_{12}$)

Cienka blaszka mikowa o grubości 0,023 mm była poddana działaniu wiązki promieniowania alfa w ciągu tygodnia. W miejscu napromieniowania wystąpiły dwa zjawiska: 1) odkształcenie miki, widoczne na fotografii blaszki (rys. 6a) oraz 2) brunatne jej zabarwienie, które silnie zaznaczyło się na zdjęciu fotograficznym podanym na rys. 6b. Obydwa efekty radiacyjne wystąpiły najwyraźniej w miejscach miki, które kontaktowały z aktywniejszymi częściami preparatu promieniotwórczego. Między tymi efektami istnieje pewien związek.

Zjawiska zabarwienia ośrodka materialnego pod wpływem promieniowań jonizujących najsilniej występują w kryształach jonowych, które są zwykle dobrymi izolatorami. Do tego rodzaju ciał krystalicznych należy mika. W czasie napromieniowania dielektryków cząstkami alfa, w pobliżu kolumn jonowych cząstek alfa powstają strefy temperaturowe, tworzące kliny przesunięć jonowych. Jony są usuwane z węzłów i w ten sposób powstają wakanse; natomiast

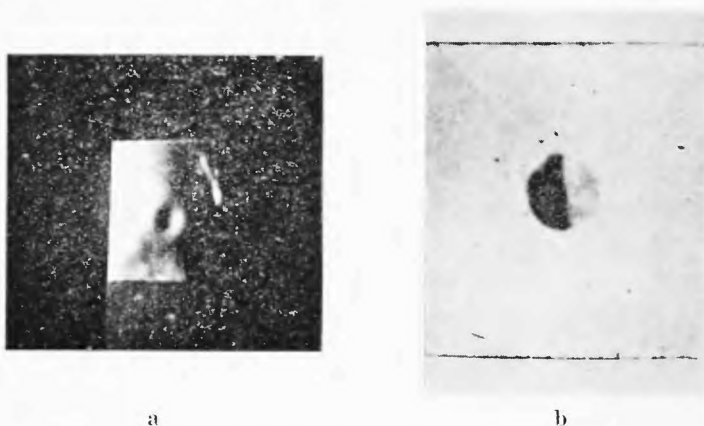
Tablica 2

Charakterystyka bardziej rozpowszechnionych spektrofotometrów dwuwiązkowych do podczerwieni

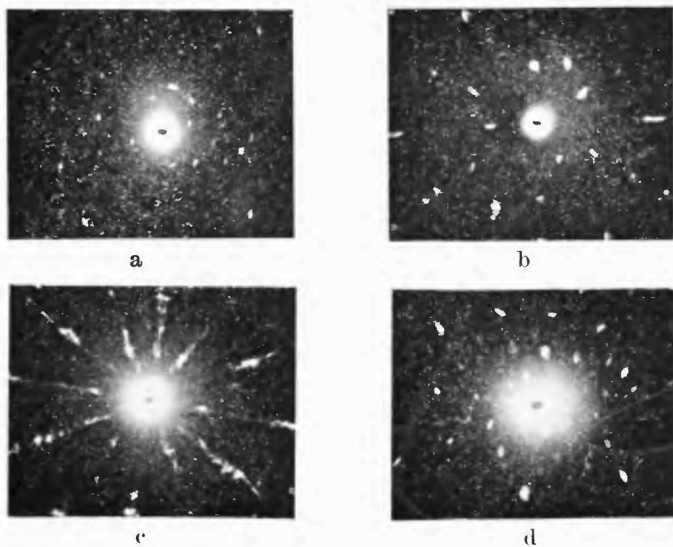
Producent i model	Kraj	Źródło promieniowania	Pryzmaty i siatki dyfrakcyjne	Detektor	Zakres widma μ lub cm^{-1}	Maksymalna zdolność rozdzielcza dla pryzmatu NaCl	Uwagi	
A. Spektrofotometry precyzyjne								
Perkin Elmer Model 21	USA/NRF	Włókno Nernsta	NaCl, KBr, CaF_2 , LiF, CsBr, siatki dyfrakcyjne	Termopara	0,5—38 μ	0,02 μ przy 12 μ ,	W zakresie 3650—650 cm^{-1} może pracować w układzie: pryzmat-siatka dyfrakc. (SP 130)	
Hilger Watts Ltd, Model H-800	Anglia	Włókno Nernsta	NaCl, LiF, CaF_2 , CsJ, KBr, szklany, kwarcowy, siatki dyfrakcyjne	Termoogniwo	0,64—40 μ	1 cm^{-1} przy 10 μ		
Unicam Instruments Ltd., Model SP 100	Anglia	Włókno Nernsta	NaCl, KBr, CaF_2 , SiO_2 lub siatki dyfrakcyjne + pryzmaty	Detektor Golaya	8000—400 cm^{-1} 1,25—25 μ	1 cm^{-1} przy 900 cm^{-1}		
Carl Zeiss, Model UR 10	NRD	„Silit“	NaCl, KBr, LiF	Termopara	2—25 μ	2 cm^{-1} przy 10 μ		
Model Radziecki IKS-14	ZSRR	„Silit“	NaCl, KBr, LiF, szklany	Bolometr	0,75—25 μ			
Beckman, Model IR-4	USA/NRF	Włókno Nernsta	NaCl, LiF, CaF_2 , KBr, CsBr	Termopara	1—35 μ	0,01 μ przy 10 μ		Podwójny monochromator: pryzmat-pryzmat
Beckman, Model IR-7	USA/NRF	Włókno Nernsta	1) NaCl + siatka dyfrakc. 2) CsJ + „ „ 3) CsJ + „ „	Termopara Termopara Detektor Golaya	4000—650 cm^{-1} 700—250 cm^{-1} 700—200 cm^{-1}	0,3 cm^{-1} przy 1000 cm^{-1}) 1,7 cm^{-1} przy 400 cm^{-1}) 0,5 cm^{-1} przy 400 cm^{-1})		Podwójny monochromator: siatka-pryzmat
Baird-Atomic Inc., Model 4-55	USA	Globar	NaCl, KBr, CaF_2 , LiF, siatki dyfrakcyjne	Bolometr	1,5—26 μ	0,015 μ w całym zakresie		
Grubb-Parsons Ltd, Model DB 1	Anglia	Włókno Nernsta	NaCl, CsBr, KBr, CaF_2 lub układ: siatka dyfr. plus pryzmaty wstępne (KBr, CaF_2)	Termopara	2—25 μ	1 cm^{-1} (pryzmat NaCl), siatka: 2 cm^{-1} przy 5000 cm^{-1} , 0,7 cm^{-1} przy 650 cm^{-1}		
E. Leitz G. mb. HIR Spektrograph, Model III	NRF	Włókno Nernsta	NaCl, CsBr, KBr, CaF_2 lub układ: siatka dyfrakc. plus pryzmaty wstępne (KBr, CaF_2)	Termopara	0,20—33 μ	1 cm^{-1} przy 10,5 μ		
B. Spektrofotometry uproszczone								
Unicam Instruments Ltd, Model SP 200	Anglia	Włókno Nernsta	NaCl	Detektor Golaya	2—15 μ	5 cm^{-1} przy 1400 cm^{-1}		
Perkin-Elmer Model 137 (Infracord)	USA/NRF	Spirala „nichromowa“ w otulinie ceramicznej	NaCl lub KBr	Termopara	2,5—15 μ (NaCl) 12,5—25 μ (KBr)	0,04 przy 10 μ		
Beckman Co, Model IR-5	USA/NRF	jak wyżej	NaCl	Termopara	2—16 μ	0,03 μ przy 10 μ		
Baird-Atomic Inc., Model KM-1	USA	Globar	NaCl, KBr, CaF_2 , LiF	Bolometr	1,5—26 μ	0,02 μ		

) Zdolność rozdzielcza dla podwójnego monochromatora

jony wyrzucone z swych miejsc obsadzają międzywęzła, wskutek czego zachodzą miejscowe zagęszczenia atomów, które prowadzą do zniekształcenia regularnej sieci przestrzennej. Jony przesunięte, znajdujące się w międzywęzłach, przyczyniają się do powstania zabarwienia lokalnego miki.



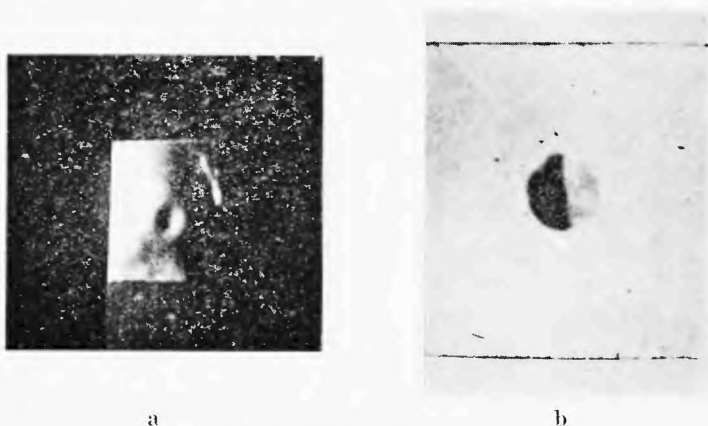
Rys. 6. Fotografia blaszki mikowej poddanej działaniu promieniowania alfa: a) trwale odkształcenie blaszki w jej środkowej części spowodowane działaniem cząstek alfa, b) zabarwienie miki w jej środkowej części wywołane napromieniowaniem alfa



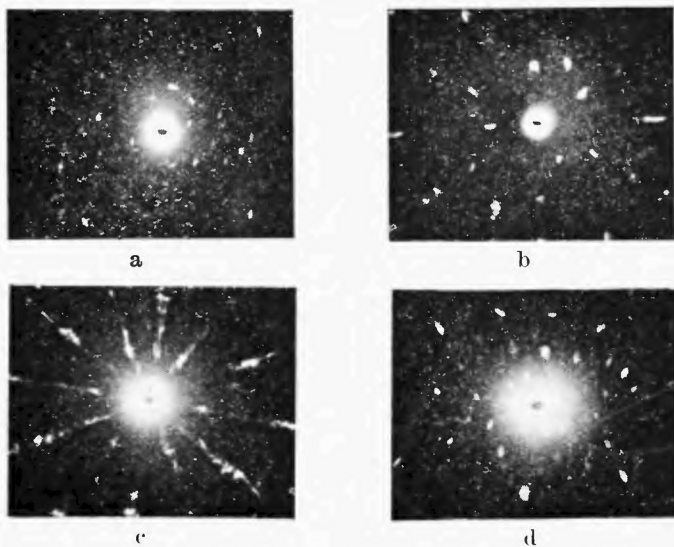
Rys. 7. Rentgenogramy blaszek mikowych wykonanych metodą Lauego: a) mika (muskowit) naturalna, b) mika odkształcona pod wpływem cząstek alfa, c) mika odkształcona mechanicznie, d) mika wygrzana do 500 C

Na rys. 7 są zestawione dla porównania cztery rentgenogramy blaszki mikowej wykonane metodą Lauego. Rentgenogramy (7a) i (7b) były otrzymane dla dwóch miejsc blaszki: 1) miejsca nie poddanego działaniu cząstek alfa; 2) miejsca najsilniej napromieniowanego, w którym blaszka została najbardziej odkształcona. Na rentgenogramie (7b) wystąpiły wydłużone pasemka, które

jony wyrzucone z swych miejsc obsadzają międzywęzła, wskutek czego zachodzą miejscowe zagęszczenia atomów, które prowadzą do zniekształcenia regularnej sieci przestrzennej. Jony przesunięte, znajdujące się w międzywęzłach, przyczyniają się do powstania zabarwienia lokalnego miki.



Rys. 6. Fotografia blaszki mikowej poddanej działaniu promieniowania alfa: a) trwale odkształcenie blaszki w jej środkowej części spowodowane działaniem cząstek alfa, b) zabarwienie miki w jej środkowej części wywołane napromieniowaniem alfa



Rys. 7. Rentgenogramy blaszek mikowych wykonanych metodą Lauego: a) mika (muskowit) naturalna, b) mika odkształcona pod wpływem cząstek alfa, c) mika odkształcona mechanicznie, d) mika wygrzana do 500 C

Na rys. 7 są zestawione dla porównania cztery rentgenogramy blaszki mikowej wykonane metodą Lauego. Rentgenogramy (7a) i (7b) były otrzymane dla dwóch miejsc blaszki: 1) miejsca nie poddanego działaniu cząstek alfa; 2) miejsca najsilniej napromieniowanego, w którym blaszka została najbardziej odkształcona. Na rentgenogramie (7b) wystąpiły wydłużone pasemka, które

świadczą o odkształceniu płaszczyzn krystalizacji, czyli stwierdzają wystąpienie zjawiska znanego pod nazwą *asteryzm*. Ciągłość pasemek wskazuje na plastyczny charakter odkształceń wywoływanych napromieniowaniem alfa. Rentgenogram (7c) otrzymany dla blaszki mikowej o takim samym odkształceniu, lecz wykonanym sposobem mechanicznym. W tym przypadku również występuje zjawisko asteryzmu tylko z tą różnicą, że podłużne pasemka są postrzępione; z czego wynika, że w czasie obróbki mechanicznej płaszczyzny krystalizacji ulegały rozrywaniom.

Ani zabarwienie, ani odkształcenie miki powstające w czasie napromieniowania jej cząstkami alfa nie są zjawiskami odwracalnymi. Żaden czynnik fizyczny nie może przywrócić jej do stanu pierwotnego. Rentgenogram (7d) blaszki mikowej wygrzanej w piecu elektrycznym do 500°C przekonuje nas, że odkształcenie miki tylko częściowo znika. Przez wygrzanie mika staje się matowa w miejscu jej brunatnego zabarwienia.

b. Folia kadmowa o budowie polikrystalicznej

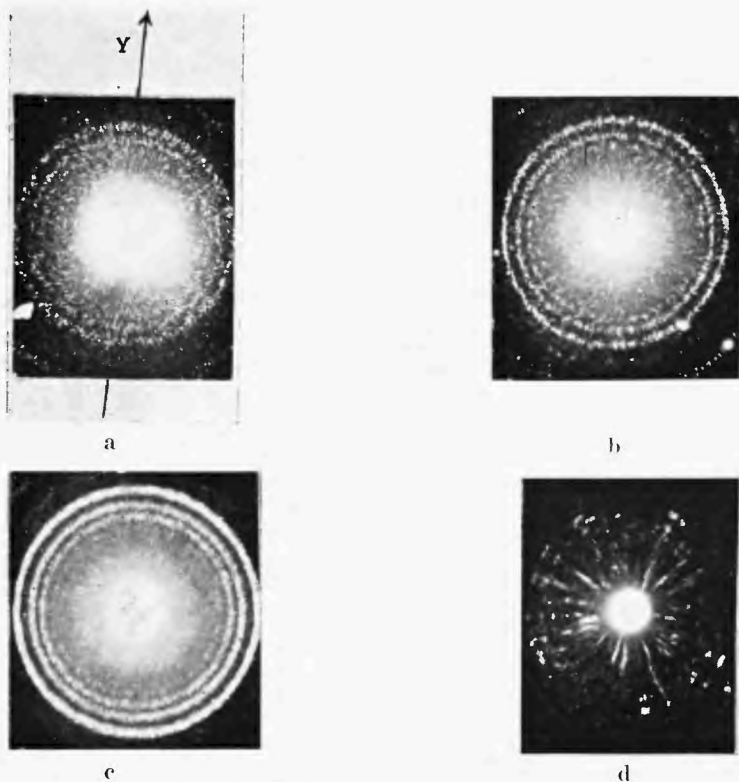
Do badań efektów radiacyjnych wywoływanych w kadmie pod wpływem promieniowania alfa posługiwano się walcowaną na ciepło folią tego metalu o grubości 0,006 mm. Jej wewnętrzna struktura była zbadana metodą rentgenokrytalograficzną. Na podstawie rentgenogramu (rys. 8a) można było stwierdzić w badanej folii obecność drobnych kryształków o regularnej budowie, dających na zdjęciu obrazy odbitych promieni rentgenowskich od ich płaszczyzn krystalizacji w postaci białych plamek widocznych na obwodzie pierścieni dyfrakcyjnych. Prócz tej regularnej budowy polikrystalicznej, powstałej w czasie walcowania na skutek rekrytalizacji, na zdjęciu rentgenowskim zaznacza się tekstura utworzona z kryształków silnie odkształconych i ustawionych w kierunku linii Y walcowania folii. Takie ustawienie kryształków zdeformowanych stwarza częściową anizotropię wewnętrznej budowy folii kadmu.

Z rentgenogramu folii kadmowej poddanej napromieniowaniu alfa w ciągu dwóch tygodni (rys. 8b) wynika, że pod wpływem działania cząstek alfa zanika tekstura w tej folii, natomiast wyraźniej zaznaczają się selektywne odbicia promieni X w kierunkach radialnych, czyli w kierunkach promieni pierścieni. W porównaniu z rentgenogramem (rys. 8a) otrzymano tu również pierścienie dyfrakcyjne, wyraźniej zarysowane dzięki lepszemu uporządkowaniu śladów ugiętych promieni X. Na rentgenogramie (rys. 8b) wystąpił nawet trzeci najmniejszy pierścień, zupełnie niewidoczny na rentgenogramie poprzednim.

Duże podobieństwo z rentgenogramem (rys. 8b) wykazał rentgenogram folii kadmowej (rys. 8c), odkształconej mechanicznie przez wywarcie na nią równomiernie rozłożonego nacisku. Wówczas gdy rentgenogramy folii kadmowych, wygrzewanych do różnych temperatur w granicach od 180°C do 310°C , czyli do temperatury niższej o 10°C od temperatury topnienia kadmu, wykazywały stopniową rekrytalizację tego metalu i różniły się w znacznym stopniu

od rentgenogramu (rys. 8b). Na rentgenogramie podanym na rys. 8d, który otrzymano dla folii kadmowej ogrzanej do 310°C wystąpiły zaledwie nikle ślady pierścieni dyfrakcyjnych, natomiast silnie zaznaczył się asteryzm w postaci wydłużonych w kierunkach radialnych plam, pochodzących od promieni X odbitych od płaszczyzn krystalizacji silnie zniekształconych kryształków.

Podobieństwo rentgenogramów (8b) i (8c) nasuwa przypuszczenia, że efekt radiacyjny, wywoływany przez cząstki alfa w folii kadmowej, sprowadza



Rys. 8. Rentgenogramy folii kadmowej: a) rentgenogram folii Cd walcowanej na ciepło, b) rentgenogram folii Cd poddanej intensywnemu napromieniowaniu alfa, c) rentgenogram folii Cd poddanej obróbce mechanicznej, d) rentgenogram folii Cd wygrzanej do 310°C

się do dzielenia się kryształków na części — do ich kruszenia. Przypuszczenie to jest uzasadnione faktem, że poszczególne cząstki alfa wytwarzają wzdłuż swego toru silną jonizację w bardzo małych obszarach i przyczyniają się do gromadzenia w nich dużej energii, powodującej powstanie efektów mechanicznych. Wiele atomów zostaje wyrzuconych z węzłów siatki krystalicznej pozostawiając po sobie wakanseje. Większe zgrupowanie wakansej osłabia w tych miejscach wewnętrzną budowę kryształków i może przyczynić się do ich rozpadania się na części.

Efektami radiacyjnymi wywoływanymi w kadmie promieniowaniem alfa zajmowali się E. N. da C. Andrade [7] i M. J. Makin [8]. Badania ich doty-

czyły wpływu promieniowania alfa na szybkość wydłużania się obciążonego monokryształu kadmu. Otrzymane przez nich wyniki nie były zgodne. Według Andradego wpływ napromieniowania jest dodatni, czyli przyspiesza wywołanie odkształcenia. Doświadczenia Makina wskazywały na ujemny wpływ napromieniowania, na zwalnianie wydłużania się monokryształu w czasie napromieniowania. Wykryte efekty autorzy prac uzasadniali zmianami zachodzącymi w monokryształach kadmu pod wpływem promieniowania alfa.

c. Substancje krystaliczne świecące (fosfory Lenardowskie)

Ten rodzaj substancji, dzięki swej zdolności do wysyłania własnego promieniowania świetlnego pod wpływem innych promieniowań, przedstawia wyjątkowe zalety jako materiał do badań efektów radiacyjnych wywołanych w substancjach krystalicznych promieniami jądrowymi, czyli zmian ich własności fizycznych, zachodzących na skutek ich przemian strukturalnych pod wpływem tych napromieniowań.

W ciałach krystalicznych tego rodzaju poddawanych działaniu promieniowania alfa mogą występować w zależności od natężenia tego promieniowania trzy rodzaje efektów radiacyjnych.

Pojedyncze cząstki alfa przenikające krystaliczną substancję mogą spowodować powstawanie błysków na skutek pobudzenia do świecenia tysięcy atomów w obszarze objętym oddziaływaniem cząstki alfa. Obszary te przylegające do torów poszczególnych cząstek alfa mają postać wydłużonych walców o wymiarach mikronowych. Przez analogię do kolumn jonowych powstających w ośrodkach gazowych pod działaniem poszczególnych cząstek alfa, dla świecących obszarów w substancjach krystalicznych nadawałaby się nazwa *kolumn wzbudzeń atomowych*.

W przypadku działania na krystaliczną substancję świecącą większej ilości cząstek, błyski świetlne powstające w poszczególnych kolumnach sumowałyby się. W wyniku czego powstawałoby świecenie w całej masie cienkiej warstewki substancji krystalicznej. Świecenie to nie jest równomiernie rozłożone. Jaskrawość jego ulega stałym fluktuacjom, które ściśle uzależnione są od fluktuacji emisji cząstek alfa przez źródło promieniotwórcze. Silne źródła promieniowania alfa, działające przez czas dłuższy na krystaliczne substancje świecące, powodują stopniowy zanik ich świecenia, który kończy się całkowitą utratą przez nich zdolności do wysyłania własnego promieniowania, nawet pod wpływem bardzo intensywnych czynników zewnętrznych. Zjawisko to jest wynikiem stopniowego niszczenia przez cząstki alfa istniejących w tych substancjach krystalicznych bardzo czułych na działanie zewnętrzne ośrodków promieniowania znanych pod nazwą *centrów lenardowskich*.

Dokładny opis tego efektu radiacyjnego dla cząstek alfa jest podany w moim artykule pt. *Destrukcyjne działanie intensywnego promieniowania alfa na substancje świecące o budowie krystalicznej — fosfory lenardowskie* [9]. Artykuł ten

wymaga następującego sprostowania: na rys. 4 (str. 677) przez niewłaściwe ustawienie kliszy w tekście została zmieniona kolejność rentgenogramów, nie odpowiadająca ich opisowi pod rysunkiem. Rentgenogramy siarczku cynku nieaktywowanego znalazły się w górnej części tego rysunku. Obrócenie kliszy o 180° spowodowało również zamianę miejscami rentgenogramów należących do sproszkowanych i krystalicznych siarczków.

Literatura

- [1] N. N. Das Gupta and S. K. Ghosh, *Rev. mod. Phys.*, **18**, 225 (1946).
- [2] D. E. Lea, *Brit. J. Radiol. Suppl.*, Nr. 1, 59 (1947).
- [3] J. Read, *Brit. J. Radiol.*, **23**, 621. (1951); **24**, 345 (1952).
- [4] J. A. Brinkman, *Amer. J. Phys.*, **24**, 246 (1956).
- [5] C. Pawłowski, *J. Chim. phys. (France)*, **26**, 344 (1929); *Ann. Phys. (France)*, **16**, 166 (1931).
- [6] C. Pawłowski, *J. Chim. phys. (France)*, **27**, 266 (1930).
- [7] E. N. da C. Andrade, *Nature*, **113**, 1956 (1945).
- [8] M. J. Makin, *Nature*, **174**, 752 (1954); *Nuclear Energy*, **1**, 181 (1955).
- [9] C. Pawłowski, *Postępy Fizyki*, **14**, 673 (1963).

Gabriel Włodarski

Institut Włókien Sztucznych i Syntetycznych
Łódź

Niektóre osiągnięcia techniki spektroskopowej w podczerwieni

Przed przystąpieniem do omawiania niektórych osiągnięć techniki spektroskopowej w podczerwieni wydaje się celowe podkreślenie na wstępie znaczenia odkrycia Williama Herschela, który w roku 1880 odkrył promieniowanie podczerwone, umieszczając termometr w kolejnych miejscach rozszczepionego przez pryzmat szklany widma słonecznego. W prostym eksperymencie Herschela można łatwo wyróżnić trzy podstawowe elementy, które zawierają nawet najnowocześniejsze spektrofotometry dnia dzisiejszego, a mianowicie: źródło promieniowania ciągłego, monochromator i detektor promieniowania. Każdy z tych elementów przeszedł w ciągu ostatnich dziesiątków lat znaczną ewolucję, w wyniku której technika spektroskopowa w podczerwieni rozwinęła się do tak wysokiego poziomu, na jakim jest obecnie. Burzliwy rozwój spektroskopii w podczerwieni rozpoczął się jednak dopiero na początku II wojny światowej, kiedy stwierdzono, że za pomocą widm absorpcyjnych w podczerwieni można łatwo i szybko oznaczać frakcję węglowodorów, składającą się z cząsteczek zbudowanych z 4 atomów węgla, i frakcja ta miała wielkie znaczenie ze względu na produkcję syntetycznego kauczuku. Produkcję spektrofotometrów do podczerwieni rozpoczęto na skalę przemysłową w latach 1943—44 i od tej pory notuje się ciągle postępek w tej dziedzinie. Obecnie kilkanaście firm produkuje kilkadziesiąt różnych typów spektrofotometrów do podczerwieni. Wiele z tych firm, jak np. Perkin Elmer, Beckman, Hilger and Watts, Carl Zeiss, Unicam i inne posiadają już wieloletnią tradycję produkcyjną i dzięki temu są w stanie dostosować swoje aparaty do coraz to nowych potrzeb zarówno badaczy, jak i praktyków.

Ciągły proces doskonalenia spektrofotometrów do podczerwieni i duże możliwości nowych zastosowań tej techniki sprawiły, że stała się ona tak nieodzownym i podstawowym narzędziem badacza, jak np. waga analityczna. Spektroskopia w podczerwieni oddaje wielkie usługi niemal we wszystkich dziedzinach nauki i techniki [50, 51, 52, 53].

1. Spektrofotometry do podczerwieni

W rozwoju spektrofotometrów do podczerwieni można wyróżnić dwa kierunki: doskonalenie ich podstawowych elementów, jak źródła promieniowania, monochromatory i detektory oraz specjalizację uwzględniającą coraz bardziej zróżnicowane potrzeby użytkownika.

Podstawowe elementy spektrometrów

Ciała stałe rozżarzone do temperatury 1200—2000°K są źródłami ciągłego promieniowania podczerwonego. Idealnym źródłem promieniowania podczerwonego jest ciało doskonale czarne, stosujące się do prawa Plancka. Źródłem promieniowania najbardziej zbliżonym do

promieniowania ciała doskonale czarnego jest otwór rozżarzonego ciała stałego. Stosowanie takiego rodzaju źródła nie jest jednak wygodne. W obecnych spektrofotometrach stosuje się głównie dwa typy źródeł promieniowania: włókna Nernsta i pręty silitowe (Globary). Włókna Nernsta są zbudowane z mieszaniny tlenków cyrkonu i innych metali ziem rzadkich. Rozżarczenie włókna Nernsta prądem elektrycznym wymaga wstępnego jego podgrzania, w celu zmniejszenia oporu elektrycznego. Pręty silitowe zbudowane są z węglika krzemu. Wymiary pręta silitowego są zwykle większe niż włókien Nernsta, dlatego też ich przewodnictwo jest z reguły wystarczające do bezpośredniego rozżarczenia prądem elektrycznym. Wymienione powyżej źródła promieniowania różnią się nieco swymi właściwościami. Włókno Nernsta ma wyższą jasność w porównaniu z globarem w krótkofalowym zakresie widma, natomiast globar posiada większą intensywność promieniowania w zakresie dłuższych fal ($> 10 \mu$). Dane szczegółowe dotyczące właściwości i zastosowań różnych źródeł promieniowania podczerwonego można znaleźć w szeregu monografii [56, 57].

Do rozszczepiania promieniowania podczerwonego złożonego na promieniowanie monochromatyczne stosuje się pryzmaty i siatki dyfrakcyjne. Zarówno pryzmaty, jak i siatki posiadają wady i zalety. Na budowę pryzmatów nadaje się tylko niewiele materiałów. Najtańszy i najtrwalszy materiał optyczny, jakim jest szkło nie przepuszcza promieniowania podczerwonego o dłuższych długościach fal. W celu pokrycia całego zakresu podczerwieni od 1 do 40μ zachodzi konieczność stosowania wielu pryzmatów. Obecna technika opanowała sztukę, jaką jest niewątpliwie wytwarzanie pryzmatów z kryształów niektórych soli. W tabeli 1 podano zakres stosowalności różnych materiałów na pryzmaty. Najczęściej stosowanym materiałem do budowy pryzmatów jest sól kuchenna. W zakresie pracy pryzmatu z NaCl mieści się tak zwany podstawowy zakres podczerwieni. Dużą wadą większości pryzmatów zbudowanych z kryształów soli jest ich higroskopijność, wskutek czego oszlifowane wielkim nakładem pracy powierzchni pryzmatów bardzo łatwo ulegają zniszczeniu.

Tabela 1

Zakres stosowalności pryzmatów dla podczerwieni

Material pryzmatu	cm^{-1}	μ
szkło	15500—3500	0,64— 2,8
kwarc	10300—2800	0,97— 3,5
fluorek litu	4000—1700	2,5 — 5,9
fluorek wapnia	4200—1200	2,4 — 8,3
chlerek sodu	5000— 950	2,0 —15
bromek potasu	1100— 385	9,0 —26
jodek cezu	1000— 250	10,0 —40

Siatki dyfrakcyjne zapewniają największą zdolność rozdzielczą spektrofotometrów do podczerwieni. Wadami zwykłych siatek dyfrakcyjnych jest to, że rozszczepiają one energię na dużą liczbę rzędów. Widma różnych rzędów nakładają się na siebie a ponadto intensywność widma maleje w miarę wzrostu rzędu widma. Jednakże obecnie, dzięki opanowaniu techniki nadawania specjalnego kształtu rowkom siatki dyfrakcyjnej, osiągnięto zwiększenie energii w wybranym rzędzie widma. Pokrycie podstawowego obszaru podczerwieni wymaga na ogół stosowania wielu siatek dyfrakcyjnych o różnych liczbach linii na jednostkę długości. Wyprodukowano jednakże siatki, które posiadając dużą zdolność rozdzielczą pokrywają szeroki zakres widma [56]. Stosowanie siatek dyfrakcyjnych wymaga użycia filtrów lub pryzmatów wstępnych w celu wyeliminowania nakładania się na siebie widm różnych rzędów.

Rozwój techniki spektroskopowej nie ogranicza się do monochromatorów i źródeł promieniowania. Znacznemu doskonaleniu ulegają również detektory promieniowania podczerwonego. Dopiero wysoko sprawny detektor pozwala na rozwój zdolności rozdzielczej aparatów,

promieniowania ciała doskonale czarnego jest otwór rozżarzonego ciała stałego. Stosowanie takiego rodzaju źródła nie jest jednak wygodne. W obecnych spektrofotometrach stosuje się głównie dwa typy źródeł promieniowania: włókna Nernsta i pręty silitowe (Globary). Włókna Nernsta są zbudowane z mieszaniny tlenków cyrkonu i innych metali ziem rzadkich. Rozżarzenie włókna Nernsta prądem elektrycznym wymaga wstępnego jego podgrzania, w celu zmniejszenia oporu elektrycznego. Pręty silitowe zbudowane są z węglika krzemu. Wymiary pręta silitowego są zwykle większe niż włókien Nernsta, dlatego też ich przewodnictwo jest z reguły wystarczające do bezpośredniego rozżarzenia prądem elektrycznym. Wymienione powyżej źródła promieniowania różnią się nieco swymi właściwościami. Włókno Nernsta ma wyższą jasność w porównaniu z globarem w krótkofalowym zakresie widma, natomiast globar posiada większą intensywność promieniowania w zakresie dłuższych fal ($> 10 \mu$). Dane szczegółowe dotyczące właściwości i zastosowań różnych źródeł promieniowania podczerwonego można znaleźć w szeregu monografii [56, 57].

Do rozszczepiania promieniowania podczerwonego złożonego na promieniowanie monochromatyczne stosuje się pryzmaty i siatki dyfrakcyjne. Zarówno pryzmaty, jak i siatki posiadają wady i zalety. Na budowę pryzmatów nadaje się tylko niewiele materiałów. Najtańszy i najtrwalszy materiał optyczny, jakim jest szkło nie przepuszcza promieniowania podczerwonego o dłuższych długościach fal. W celu pokrycia całego zakresu podczerwieni od 1 do 40 μ zachodzi konieczność stosowania wielu pryzmatów. Obecna technika opanowała sztukę, jaką jest niewątpliwie wytwarzanie pryzmatów z kryształów niektórych soli. W tabeli 1 podano zakres stosowalności różnych materiałów na pryzmaty. Najczęściej stosowanym materiałem do budowy pryzmatów jest sól kuchenna. W zakresie pracy pryzmatu z NaCl mieści się tak zwany podstawowy zakres podczerwieni. Dużą wadą większości pryzmatów zbudowanych z kryształów soli jest ich hygroskopijność, wskutek czego oszlifowane wielkim nakładem pracy powierzchni pryzmatów bardzo łatwo ulegają zniszczeniu.

Tabela 1

Zakres stosowalności pryzmatów dla podczerwieni

Material pryzmatu	cm^{-1}	μ
szkło	15500—3500	0,64— 2,8
kwarc	10300—2800	0,97— 3,5
fluorek litu	4000—1700	2,5 — 5,9
fluorek wapnia	4200—1200	2,4 — 8,3
chlorek sodu	5000— 950	2,0 —15
bromek potasu	1100— 385	9,0 —26
jodek cezu	1000— 250	10,0 —40

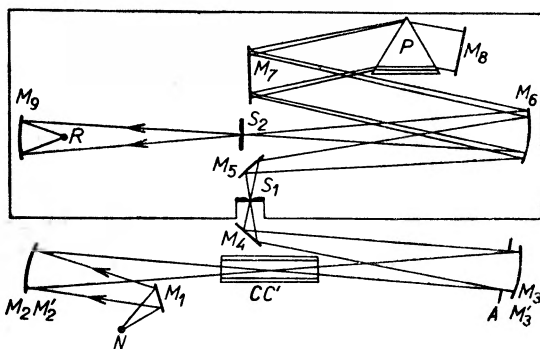
Siatki dyfrakcyjne zapewniają największą zdolność rozdzielczą spektrofotometrów do podczerwieni. Wadami zwykłych siatek dyfrakcyjnych jest to, że rozszczepiają one energię na dużą liczbę rzędów. Widma różnych rzędów nakładają się na siebie a ponadto intensywność widma maleje w miarę wzrostu rzędu widma. Jednakże obecnie, dzięki opanowaniu techniki nadawania specjalnego kształtu rowkom siatki dyfrakcyjnej, osiągnięto zwiększenie energii w wybranym rzędzie widma. Pokrycie podstawowego obszaru podczerwieni wymaga na ogół stosowania wielu siatek dyfrakcyjnych o różnych liczbach linii na jednostkę długości. Wyprodukowano jednakże siatki, które posiadając dużą zdolność rozdzielczą pokrywają szeroki zakres widma [56]. Stosowanie siatek dyfrakcyjnych wymaga użycia filtrów lub pryzmatów wstępnych w celu wyeliminowania nakładania się na siebie widm różnych rzędów.

Rozwój techniki spektroskopowej nie ogranicza się do monochromatorów i źródeł promieniowania. Znacznemu doskonaleniu ulegają również detektory promieniowania podczerwonego. Dopiero wysoko sprawny detektor pozwala na rozwój zdolności rozdzielczej aparatów,

bowiem im wyższa zdolność rozdzielcza tym mniejsza część energii pada na detektor. Wydaje się słuszny pogląd Conna i Averyego [9], że sercem każdego układu optycznego jest detektor. W dzisiejszych spektrofotometrach do podczerwieni są stosowane najczęściej detektory ciepłne, a w szczególności termopary, bolometry i detektory Golaya. W termoparach w miejscu spójnienia dwóch różnych przewodników przy zmianie temperatury tworzy się siła elektromotoryczna. W bolometrach zmienia się opór elektryczny wraz ze zmianą temperatury. Detektor Golaya jest komorą wypełnioną gazem, którego ciśnienie wzrasta pod wpływem temperatury i zgina ciekłą membranę zmieniając kierunek wiązki promieniowania. Postępy w dziedzinie detektorów promieniowania podczerwonego zostały wyczerpująco omówione przez Mossa [10] a także innych autorów [11, 12, 13, 14, 56].

Rodzaje spektrofotometrów do podczerwieni

Na rys. 1 podano schemat spektrofotometru dwuwiaźkowego z automatyczną rejestracją widma. Układ optyczny zbudowany jest ze zwierciadeł odbiciowych. Prawie każda firma w inny sposób rozwiązuje aparaty pod względem konstrukcyjnym.



Rys. 1. Schemat układu optycznego dwuwiaźkowego spektrofotometru do podczerwieni firmy Hilger and Watts (rzut z góry); N — włókno Nernsta, M_{1-9} — zwierciadła odbiciowe, $s_{1,2}$ — szczeliny, R — detektor, C, C' — kuweta pomiarowa i porównawcza, M_4 — zwierciadło oscylacyjne, na które padają na przemien wiązka pomiarowa z lusterek M_2-M_3 i porównawcza z $M'_2-M'_3$ niewidocznych w rzucie z góry, A — ruchoma diafragma zasłaniająca wiązkę porównawczą

W ostatnich latach daje się zauważyć znaczny postęp w rozwoju aparatury spektroskopowej do podczerwieni. Po okresie żywiołowego rozwoju spektrofotometrów w kierunku ich doskonalenia technicznego, głównie przez nasycanie ich nowoczesną techniką, w wyniku czego uzyskiwano jednocześnie zwiększenie ich automatyzacji, uniwersalności, szybkości pomiaru, zdolności rozdzielczej itp., obecnie daje się zauważyć tendencja do specjalizowania spektrofotometrów. Tendencja taka jest oczywiście słuszna i konieczna. Jest ona niewątpliwie reakcją na żywiołowy rozwój techniki spektroskopowej, który przypuszczalnie został zainicjowany już w chwili, gdy pierwsza firma wyprodukowała aparat rejestrujący. Wyprodukowanie seryjnego spektrofotometru rejestrującego było niewątpliwie momentem przełomowym, bowiem dopiero zautomatyzowanie pomiaru widma absorpcyjnego sprawiło, że spektrofotometria w podczerwieni stała się dyscypliną ściśle powiązaną z techniką i przemysłem.

Spektrofotometry uproszczone

Może się wydać paradoksalne, że omawiając ostatnie osiągnięcia techniki spektroskopowej w podczerwieni autor rozpoczyna swój przegląd od spektrofotometrów uproszczonych, jednakże takie ujęcie, zdaniem autora, ma swoje racje. Spektrofotometry do podczerwieni są stosowane

obecnie nie tylko do celów badawczych, ale również w bieżącej kontroli produkcji. Kosz-
spektrofotometrów uproszczonych stanowi 1/2 do 1/3 ceny spektrofotometrów skomplikowa-
nych. Mimo tak znacznej różnicy w cenie spektrofotometry uproszczone są w pełni przy-
datne dla rozwiązywania większości problemów analitycznych w przemyśle, a nawet
mogą oddawać cenne usługi w pracach badawczych. A zatem użytkownik nie płaci za udosko-
nalenia, które nie są mu potrzebne i za które niekiedy nie jest w stanie zapłacić, bowiem mimo
znacznego postępu w produkcji spektrofotometrów do podczerwieni, cena tego rodzaju aparatu-
ry jest jeszcze stosunkowo wysoka. Obsługa spektrofotometrów uproszczonych jest łatwa
i nie wymaga wysoko wykształconego personelu, co niewątpliwie również warto jest odnoto-
wania. Dla laboratoriów, które nie posiadają spektrofotometrów do podczerwieni ich zasto-
sowanie skraca znacznie czas niektórych analiz niekiedy z kilku godzin do kilkunastu minut,
a zatem kontrola sprawności procesu technologicznego jest lepsza. Większe laboratoria mają
możliwość właściwego zorganizowania sobie pracy zakupując odpowiednie spektrofotometry
uproszczone i uniwersalne, dzięki czemu zarówno aparatura, jak i ich wyszkolona obsługa
może pracować zgodnie z odpowiednim dla siebie przeznaczeniem.

Spektrofotometry uproszczone spełniają dużą rolę w ogólnym rozwoju spektroskopii
w podczerwieni, bowiem stanowią one jakby pomost między laboratoriami badawczymi a prze-
mysłem, który korzystając z usług techniki spektroskopowej na codzień często sam staje się
motorem tego rozwoju.

W ciągu ostatnich lat szereg firm rozwinęło produkcję spektrofotometrów uproszczonych.
Do tych firm należą m. in. Perkin Elmer, Baird-Atomic, Beckman, Unicam, Hilger and
Watts. Szczególnie duże zasługi w produkcji spektrofotometrów uproszczonych ma na swym
koncie firma Perkin Elmer. Uproszczone spektrofotometry firmy Perkin Elmer znane są pod
nazwą *Infracord Spectrophotometers*.

W tablicy 2 zestawiono charakterystyki spektrofotometrów do podczerwieni, produkowa-
nych obecnie przez bardziej znanych producentów. W tablicy tej zamieszczono charaktery-
styki spektrofotometrów wysokiej klasy i uproszczonych. Cechą wspólną tych ostatnich jest
prostota konstrukcji przy zachowaniu optymalnej sprawności. Uproszczenia idą w wielu
kierunkach. Dość częstym rodzajem uproszczeń konstrukcji są takie, które polegają na tym,
że pewne parametry charakteryzujące pracę spektrofotometrów, jak regulacja wielkości szcze-
liny oraz szybkość pomiaru, mogą być zmieniane tylko w nieznacznym stopniu. I tak np.
spektrofotometr uproszczony firmy Beckman, Model IR-5 posiada tylko 2 szybkości pomiaru
widma: 15 i 3 min. na zakres. Zdolność rozdzielcza spektrofotometrów uproszczonych jest
zwykle mniejsza od zdolności rozdzielczej spektrofotometrów wyższej klasy. Ostatnio jednak
niektórzy producenci wytwarzają spektrofotometry uproszczone o bardzo wysokiej rozdziel-
czości bez podnoszenia ich ceny. Spektrofotometr firmy Beckman model IR-8, dzięki zasto-
sowaniu siatek dyfrakcyjnych daje rozdzielczość 3 cm^{-1} lub lepszą w całym zakresie pracy,
tj. od 2,5 do 16μ przy szybkości 25 min na zakres. Zgodnie z zapewnieniem tej firmy, mo-
del IR-8 daje najwyższą rozdzielczość spośród swej klasy aparatów. Również firma Perkin
Elmer reklamuje spektrofotometry o wysokiej rozdzielczości. Należą do nich: model 137 G
oraz Model 237.

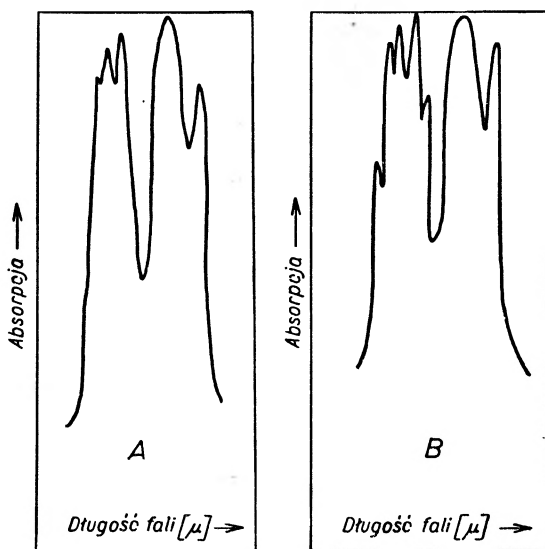
Spektrofotometry wysokiej klasy

Do niedawna panowała opinia, że spektrofotometry o wysokiej zdolności rozdzielczej
przydatne są głównie dla fizyków, a nie do badań chemicznych. Wysoka rozdzielczość była
wymagana przede wszystkim przy badaniu substancji w stanie gazowym. Składało się na to
kilka przyczyn, a mianowicie: wysoki koszt produkcji siatek dyfrakcyjnych oraz konieczność
stosowania pryzmatu wstępnego do selekcji widm wyższego rzędu, co komplikowało i podra-
żało koszt spektrofotometrów do podczerwieni. Obecnie powyższa opinia nie znajduje dalszego
uzasadnienia. W ostatnich latach opanowano produkcję doskonałych siatek dyfrakcyjnych

różnych rodzajów przy znikomych kosztach produkcji. Z drugiej strony chemicy dawno poznali korzyści, wynikające ze stosowania aparatów o wysokiej zdolności rozdzielczej.

Stosowanie siatek dyfrakcyjnych wymagało jednak pokonania trudności związanych z eliminacją widm wyższego rzędu. Trudności te zostały obecnie pokonane. Wymienić należy dwa sposoby eliminacji widm wyższego rzędu. Pierwszy z nich polega na zastosowaniu przyzmatu wstępnego, drugi na zastosowaniu specjalnych filtrów, szczególnie tzw. *F-centred crystal filters* [1]. Filtry mają jednak dość ograniczony zakres działania, w związku z czym w celu pokrycia całego zakresu widma w podczerwieni zachodzi konieczność stosowania szeregu filtrów, przy czym niekiedy napotyka się na trudności w otrzymywaniu filtrów dla pewnych zakresów widma.

Warto nadmienić, że w pogoni za zwiększaniem zdolności rozdzielczej spektrofotometrów do podczerwieni próbowano wielu sposobów. Możliwości zwiększenia rozdzielczości przyzmatów



Rys. 2. Widmo polistyrenu w zakresie 3 do 4 μ ; A — przyzmat z NaCl, B — podwójny monochromator przyzmatyczno-siatkowy

zostały już wyczerpane, mimo że uciekano się do stosowania takich materiałów na budowę przyzmatów jak LiF, CaF i inne. Zakres stosowania przyzmatów jest ograniczony i z innej strony. Nie znaleziono dotąd odpowiedniego materiału do dyspersji promieniowania powyżej 50 μ . Produkowany od niedawna przez niektóre firmy przyzmat z CeJ pracuje poniżej tej granicy. Powiększanie wymiarów elementów rozszczepiających, stosowanie materiałów o większej dyspersji daje pewne rezultaty, są to jednak półśrodki. Dopiero wprowadzenie siatek dyfrakcyjnych stanowi rzeczywisty postęp w tej dziedzinie.

Zdolność rozdzielcza ma duży wpływ na obraz widma. Wpływa ona zarówno na intensywność pasm absorpcyjnych [2, 3], jak i na stopień rozszczepienia pasm złożonych. Według Russela i Thompsona [3] szerokość szczeliny spektralnej winna wynosić co najmniej 1/5 połowy szerokości pasma, jeśli zmierzona wielkość absorpcji ma odpowiadać intensywności rzeczywistej. Na rys. 2 przedstawiono schematycznie wpływ zdolności rozdzielczej na kształt widma absorpcyjnego. Na tym rysunku przedstawiono wycinek widma polistyrenu, otrzymany przy pomocy samego przyzmatu oraz podwójnego monochromatora na spektrofotometrze do podczerwieni firmy Unicam. Na rysunku tym widać wyraźnie, jaki wpływ ma zastosowanie siatki dyfrakcyjnej na rozdzielenie niektórych pasm absorpcji.

Spektrofotometri siatkowe opisane zostały w szeregu prac [4, 5, 6, 7, 8], w których można znaleźć naświetlenie różnych aspektów zastosowania tych aparatów oraz szczegóły dotyczące ich budowy i pracy.

Spśród produkowanych ostatnio na skalę przemysłową spektrofotometrów do podczerwieni o wysokiej zdolności rozdzielczej warto wymienić siatkowy spektrofotometr firmy Perkin Elmer, Model 421, pracujący w zakresie 2,5—18 μ , modele spektrofotometrów firmy Beckman, IR-7 i IR-9 oraz firmy Unicam, Model SP 100 z podwójnym monochromatorem przyrządowo-siatkowym (tabl. 2).

2. Akcesoria do spektrofotometrów

Zakres zastosowań spektrofotometrii w podczerwieni znacznie się rozszerza dzięki możliwości wmontowania w podstawowy układ spektrofotometrów pewnych elementów pomocniczych. Należy tutaj wymienić stosowane już od szeregu lat tzw. mikroskop spektrofotometryczny (zw. także mikroiluminatorem). Technika mikrospektroskopowa przyczyniła się znacznie do rozszerzenia zastosowań spektroskopii w podczerwieni w wielu dziedzinach, w których nie było dotąd to możliwe. Wraz z rozwojem chromatografii zaszła potrzeba badania bardzo małych próbek substancji. Dzięki możliwości badania bardzo małych próbek mikrospektroskopia znalazła zastosowanie w medycynie, biologii, krystalografii, włókiennictwie i innych dziedzinach wiedzy. Technika mikrospektroskopowa została opisana w wielu pracach [4, 15, 16, 18, 19, 20, 21].

W większości mikroiluminatorów wiązka promieniowania podczerwonego zostaje skupiona przez układy lusterek odbiciowych na próbce, a następnie transformowana do wymiarów pierwotnych. Dzięki takiemu rozwiązaniu mikroiluminatory mogą być łatwo montowane i demontowane w układzie optycznym spektrofotometrów.

Niezwykle interesującą przystawkę do badania absorpcji promieniowania podczerwonego odbitego od powierzchni próbki zbudował i opisał Fahrenfort [22]. Zasada pracy tej przystawki polega na tym, że w warunkach całkowitego odbicia, promieniowanie podczerwone przenika przez granicę pomiędzy ośrodkiem o wyższym i niższym współczynniku załamania i odbija się od tego ostatniego. Jako ośrodki o wyższym współczynniku załamania rekomenduje się chlorek srebra lub KRS-5 (mieszanka bromku i jodku talu), które są przepuszczalne dla podczerwieni. Ośrodkami o niższych współczynnikach załamania światła są zwykle badane próbki. Dzięki specjalnemu dobraniu warunków przechodzenia promieniowania podczerwonego przez układ widma odbiciowe otrzymane tą metodą są bardzo dobrze wykształcone i nie odbiegają wiele od widm transmisyjnych.

Technika odbiciowa oddaje znaczne usługi w tych przypadkach, w których zachodzi konieczność badania próbek charakteryzujących się tak silną absorpcją, że wykonanie widma transmisyjnego jest praktycznie niewykonalne z powodu trudności spreparowania odpowiednio cienkich próbek. Zwykła technika odbiciowa, w odróżnieniu od techniki opracowanej przez Fahrenforta, nie zawsze pozwala na uzyskanie zadowalających wyników. Szczególnie trudno jest otrzymać przy pomocy zwykłej techniki widmo odbiciowe substancji posiadających bardzo słabe pasma absorpcji. Z drugiej strony w wielu przypadkach nie zawsze próbki posiadają odpowiednią formę do badań w świetle przechodzącym. Nowa technika odbiciowa (*Attenuated Total Reflectance — ATR*) pozwala na bezpośrednie badanie próbek w postaci ciał stałych, jak powłoki ochronne, wykładziny podłogowe, tkaniny, pasty, gęste cieczy itp. bez konieczności nieuniknionej straty czasu, związanej z odpowiednim przygotowaniem próbek do badań w świetle przechodzącym.

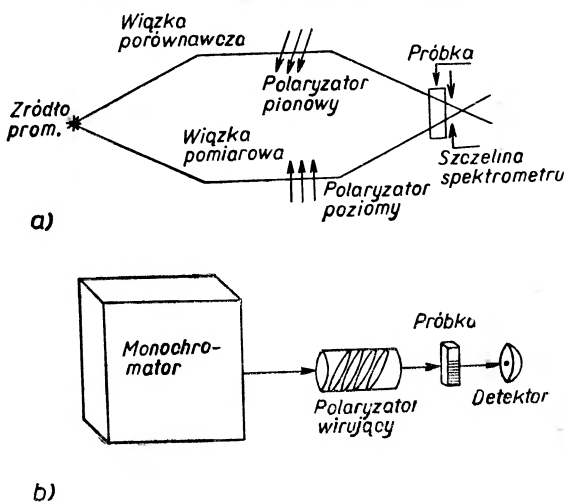
Akcesorium godnym szczególnej uwagi jest mikroprzystawka *ATR (Micro ATR Attachment)*, wyprodukowana przez Connecticut Instrument Company [23], przy pomocy której można otrzymywać widma odbiciowe bardzo małych ilości substancji, takich jak cienkie fragmenty tkanek roślin, włókna itp.. Mikroprzystawka *ATR* została zbudowana na zasadzie podanej przez Fahrenforta. Składa się ona z układu lusterek odbiciowych kondensujących

wiązkę pierwotną, w wyniku czego obraz źródła promieniowania zostaje pomniejszony. Dzięki zmniejszeniu obrazu źródła upraszcza się zagadnienie odpowiedniego kontaktu próbki i powierzchni odbicia, ponieważ powierzchnia kontaktu może być niewielka. Omawiana mikroprzystawka może być z łatwością szybko instalowana w większości spektrofotometrów.

Technika *ATR*, dzięki wprowadzeniu wielokrotnego odbicia promieniowania od powierzchni próbki, została ulepszona przez swego wynalazcę przy współpracy Vissera [24] i zastosowana do obliczania stałych optycznych. W ostatnich prospektach reklamowych firma Connecticut Company oferuje mikroprzystawki *MATR*, w których wiązka promieniowania odbija się wielokrotnie od powierzchni próbki. Dzięki wielokrotnemu odbiciu zwiększa się intensywność pasm absorpcji, co jest szczególnie istotne przy badaniu mało intensywnych pasm.

3. Podczerwień spolaryzowana

Podczerwień spolaryzowana oddaje duże usługi w badaniu struktury cząsteczek [31, 53]. Spolaryzowanie promieniowania podczerwonego nie przedstawia obecnie większych trudności. Najczęściej stosowanymi polaryzatorami podczerwieni są polaryzatory transmisyjne zbudowane



Rys. 3. Schematy układów optycznych do dokładnego pomiaru dichroizmu [25]

ze stosu płytek selenowych lub z chlorku srebra. W ostatnich latach ustaliła się opinia, że polaryzatory transmisyjne są wygodniejsze w użyciu niż polaryzatory odbiciowe i posiadają ponadto wyższą wydajność polaryzacji. Jednakże, jak donosi Takahashi [27], można otrzymać wysoką wydajność polaryzacji również przy pomocy polaryzatorów odbiciowych. Przewaga polaryzatorów transmisyjnych nad odbiciowymi polega przede wszystkim na tym, że w przypadku zastosowania polaryzatorów transmisyjnych nie zachodzi potrzeba zmiany układu optycznego spektrofotometrów.

Pomiar orientacji próbki przy pomocy podczerwieni spolaryzowanej polega na tym, że mierzy się w dwóch osobnych eksperymentach najpierw intensywność absorpcji przy wiązce promieniowania spolaryzowanego równolegle, a potem prostopadłe (lub odwrotnie) względem wybranej osi próbki. Różnice w intensywności (dichroizm) absorpcji tego samego pasma są niekiedy małe w porównaniu z wielkością intensywności tego pasma, zwłaszcza w przypadku mało zorientowanych próbek. W celu osiągnięcia większej dokładności pomiaru stopnia zorientowania próbek zaproponowano urządzenia, które pozwalają na bezpośredni pomiar różnicy intensywności absorpcji pasma, tak jak to jest w przypadku pomiaru dwójłomności optycznej. Opisano dwie metody bezpośredniego pomiaru dichroizmu [25]. Pierwszą z nich opracował Marrinan (rys. 3a). Jak wynika z tego rysunku w układ optyczny wchodzi 2 polaryzatory

transmisyjne ustawione względem siebie prostopadle. Jeśli próbka nie jest obdarzona dichroizmem, do detektora nie dochodzi żaden sygnał, bowiem intensywność obu wiązek jest identyczna. Sygnał pojawia się tylko w przypadku różnicy intensywności pomiędzy wiązką pomiarową i odnośną. Według Marrinana opisany system pozwala na zwiększenie dokładności pomiaru dichroizmu więcej niż stokrotnie.

Drugą metodą zwiększenia dokładności pomiaru dichroizmu opracował Stein (rys. 3b). Metoda ta ma zastosowanie w spektrofotometrach jednozwiązkowych. Detektor podczerwieni połączony jest z układem elektronicznym, reagującym jedynie na zmiany intensywności regularnie pulsującej wiązki promieniowania. Podczas wirowania polaryzatora, gdy badana próbka nie jest obdarzona dichroizmem, na detektorze nie pojawia się żaden sygnał, bowiem następujące po sobie impulsy dochodzące do detektora są identyczne. Sygnał pojawia się jedynie wtedy, gdy intensywność impulsów jest różna, co ma miejsce, gdy próbka jest zorientowana.

Powyżej opisane urządzenia nadają się szczególnie dobrze do badania w podczerwieni dichroizmu zorientowanych cienkich warstw.

4. Kuwety pomiarowe

Overend i inni [26] opisali konstrukcję kuwety do badania gazów, dzięki której uzyskuje się drogę optyczną o długości około 2 m. Kuwetę tę wmontowano w układ optyczny spektrofotometru Perkina Elmera, Model 12 C. Kuweta posiada bardzo małą objętość, lecz dzięki specjalnej konstrukcji promieniowanie podczerwone odbija się wielokrotnie od ścianek kuwety, przez co droga optyczna jest bardzo wydłużona. Opisana kuweta została skonstruowana w związku z badaniem przez wymienionych autorów [27] układów gazowych, które nie dają dostatecznej absorpcji na krótkiej drodze. Konstrukcja kuwety jest bardzo mocna, wobec czego istnieje możliwość badania gazów pod wysokimi ciśnieniami.

W innej pracy [28] opisano budowę kuwety, która pozwala na badanie substancji stałych pod bardzo wysokimi ciśnieniami (do 160 000 atm). Okna tej kuwety były diamentowe. Otrzymywano widma w zakresie 5—15 μ przy ciśnieniach od 1 do 50 000 atm. Wiele pasm absorpcyjnych badanych związków chemicznych zmieniało swą intensywność pod wpływem ciśnienia a także obserwowano przesunięcie położenia pasm.

Chilton [29] skonstruował kuwetę do badania w podczerwieni ciał stałych w niskich temperaturach. Zasadniczym elementem tej kuwety jest odpowiednio skonstruowane naczynie Dewara. Kuweta posłużyła autorowi do badania wolnych rodników.

Dzięki zastosowaniu specjalnych płytek z tlenku glinu na okienka kuwet pomiarowych stało się możliwe badanie niektórych zagadnień adsorpcji i katalizy [30]. Tlenek glinu o wysokim stopniu porowatości posiada zdolność przepuszczania promieniowania podczerwonego. Zastosowanie innych materiałów nastęrczało znaczne trudności, bowiem proszki wykazują silną absorpcję w podczerwieni, ze względu na straty energii wiązki padającej, powstające w wyniku rozproszenia i odbicia. Silnie prasowane proszki są lepiej przepuszczalne dla promieniowania podczerwonego, lecz posiadają bardzo poważne wady: słabą przepuszczalność dla gazów oraz zmieniony charakter powierzchni, co oczywiście wpływa na zdolność sorbowania badanej próbki.

Wood [32] skonstruował kuwetę do pomiarów wilgotności powietrza na podstawie pasm absorpcji pary wodnej. Forbes i Telfer [33] opisali konstrukcję pomocniczego urządzenia pozwalającego na badanie przebiegu reakcji w czasie, pracującego w układzie spektrofotometru firmy Beckman, Model IR-4. Aparat tych autorów jest szczególnie przydatny do badania szybkości reakcji, stałych równowagi, składu kompleksów oraz przebiegu niektórych polimeryzacji.

Eastman Codak Company [35] wyprodukowała nowy materiał optyczny pod nazwą *Irtran-2*, przepuszczający promieniowanie podczerwone aż do 13 μ . Wynalezienie tego materiału było dużym sukcesem, bowiem jest on odporny na wodę oraz na większość kwasów i zasad.

5. Inne elementy pomocnicze do spektrofotometrów

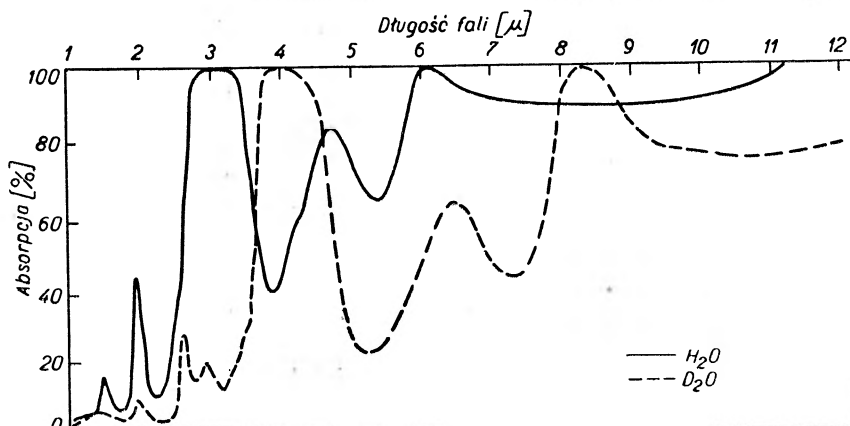
Przy użyciu spektrofotometrów dwuwiazkowych napotyka się niekiedy na trudności podczas badania widm substancji w stanie stałym. Próbkę ciał stałych wykazują silną absorpcję pozorną będącą wynikiem rozproszenia światła, wskutek czego otrzymuje się bardzo źle wykształcone widma. Dzięki osłabieniu energii promieniowania wiązki odnośnej istnieje możliwość znacznego rozszerzenia skali absorpcji lub transmisji. Carrington [34] opisał bardzo proste urządzenie do osłabiania energii promieniowania wiązki odnośnej w spektrofotometrach dwuwiazkowych. Urządzenie opisane przez Carringtona jest zwykłą gwiazdą dziesięcioramienną, obracającą się z prędkością około 3000 obrotów na minutę. Oś gwiazdy jest połączona z mechanizmem śrubowym, który pozwala na przesuwanie gwiazdy, dzięki czemu energia promieniowania wiązki odnośnej może być osłabiona w dowolny sposób, zależny od stopnia przesłaniania wiązki przez trójkątne ramiona gwiazdy. Gwiazda Carringtona została wypróbowana z bardzo dobrym skutkiem w laboratorium autora niniejszego artykułu.

Niektóre firmy wyposażają swoje spektrofotometry w urządzenia pomocnicze do rozszerzenia skali absorpcji lub transmisji. I tak np. firma Hilger and Watts produkuje do modelu H-800 dodatkowy mechanizm, składający się z wielu kół zębatych, tworzących systemy przekładni, dzięki czemu uzyskuje się rozszerzenie skali absorpcji w stosunku jak 1 : 5, 10, 20 [58]. Mechanizmy tego typu oczywiście nie wpływają na zwiększenie zdolności rozdzielczej spektrofotometru, a jedynie zwiększają czytelność odcinków widm zawierających mało intensywne pasma absorpcji.

6. Metody przygotowania próbek do badania widm absorpcyjnych w podczerwieni

Jednym z trudniejszych problemów eksperymentalnych, związanych z techniką badań spektroskopowych w podczerwieni, jest przygotowanie próbek. Szczególnie duże trudności napotyka się przy badaniu ciał stałych. Również badanie w roztworach następcza znaczne trudności. W tym ostatnim przypadku można śmiało powiedzieć, że nie znamy substancji, które by nadawały się w pełni do badań w podczerwieni. Nawet nieliczne substancje, które mogą być stosowane jako rozpuszczalniki ciał stałych do badań w podczerwieni, posiadają w niektórych obszarach silne pasma absorpcji (np. czterochlorek węgla, dwusiarczek węgla). Szczególnie przykry jest fakt, że nie ma większych możliwości stosowania jako rozpuszczalnika tak niezwykle ważnej substancji jak woda. Praktyczne trudności związane z badaniem widm w podczerwieni wodnych roztworów odstraszały wielu badaczy od stosowania wody i należy tutaj pokreślić, że trudności te nie zostały dotąd usunięte. Brugel [36] pisze w swojej monografii w związku z zastosowaniem wody jako rozpuszczalnika, że jest ona *der Todfeind der Ultrarotspektroskopie*. Wydaje się jednak, że tak daleko posunięty pesymizm jest nieuzasadniony. Świadczy o tym z jednej strony rozwój techniki spektroskopowej, jak np. nowych materiałów przepuszczających promieniowanie podczerwone i odpornych na działanie wody oraz możliwość pomiaru widm absorpcyjnych przy dużych absorpcjach próbek, a z drugiej fakty eksperymentalne. I tak np. Goulden [37] przekonująco wykazał, że mimo wszelkie trudności, istnieje możliwość badania wielu substancji w roztworach wodnych, przy czym pomiar widma absorpcyjnego danej substancji w roztworach wodnych może być niekiedy łatwiejszy niż w stanie stałym. Woda, nawet w bardzo cienkich warstwach, wykazuje wiele intensywnych pasm absorpcji w zakresie 2—42 μ . Z rys. 4 wynika, że jednak w pewnych zakresach woda posiada względnie dużą przepuszczalność. Są to zakresy: 3,5 do 5,8 oraz 6,5 do 10,5 μ . Ciężka woda jest korzystniejsza, bowiem jest bardziej przepuszczalna od zwykłej wody w bardzo ważnym obszarze około 6 μ , w którym woda absorbuje całkowicie. W pracy Gouldena podano odsyłacze do oryginalnej literatury, gdzie można znaleźć odpowiednie informacje, dotyczące stosowania różnych materiałów na okienka kuwet pomiarowych odpornych na działanie wody.

Badanie w podczerwieni widm próbek w stanie stałym stanowi zagadnienie samo w sobie. W roku ubiegłym minęło 10 lat od wprowadzenia do techniki spektroskopowej przez siostry Stimson i O'Donel [38] metody tabletkowej, zwanej także metodą proszków prasowanych. Przed odkryciem tej metody widma próbek ciał stałych otrzymywano po uprzednim ich rozpuszczeniu w odpowiednim rozpuszczalniku albo przez dyspersję w oleju mineralnym. Znaczenie tego, wydawałoby się prostego odkrycia, może dobrze ocenić eksperymentator zajmujący się badaniami ciał stałych przy pomocy spektrofotometrii w podczerwieni. Nie więc dziwnego, że technika ta została przyjęta natychmiast z entuzjazmem, który nie pozwolił na szybkie odkrycie jej braków. Na temat tej techniki ukazały się dziesiątki prac [46] i nie jest celem niniejszego artykułu tu je reasumować. Widma próbek otrzymanych metodą proszków prasowanych wykazują niekiedy pewne odstępstwa od widm otrzymanych na innej drodze. Widma próbek w postaci proszków sprasowanych z bromkiem potasu nie zawsze mogą być reprodukowane w żądanym stopniu dla celów ilościowych a nawet jakościowych. Przeglądu trudności



Rys. 4. Widmo absorpcyjne wody i ciężkiej wody [37]

napotykanym przy badaniu próbek techniką tabletkową dokonali ostatnio Duyckaerts [39], Farmer [40], Tolck [41], Van der Maas i Tolck [42], Durie i Szewczyk [43], Bołdin i Wasiliew [44] oraz inni.

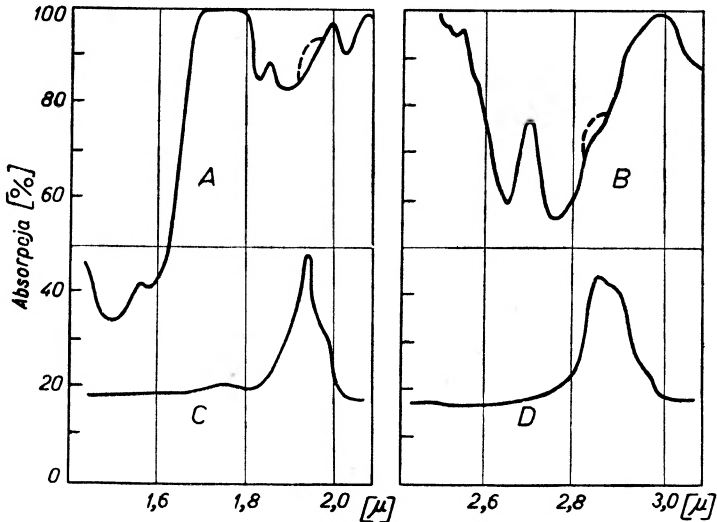
Mimo wywoływania pewnych anomalii w widmach w podczerwieni technika tabletkowa oddaje duże usługi i trudno byłoby sobie wyobrazić pracę eksperymentalną w dziedzinie spektrofotometrii w podczerwieni bez jej pomocy.

Szczególnie duże trudności napotyka się przy badaniu ciał włóknistych. Przykładem zastosowania techniki tabletkowej do badania włókien mogą być niedawno ogłoszone prace Strasheima i Buijsa [45] oraz Cleverleya i Hermann [47].

7. Spektroskopia różnicowa

Spektroskopia różnicowa (*Differential Spectroscopy*) powstała niedługo po ukazaniu się rejestrujących spektrofotometrów dwuwiazkowych. Nazwa spektroskopia różnicowa mogłaby sugerować, że chodzi o jakąś odrębną gałąź nauki, wchodzącą w skład spektroskopii. W istocie chodzi tutaj o zastosowanie specjalnej techniki spektrofotometrycznej. Technika ta polega na tym, że mierzy się widmo próbki stosując jako odnośnik próbkę tej samej substancji, lecz o wyższej czystości. Dzięki temu otrzymuje się tylko widma zanieczyszczeń, wchodzących w skład badanej substancji. Jest to oczywiście tylko jeden z przykładów zastosowania spektroskopii różnicowej. Widmo różnicowe może służyć także jako kryterium czystości. Jeśli mamy do czynienia z czystą substancją chemiczną, to przez porównanie spektrofotometryczne z próbką wzorcową otrzymujemy linię prostą (przy założeniu, że grubość próbek jest jednakowa).

Willis i Miller [48] opisali zastosowanie spektroskopii różnicowej do badania substancji w bliskiej podczerwieni. O niektórych zastosowaniach tej metody w obszarze 5–15 μ pisał, poprzednio Powel [49]. Zdaniem Willisa i Millera zastosowanie metody różnicowej w obszarze tzw. *fingerprintu* napotyka na znaczne trudności, natomiast w obszarze bliskiej podczerwieni otrzymanie widma różnicowego jest prostsze. Na rys. 5 przedstawiono reprodukcję widma absorpcyjnego zwykłego i różnicowego acetonu zawierającego wodę. Bardzo interesujące są również wyniki Millera i Willisa dotyczące analizy różnicowej monomeru w polimerze.



Rys. 5. Spektrofotometryczne oznaczenie wody w acetonie [48]; *A* — widmo acetonu, grubość warstwy 1 cal; *B* — jw., grubość warstwy 0,1 cala; *C* — widmo różnicowe wody w acetonie w stosunku do suchego acetonu, grubość warstwy 1 cal; *D* — jw., grubość warstwy 0,1 cala

Kagarise i Whetsel [54] oznaczali za pomocą spektroskopii różnicowej przesunięcia pasm absorpcji. Badanie bardzo małych przesunięć wymaga stosowania spektrofotometrów o wysokiej zdolności rozdzielczej. Spektroskopia różnicowa pozwala na badanie wspomnianych przesunięć przy pomocy zwykłych spektrofotometrów dwuwiązkowych z monochromatorami pryzmatycznymi.

Literatura

- [1] W. G. Burns, J. Gaunt, *Molecular Spectroscopy*, London 1955, str. 66.
- [2] R. N. Jones, *Spectrochim. Acta*, **9**, 235 (1957).
- [3] R. A. Russell, H. W. Thompson, *Spectrochim. Acta*, **9**, 133 (1957).
- [4] S. F. D. Orr, *Spectrochim. Acta*, **14**, 86 (1959).
- [5] V. J. Coates, *Spectrochim. Acta*, 820 (1959).
- [6] L. W. Herscher, *Spectrochim. Acta*, 901 (1959).
- [7] T. Shimanouchi, Y. Kyogku, *Spectrochim. Acta*, **19**, 451 (1963).
- [8] D. M. Adams, *Spectrochim. Acta*, **18**, 1039 (1962).
- [9] G. K. T. Conn, D. G. Avery, *Infrared Methods*, Academic Press, Nowy Jork, 1960.
- [10] T. S. Moss, *Advances in Spectroscopy*, Ed. Thompson H. W., Interscience Publishers, Nowy Jork 1959.
- [11] P. Bratt, W. Engler, H. Levinstein, A. Mac Rae, J. Pehek, *Infrared Phys.*, **1**, 27 (1961).
- [12] W. W. Lindemann, R. K. Mueller, *J. Appl. Phys.*, **31**, 1746 (1960).
- [13] D. F. Edwards, M. Mercado, *Infrared Phys.*, **1**, 17 (1960).

- [14] N. C. Anderson, *Infrared Phys.*, **1**, 163 (1961).
- [15] A. Elliott, *Advances in Spectroscopy*, t. 1, str. 218, Ed. Thompson H. W., Interscience Publishers, 1959.
- [16] D. L. Wood, *Infrared Microspectroscopy in Biological Research*, t. 69, art. 1, str. 194, Annals of the New York Academy of Science. Ed. Whitelock O. V. St., Nowy Jork 1957.
- [17] J. E. White, N. L. Alpert, *Anal. Chem.*, **31**, 1267 (1959).
- [18] H. Szymański, R. Povinelli, D. Stamires, G. Lynch, *Anal. Chem.*, **31**, 2110 (1959).
- [19] E. D. Black, J. D. Margerun, G. M. Wyman, *Anal. Chem.*, **29**, 169 (1957).
- [20] F. Bissett, A. L. Bluhm, L. L. Long, Jr., *Anal. Chem.*, **31**, 1927 (1959).
- [21] M. Sparagana, W. B. Mason, *Anal. Chem.*, **34**, 242 (1962).
- [22] J. Fahrenfort, *Spectrochim. Acta*, **17**, 698 (1961).
- [23] *Connecticut Instrument Company, prospekt reklamowy.*
- [24] J. Fahrenfort, W. M. Visser, *Spectrochim. Acta*, **18**, 1103 (1962).
- [25] R. S. Stein, *J. Appl. Polymer Sci.*, **5**, 96 (1961).
- [26] J. Overend, J. H. Schachtschneider, R. W. Rinehard, B. Crawford, Jr., *Spectrochim. Acta*, 448 (1959).
- [27] Takahashi S., *J. Opt. Soc. Amer.*, **51**, 441 (1961).
- [28] E. R. Lippincott, C. E. Weir, A. Van Valkenburg, E. N. Bunting, *Spectrochim. Acta*, **16**, 58 (1960).
- [29] H. T. J. Chilton, *Spectrochim. Acta*, **16**, 979 (1960).
- [30] J. B. Peri, R. B. Hannan, *Spectrochim. Acta*, **16**, 237 (1960).
- [31] G. R. Bird, M. Parrish, E. R. Blout, *Rev. Sci. Instr.*, **29**, 305 (1958).
- [32] R. C. Wood, *Rev. Sci. Instr.*, **29**, 36 (1958).
- [33] J. W. Forbes, A. Telfer, *Anal. Chem.*, **31**, 1904 (1959).
- [34] R. A. G. Carrington, *Spectrochim. Acta*, No 2, 157 (1957).
- [35] *Eastman Kodak Co, Rochester N. Y., prospekt reklamowy.*
- [36] W. Brugel, *Einführung in die Ultrarotspektroskopie*, str. 190, Steinkopff, Darmstadt 1954.
- [37] J. D. S. Goulden, *Spectrochim. Acta*, No 9, 657 (1959).
- [38] M. M. Stimson, M. J. O'Donnell, *J. Amer. Chem. Soc.*, **74**, 1805 (1952), patrz także: U. Schiedt, H. Reinwein, *Z. Naturforsch.*, **7b**, 270 (1952), U. Schiedt, tamże **8b**, 66 (1953).
- [39] G. Duyckaerst, *Analyst*, **84**, 201 (1959).
- [40] V. C. Farmer, *Spectrochim. Acta*, **8**, 374 (1957).
- [41] A. Tolk, *Spectrochim. Acta*, **17**, 511 (1961).
- [42] J. H. Van der Maas, A. Tolk, *Spectrochim. Acta*, **18**, 235 (1962).
- [43] R. A. Durie, J. Szewczyk, *Spectrochim. Acta*, 593 (1959).
- [44] A. A. Böldin, R. F. Wasiljew, *Zaw. Laborat.*, **27**, No 7, 819 (1961).
- [45] A. Strasheim, K. Buijs, *Spectrochim. Acta*, **16**, 1010 (1960).
- [46] R. G. Milkey, *Anal. Chem.*, **30**, 1931 (1958).
- [47] B. Cleverley, R. Hermann, *J. Appl. Chem.*, **11**, 344 (1961).
- [48] H. A. Willis, R. G. J. Miller, *Spectrochim. Acta*, **14**, 119 (1959).
- [49] H. Powell, *Appl. Chem.*, **6**, 488 (1956).
- [50] J. C. Evans, *Anal. Chem.*, **34**, 225 R (1962).
- [51] R. C. Gore, *Anal. Chem.*, **32**, 239 R (1960).
- [52] S. Krimm, *Fortschritte der Hochpolymeren-Forschung*, **2**, Nol, 51 (1960).
- [53] G. R. Wilkinson, W. C. Price, E. M. Bradbury, *Spectrochim. Acta*, **14**, 284 (1959).
- [54] R. E. Kagarise, K. B. Whetsel, *Spectrochim. Acta*, **17**, 869 (1961).
- [55] *Unicam Instruments LTD., prospekt reklamowy.*
- [56] R. A. Smith, F. E. Jones, R. P. Chasmar, *The Detection and Measurement of Infrared Radiation*, Oxford 1957.
- [57] I. M., Kustanowicz, *Spektralnyj Analiz*, Moskwa 1962, str. 105.
- [58] *Hilger and Watts LTD., prospekt reklamowy.*

IX Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii w Krakowie

W dniach od 24 do 29 września 1963 r. odbyła się w Krakowie Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii. Wzięło w niej udział 114 uczestników, w tym: 63 z Polski, 4 z Bułgarii, 3 z Chińskiej Republiki Ludowej, 6 z Czechosłowacji, 9 z Niemieckiej Republiki Demokratycznej, 6 z Rumunii, 7 z Węgier i 16 ze Związku Radzieckiego.

Konferencja krakowska była dziewiątą z cyklu tradycyjnych konferencji organizowanych corocznie przez fizyków krajów demokracji ludowych, pracujących w dziedzinie fizyki jądrowej wysokich energii. Cykl ten został zapoczątkowany w 1955 r. konferencją w Dreźnie, następnie konferencje odbywały się kolejno: w Budapeszcie, Warszawie, Liblicach (ČSR), Bukareszcie, Weimarze, Sofii i Tihany (Węgry).

Problematyka oddziaływań cząstek jądrowych wysokich energii z zakresu akceleratorowego i problematyka zderzeń ultrawysokich energii rejestrowanych w promieniowaniu kosmicznym stają się coraz bliższe sobie. Uwidacznia się to choćby w fakcie, że fizycy pracujący w obu tych dziedzinach organizują w ostatnich latach wspólne konferencje. Tak też było i w Krakowie.

Wyniki uzyskiwane przy pomocy akceleratorów w znacznie lepszych warunkach doświadczalnych i ze znacznie lepszą statystyką, niż to ma miejsce w doświadczeniach z promieniowaniem kosmicznym, wydają się prowadzić do podobnych rezultatów interpretacyjnych.

Dużą rolę w opisie oddziaływań jądrowych akceleratorowego zakresu energii grają odkrywane ostatnio coraz liczniej tzw. stany rezonansowe, odznaczające się bardzo krótkimi czasami życia. Mogą to być zarówno stany barionowe, jak i bozonowe. Te stany pośrednie prowadzą w rezultacie do produkcji dużej liczby cząstek wtórnych w zderzeniu wysokiej energii.

Fizycy zajmujący się promieniowaniem kosmicznym od szeregu lat dyskutują różnego rodzaju fenomenologiczne modele wielorodnej produkcji cząstek w zderzeniach skrajnie wysokich energii. Ostatnio coraz większą liczbę zwolenników zyskuje koncepcja krakowskich fizyków wytwarzania cząstek wtórnych z dwóch „centrów emitujących“, powstałych przy oddziaływaniu zderzających się cząstek. Nasuwa się pytanie, czy centra emitujące są tworem typu rezonansów, czy też są tylko kinematycznym wyrazem peryferyjności zderzeń.

Powyższe zagadnienia złożyły się w głównej mierze na problematykę konferencji krakowskiej. Właściwe obrady odbywały się w sześciu sesjach w ciągu pierwszych trzech dni. Czwarty dzień przeznaczony był na zwiedzanie Krakowa, Zakopanego lub Oświęcimia. Ostatnie dwa dni poświęcono na dyskusje nieobjęte programem Konferencji oraz na zwiedzanie Laboratoriów Fizyki Wysokich Energii w Krakowie, Warszawie i Łodzi.

Na konferencji ogłoszono 70 referatów, które dotyczyły: oddziaływań jądrowych cząstek wysokich energii w zakresie akceleratorowym, oddziaływań jądrowych cząstek promieniowania kosmicznego, wielkich pęków promieniowania kosmicznego oraz zagadnień metodycznych i aparaturowych z dziedziny fizyki wysokich energii. Większość stanowiły prace doświadczalne, referatów teoretycznych ogłoszono tylko kilka.

W konferencji krakowskiej, w odróżnieniu od poprzednich tego rodzaju konferencji fizyki wysokich energii, wzięła udział liczna grupa fizyków radzieckich, głównie ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnie oraz z Instytutu Fizyki Akademii Nauk ZSRR w Moskwie. W pierwszym dniu obrad prof. E. L. Feinberg z Moskwy i prof. G. I. Budker z Nowosybirsk wygłosili obszernie wykłady wstępne: pierwszy na temat teorii silnych od-

działać przy wysokich energiach, drugi na temat nowych typów akceleratorów wysokich energii o małych rozmiarach.

Polscy fizycy z Warszawy, Łodzi i Krakowa zgłosili 25 prac z wszystkich wymienionych poprzednio dziedzin, omawianych na konferencji.

Referaty wygłoszone na konferencji w Krakowie będą opublikowane w czasopiśmie „Nukleonika“.

J. B.

5 Seminarium Kraków—Rossendorf poświęcone Spektroskopii Jądrowej i Reakcjom Jądrowym

W dniach od 10 grudnia do 14 grudnia 1963 odbyło się w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie 5 Seminarium robocze Kraków—Rossendorf poświęcone zagadnieniom spektroskopii jądrowej i reakcji jądrowych. Seminarium to mające już wieloletnią tradycję organizowane jest corocznie przez Centralny Instytut Fizyki Jądrowej w Rossendorf (NRD) i Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie.

5 Seminarium stało się okazją do wymiany poglądów i doświadczeń nie tylko pomiędzy fizykami z Krakowa i Rossendorfu, ale także pomiędzy przedstawicielami licznych ośrodków krajowych i zagranicznych zajmujących się fizyką jądrową. Łącznie uczestniczyło w seminarium 118 fizyków w tym 28 z zagranicy. Delegaci zagraniczni reprezentowali 6 ośrodków naukowych, a mianowicie: ZIBJ w Dubnej, Centralny Instytut Fizyki Jądrowej w Rossendorf (NRD), Instytut Fizyki Atomowej w Bukareszcie, Centralny Instytut Fizyki w Budapeszcie, Instytut Fizyki Jądrowej w Debreczynie i Instytut Fizyki Jądrowej w Reżu koło Pragi.

Program seminarium obejmował referaty przeglądowe wygłaszane na posiedzeniach plenarnych oraz krótkie komunikaty i dyskusje w oddzielnych sekcjach.

A. Pfitzner (Rossendorf) przedstawił badania teoretyczne nad reakcjami jądrowymi bezpośredniego oddziaływania prowadzonymi w CIFJ Rossendorf. Szczególne zainteresowanie wzbudził referat W. Czyża (Kraków), który przedstawił ostatnie osiągnięcia teoretyczne w dziedzinie nieelastycznego rozpraszania elektronów na jądrach. Wskazał on na możliwość badań korelacji miedzynukleonowych w materii jądrowej.

V. Bredel (Rossendorf) przedstawił ciekawe wyniki pomiarów rozkładów kątowych w reakcjach (d, t) i (d, α) na lekkich jądrach. Bardzo ciekawe rezultaty dotyczące badań struktury jąder z obszaru powłoki $1d\ 2s$ pokazał A. Strzałkowski (Kraków). Omówił on też perspektywy badań struktury jąder metodami reakcji jądrowych bezpośredniego oddziaływania.

Obszerny program badań w dziedzinie systematyki poziomów jąder z obszaru ziem rzadkich przedstawił H. Graber (Rossendorf). A. Hrynkiwicz (Kraków) omówił prace z dziedziny spektroskopii jądrowej prowadzone w Instytucie Fizyki Jądrowej w Krakowie. Na szczególne wyróżnienie zasługują tu wyniki uzyskane we wzbudzaniu kulombowskim jąder ^{209}Bi .

Najnowsze osiągnięcia w dziedzinie modelu optycznego zostały omówione przez K. Grotowskiego (Kraków). B. S. Dżelepov (Leningrad) w pięknym odczycie przedstawił ostatnie osiągnięcia w dziedzinie pomiarów elektrycznych kwadrupolowych momentów jąder w stanach wzbudzonych.

Na podkreślenie zasługuje miła i serdeczna atmosfera, w jakiej przebiegały obrady Seminarium.

A. B.

J. G. Linhart Fizyka plazmy

Tłumaczył Ryszard Gagla. Wyd. Naukowo-Techniczne, Warszawa 1963, str. 311

Obecnie obserwujemy w fizyce ogromny wzrost liczby publikacji naukowych poświęconych zagadnieniom fizyki plazmy. Natomiast liczba wydawanych książek z tego zakresu nie nadążyła już za tempem publikacji w czasopiśmie. W konsekwencji absolwenci studiów fizyki, pragnący bliżej zainteresować się wspomnianą dziedziną, odczuwają brak stosownego podręcznika o charakterze ogólnym.

Autorowi recenzowanej książki, w czasie jej pisania, przyświecała idea wypełnienia tej luki, przez wydanie książki mogącej służyć jako wprowadzenie do literatury fachowej, do bieżących publikacji.

Uważam, że cel ten został osiągnięty w sposób zadowalający. Sześć pierwszych rozdziałów recenzowanej książki charakteryzuje się dodatnio wszechstronnością podawanych tam informacji, jak również ich ścisłością naukową. Są one poświęcone różnym aspektom teorii plazmy poczynając od opisu jednocząstkowego plazmy, poprzez model płynowy, aż do zderzeń i procesów relaksacyjnych. Rozważania te obejmują zarówno konfiguracje stabilne plazmy, jak też różne znane typy niestabilności plazmy. Szczególnie cenną cechą książki jest jej charakterystyczna zwartość wewnętrzna nie pozostająca w sprzeczności z różnorodnością poruszanych w niej zagadnień. Poszczególne rozdziały są powiązane w harmonijną całość, co nie jest problemem łatwym dla autora zajmującego się tak wieloparametrowym zagadnieniem, jakim jest fizyka plazmy.

Książka J. G. Linharta jest jedną z pierwszych, które zajmuje się szczególnie ważnymi obecnie procesami niestacjonarnymi w plazmie: falami uderzeniowymi. Cecha ta podnosi i tak już dużą jej wartość użytkową.

Dwa ostatnie rozdziały książki poświęcone są zagadnieniom stosowanym fizyki plazmy, a mianowicie badaniom nad kontrolowanymi reakcjami termojądrowymi, a także niektórym innym zastosowaniom technicznym, jak np. napędowi raket.

Zdaniem recenzenta, rozdziały te stanowią jednak pewien niekorzystny kontrast przy porównywaniu ich nazbyt popularnonaukowego charakteru, z poziomem sześciu doskonałych poprzedzających rozdziałów z teorii plazmy. Intencją autora, jak sam o tym pisze, było pokazanie wykorzystania twierdzeń ogólnych z teorii, do konkretnych sytuacji eksperymentalnych, do ściśle sprecyzowanych geometrii pól magnetycznych. Niestety zadanie to nie zostało wystarczająco wypełnione, brak jest bowiem silnego powiązania drugiej części książki z bardzo interesującą częścią teoretyczną. Druga część nosi zbyt ogólnikowy charakter.

Reasumując, recenzowana książka stanowi bardzo cenny i aktualny przegląd problemów teorii plazmy, z bogatym zasobem odnośników do literatury oryginalnej. Tłumaczenie z angielskiego jest staranne i operuje poprawnym językiem polskim.

Jerzy Pietruszka

Medal Maxwella

Brytyjski Instytut Fizyki i Towarzystwo Fizyczne przyznało Medal i Nagrodę Maxwella za rok 1964 W. Marshallowi z grupy Fizyki Teoretycznej Centrum Badań Jądrowych w Harwell za jego wkład do teorii magnetyzmu.

Westphal honorowym senatorem

W. H. Westphal, profesor emerytowany Politechniki Berlińskiej, został wybrany honorowym członkiem Senatu tej uczelni.

III Konferencja Genewska

III Międzynarodowa Konferencja na temat Pokojowych Zastosowań Energii Jądrowej odbędzie się w dniach od 31 sierpnia do 9 września 1964 w Genewie, pod patronatem Organizacji Narodów Zjednoczonych.

Na posiedzeniach plenarnych omawiane będą następujące zagadnienia: zapotrzebowanie energii w ciągu najbliższych lat i rola energii jądrowej w zaspokojeniu tego zapotrzebowania, współpraca międzynarodowa w dziedzinie reaktorów jądrowych, reaktory badawcze, kontrolowana fuzja jądrowa, zastosowanie izotopów i źródeł radiacyjnych w naukach fizycznych, zastosowanie izotopów i źródeł radiacyjnych w naukach biologicznych.

Na równoległych posiedzeniach sekcyjnych referowane będą następujące tematy: w sekcji 1 — reaktory mocy, ekonomiczne i techniczne aspekty siłowni jądrowych, bezpośrednia konwersja energii cieplnej w elektryczną, reaktory jako źródła ciepła, reaktory o bardzo wielkich strumieniach neutronów, podstawowa inżynieria reaktorów mocy; w sekcji 2 — wytwarzanie paliwa, oddziaływanie promieniowania na pa-

liwo i materiały reaktorowe, badania korozji paliwa i materiałów reaktorowych, ekonomia cyklu paliwowego, materiały reaktorowe, zasoby uranu i toru; w sekcji 3 — nowe osiągnięcia w fizyce reaktorów, badania osiągnięć reaktorów, kinetyka reaktorów i systemy sterowania, zagadnienia bezpieczeństwa pracy, usuwanie odpadów promieniotwórczych, rozdzielanie izotopów, różne nowe zastosowania energii jądrowej.

Każde państwo, biorące udział w Konferencji może przysłać nie więcej niż pięciu delegatów. Językami Konferencji będą angielski, francuski, rosyjski i hiszpański. Posiedzenia Konferencji będą publiczne. Wszystkie przyjęte na Konferencję referaty będą ogłoszone w Sprawozdaniach Konferencji, liczba referatów została ograniczona do 750.

MAEA

Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej ma już 87 członków. W ciągu ostatnich miesięcy do Agencji zostały przyjęte następujące państwa: Libia, Gabon, Wybrzeże Kości Słoniowej, Nigeria i Kamerun.

Zgodnie z uchwałą Konferencji Generalnej z dnia 26 września 1963 MAEA udziela pomocy przy odbudowie zniszczonego przez trzęsienie ziemi miasta Skopje. Pomoc polega przede wszystkim na wysłaniu międzynarodowego zespołu ekspertów do wykrywania przecieków sieci wodociągowej i gazowej.

Dnia 22 stycznia 1964 stały przedstawiciel Finlandii, ambasador Otso Wartiovaara, przekazał Dyrektorowi Generalnemu drowi Sigwardowi Eklundowi dar Finlandii dla Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej — analizator wielokanałowy (512 kanałów) wartości 19 000 dolarów. Analizator, wykonany całkowicie w Finlandii, przeznaczony jest dla Centrum Badawczego MAEA w Seibersdorfie.

Konferencja na temat związków półprzewodnikowych

Akademia Nauk ZSRR, wspólnie z Akademią Nauk Mołdawskiej SRR i Uniwersytetem w Kiszyniewie, zorganizowała w dniach od 16 do 21 września 1963 w Kiszyniewie III Wszelchzwiązkową Konferencję na temat Związków Półprzewodników. Zebranie było bardzo liczne — wzięło w nim udział ponad 300 osób ze Związku Radzieckiego, Stanów Zjednoczonych, Chin, Czechosłowacji, Bułgarii, Francji, NRD, NRF, Polski, Rumunii, Węgier i Wielkiej Brytanii. Wygłoszono 70 referatów.

Omawiane były następujące zagadnienia: otrzymywanie nowych związków, właściwości fizyczne i fizyko-chemiczne, zjawiska transportu w kryształach, struktura widma energetycznego, mechanizm rozpraszania nośników prądu, otrzymywanie i właściwości cienkich warstw.

Wiele uwagi skupiono na związkach typu $A^{III}B^V$, ich otrzymywaniu i właściwościach oraz na kryształach mieszanych tych związków. Omówiono nowe badania nad właściwościami elektrycznymi kryształów o przewodnictwie silnie typu p i silnie typu n , otrzymywanie i właściwości pasm domieszkowych, mechanizm rozpraszania elektronów i dziur, właściwości termodynamiczne.

Grupa z Fizyko-technicznego Instytutu im. Joffego przedstawiła wyniki badań nad magnetooporem w arsenku indu i węgliku krzemu.

Właściwości optyczne i promieniowanie rekombinacyjne związków typu $A^{III}B^V$ omówili fizycy amerykańscy, natomiast referaty fizyków brytyjskich dotyczyły foto-przewodnictwa w dalekiej podczerwieni.

Należy również wymienić prace radzieckie o właściwościach kryształów mieszanych tej grupy. Pierwsze wyniki są interesujące, aczkolwiek technologia otrzymywania dobrych monokryształów wymaga jeszcze lepszego opracowania.

Inna grupa prac dotyczyła właściwości elektrycznych (Uniwersytet w Kiszyniewie) i właściwości optycznych (USA) antymonku kadmu i antymonku cynku.

Fizycy z Instytutu Politechnicznego w Charkowie i z Instytutu Fizyko-technicz-

nego im. Joffego zreferowali metody otrzymywania i właściwości niektórych związków potrójnych, jak na przykład $ZnSiAs_2$, $ZnSiP_2$, $CdGeAs_2$, $ZnSnAs_2$. Przeprowadzono dopiero badania wstępne, niemniej wykryto już szereg ciekawych właściwości (duża ruchliwość nośników prądu, osobliwości w strukturze energetycznej i inne).

W ostatnich latach w związku z postępowaniem mikrominiaturyzacji przyrządów półprzewodnikowych dużo uwagi skupia się na warstwach półprzewodzących. Na konferencji omówiono prace Instytutu Krystalografii Akademii Nauk ZSRR i Uniwersytetu w Kiszyniewie na temat właściwości elektrycznych i galwanomagnetycznych takich warstw.

Fizycy bułgarscy przedstawili wyniki swoich badań nad otrzymywaniem warstw z CdS i $CdSe$ o dużej czułości fotoelektrycznej.

W ciągu ostatnich dwóch lat rozwinięty się również bardzo badania z dziedziny chemii półprzewodników.

II Zimowa Szkoła Fizyki IFJ i IFUJ—Polana Głodówka 16. II—1. III. 1964 r.

W dniach 16. II. 1964 r. do 1. III. 1964 r. odbyła się na Polanie Głodówka w Tatrach II Zimowa Szkoła Fizyki zorganizowana przez Instytut Fizyki Jądrowej w Krakowie i Katedrę Fizyki Jądrowej UJ przy życzliwym poparciu i dotacji Państwowej Rady do spraw Wykorzystania Energii Jądrowej. Z inicjatywą wystąpili młodzi fizycy pracujący w obydwóch Instytutach. Szkoła miała charakter wewnętrzny, uczestniczyli w niej tylko pracownicy Instytutu Fizyki Jądrowej i Instytutu Fizyki UJ.

Tematyka prac Szkoły koncentrowała się na następujących zagadnieniach:

1. Metody kwantowej teorii pola w problemie wielu ciał z zastosowaniem do problemów badań strukturalnych i teorii jądra.
2. Możliwości zastosowań fizyki i techniki niskich temperatur w fizyce jądra i badaniach strukturalnych metodami fizyki jądrowej.

Metody kwantowej teorii pola w problemie wielu ciał zostały omówione w cyklu wykładów:

1. Mgr I. Natkaniec — *Sposoby, opisy i klasyfikacja układów wielu ciał.*
2. Mgr. K. Tomala — *Metoda Hartree — Focka jako teoria stanu podstawowego.*
3. Mgr J. Sawicki — *Teoria zaburzeń dla układów wielu ciał.*
4. B. Kmietek — *Technika diagramów dla układu wielu fermionów.*
5. Mgr W. Waluś — *Związek macierzy S z fizycznymi charakterystykami układu.*
6. Mgr A. Jasiński — *Metoda temperaturowych funkcji Greena.*
7. Mgr K. Parliński — *Funkcje korelacji i rachunek zaburzeń w skończonych temperaturach.*
8. Mgr J. Sieniawski — *Podstawy zastosowań teorii wielu ciał do jądra atomowego.*

Niektóre zastosowania tych metod w problemach badań strukturalnych i teorii jądra omówiono w wykładach:

1. Mgr K. Parliński — *O opisie rozpraszania neutronów na idealnych kryształach.*
2. Mgr J. Sawicki — *Zastosowanie funkcji korelacji w teorii efektu Mössbauera.*
3. Dr J. Blicharski — *Macierz gęstości w teorii magnetycznej relaksacji jądrowej.*
4. Doc. dr W. Czyż — *Wybrane zastosowania teorii wielu ciał w teorii jądra.*

Druga część programu Szkoły obejmowała zagadnienia fizyki i techniki niskich temperatur oraz wykłady przeglądowe z zakresu fizyki jądra i badań strukturalnych ze szczególnym uwzględnieniem możliwości zastosowań niskich temperatur. Tę część programu wypełniły następujące referaty:

1. Mgr T. Waluga — *Wybrane problemy techniki i fizyki niskich temperatur.*
2. Mgr W. Waluś — *Zastosowanie nadprzewodnictwa do otrzymywania wysokich pól magnetycznych.*
3. Dr A. Kisiel — *Przegląd stanu badań nad ekscytonami.*
4. Dr A. Wanic — *Badania widm magnonowych metodą neutronową i fotonową.*
5. Mgr D. Kulgawczuk — *Badania struktury nadsubtelnej widma efektu Mössbauera.*
6. Prof. dr J. Janik — *Badania stanów wzbudzonych helu II.*
7. Mgr A. Jasiński — *Metody dynamicznej orientacji jąder atomowych.*
8. Prof. dr H. Niewodniczański — *Otrzymywanie spolaryzowanych wiązek protonów.*

9. Prof. dr A. Hryniewicz — *Zastosowania wewnętrznych pól magnetycznych.*

Ponadto odbyły się seminaria na temat zastosowania fizyki niskich temperatur, efektu Mössbauera, zastosowania tarcz i wiązek zorientowanych w spektroskopii i reakcjach jądrowych.

Łącznie w Szkole wzięło udział 28 fizyków. Obszerny program zajęć (około 60 godzin wykładowych) nie przeszkodził jednakże uczestnikom w wykorzystaniu świetnych warunków śniegowych dla doskonalenia techniki narciarskiej i atrakcyjnych wycieczek.

Należy nadmienić, że Pierwsza Zimowa Szkoła Fizyki odbyła się w dniach 3. III. do 10. III. 1963 r. w Bukowinie Tatrzańskiej. Program prac poprzedniej Szkoły poświęcony był omówieniu współczesnego stanu badań strukturalnych metodami fizyki jądrowej oraz niektórym zagadnieniom ciała stałego w związku z pracami prowadzonymi w Instytucie Fizyki Jądrowej i Instytucie Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego.

Kto pod kim dołki kopie ...

Sir Robert Watson-Watt, jeden z twórców radaru, to jest metody wyznaczania odległości przy zastosowaniu krótkich fal elektromagnetycznych, prowadząc samochód na szosie kanadyjskiej Toronto—Kingston, został zatrzymany przez patrol policyjny i ukarany grzywną za przekroczenie dozwolonej prędkości. Prędkość samochodu prowadzonego przez Sir Roberta policja wyznaczyła przy pomocy radaru.

Fizyka w filatelistyce

Poczta polska, poza znaczkiem z Newtonem, o czym pisaliśmy w poprzedniej Kronice, wydała również znaczek z podobizną Einsteina. Natomiast poczta duńska wydała emisję znaczka, na którym z prawej strony znajduje się podobizna Nielsa Bohra, a z lewej — schemat atomu wodoru i napis $h\nu = E_2 - E_1$, u góry zaś napis: Niels Bohrs Atomteori 1973—1963. Znaczek jest koloru granatowego, wartości nominalnej 60 øre.

Komitet Fizyki PAN

W dniu 1 kwietnia 1963 r. został wybrany nowy Komitet Fizyki PAN w następującym składzie:

1. Członek korespondent PAN Arkadiusz Piekara — przewodniczący
2. Prof. dr Józef Werle — zastępca przewodniczącego
3. Doc. dr Karol Majewski — sekretarz naukowy
4. Członek korespondent PAN Leonard Sosnowski — członek Prezydium
5. Prof. dr Szczepan Szczeniowski — członek Prezydium
6. Prof. dr Wojciech Królikowski — członek Prezydium
7. Prof. dr Jerzy Pniewski — członek Prezydium
8. Doc. dr August Chełkowski
9. Członek korespondent PAN Marian Danysz
10. Prof. dr Andrzej Hryniewicz
11. Członek rzeczywisty PAN Leopold Infeld
12. Prof. dr Roman Ingarden
13. Prof. dr Jerzy Janik
14. Członek rzeczywisty PAN Aleksander Jabłoński
15. Prof. dr Karolina Leibler
16. Członek korespondent PAN Marian Mięśowicz
17. Prof. dr Włodzimierz Mościcki
18. Prof. dr Józef Mazur
19. Członek rzeczywisty PAN Henryk Niewodniczański
20. Prof. dr Ludwik Natanson
21. Doc. dr Zdzisław Pająk
22. Członek rzeczywisty PAN Wojciech Rubinowicz
23. Prof. dr Jan Rzewuski
24. Prof. dr Maciej Suffczyński
25. Prof. dr Andrzej Trautman
26. Członek korespondent PAN Jan Weysenhoff
27. Prof. dr Zdzisław Wilhelmi
28. Prof. dr Włodzimierz Żuk
Delegaci

Ministerstwa Szkolnictwa Wyższego:

1. Prof. dr Szczepan Szczeniowski
2. Prof. dr Józef Werle

Komitet Fizyki istnieje od chwili powołania PAN; pierwszy skład Komitetu został

powołany 16 grudnia 1952 r. Przewodniczącym został wówczas prof. dr L. Sosnowski, wiceprzewodniczącym prof. dr S. Szczeniowski, sekretarzem naukowym doc. dr K. Majewski. W skład Komitetu powołanego w 1960 r. wchodził:

1. Prof. dr S. Szczeniowski — przewodniczący
2. Prof. dr J. Werle — wiceprzewodniczący
3. Prof. dr K. Majewski — sekretarz naukowy
4. Prof. dr M. Danysz — członek Prezydium
5. Prof. dr W. Królikowski — członek Prezydium
6. Prof. dr J. Pniewski — członek Prezydium
7. Prof. dr L. Sosnowski — członek Prezydium
8. Prof. dr L. Infeld
9. Prof. dr A. Jabłoński
10. Prof. dr J. Mazur
11. Prof. dr M. Mięśowicz
12. Prof. dr H. Niewodniczański
13. Prof. dr A. Piekara
14. Prof. dr W. Rubinowicz
15. Prof. dr J. Weysenhoff
16. Prof. dr Z. Wilhelmi

Skład Komitetu powoływany jest co trzy lata

Polskie Towarzystwo Fizyczne

A. Jabłoński członkiem honorowym PTF

Walne Zgromadzenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego we wrześniu 1963 r. w Katowicach przyjęło uchwałę o nadaniu Aleksandrowi Jabłońskiemu, profesorowi zwyczajnemu fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu, członkowi korespondentowi Polskiej Akademii Nauk, godności honorowego członka Towarzystwa.

Wręczenie dyplomu profesorowi Aleksandrowi Jabłońskiemu odbyło się w dniu 8 kwietnia 1964 r. w Toruniu na uroczystym posiedzeniu Oddziału Toruńskiego PTF. W posiedzeniu wzięli udział członkowie Zarządu Głównego. Dyplom wręczył Przewodniczący Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. Wojciech Rubinowicz. Przemówienia wygłosili prof. Ru-

binowicz, Jego Magnificencja Rektor Uniwersytetu Mikołaja Kopernika prof. Swiniarski i prof. Jabłoński, który podziękował za uczyniony mu zaszczyt, po czym przedstawił zagadnienia będące przedmiotem jego bieżących prac. Uroczystość zakończyła się zebraniem towarzyskim przy lampce wina.

Godność członka honorowego jest najwyższym odznaczeniem, jakim dysponuje Polskie Towarzystwo Fizyczne. Dotychczas zaszczyt ten został udzielony tylko siedmiu osobom: Marii Skłodowskiej-Curie, Władysławowi Natansonowi, Irenie i Fryderykowi Joliot-Curie, Stefanowi Pieńkowskiemu, Wojciechowi Rubinowiczowi i Alfredowi Kastle-
rowi.

400-lecie urodzin Galileusza

W bieżącym roku mija czterechsetna rocznica urodzin wielkiego fizyka i astronoma włoskiego Galileo Galilei, zwanego zwykle z łacińska Galileuszem. W związku z tą rocznicą Polskie Towarzystwo Fizyczne, wspólnie z Instytutami Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego i Polskim Towarzystwem Astronomicznym, zorganizowało w dniu 3 kwietnia br. w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego uroczyste posiedzenie naukowe. Na posiedzenie przybyli przedstawiciel Ambasady Włoskiej w Warszawie oraz Jego Magnificencja Rektor Uniwersytetu Warszawskiego prof. S. Turcki.

Po zagajeniu przez Przewodniczącego Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. W. Rubinowicza referaty wygłosili:

prof. Armin Teske — *Galileusz a powstanie nowej fizyki*,

doc. Andrzej Trautman — *Galileusza ogólna teoria względności*,

dr Jerzy Dobrzycki — *Galileusz jako astronom*.

Oddział Lubelski PTF

Skład osobowy Oddziału w kadencji 28. II. 1963—28. II. 1964: przewodniczący — prof. Armin Teske, wiceprzewodniczący — prof. Danuta Stachórska, sekretarz — mgr Tomasz Gaworek, skarbnik — dr Stanisław Szpikowski,

członkowie Zarządu — mgr Edward Dowgird, mgr August Rakowski, dr Mieczysław Subotowicz.

W dniu 31 grudnia 1963 Oddział liczył 49 członków (w tym 4 osoby w filii Oddziału w Białymstoku).

W roku 1963 na posiedzeniach naukowych Oddziału wygłoszono 10 referatów:

dr S. Szpikowski — *Poziomy energetyczne jądra K^{40} na gruncie modelu powłokowego*,

dr M. Subotowicz — *Polaryzacja elektronów*,

mgr T. Gaworek — *Polaryzacja kołowa promieni γ* ,

prof. A. Hryniewicz (Kraków) — *Pomiary momentów magnetycznych stanów wzbudzonych jąder*,

prof. W. Łaniecki (Warszawa) — *Badania właściwości dielektrycznych półprzewodników*,

prof. A. Szalay (Debreczyn) — *Własności jonowymiennie kwasów huminowych i ich znaczenie w geofizycznym wzbogacaniu uranu i innych kationów*,

mgr L. Gładyszewski — *Zjawisko rezonansu jądrowego i metoda echa spinowego*,

mgr M. Dobrzański — *Łukowe i dioplazmowe źródła jonów*,

mgr E. Chomicz — *Analiza izotopowa siarki*,

dr Juria Celakowicz Oganensian (Dubna) — *Niektóre doświadczenia z ciężkimi jonami w Laboratorium Reakcji Jądrowych ZIBJ w Dubnie*.

W dniu 28 lutego 1963 Oddział Lubelski PTF, wspólnie z Towarzystwem Botanicznym i Towarzystwem Logopedycznym, urządził publiczną dyskusję na temat *Modele w nauce*. Referentami byli: prof. A. Paszewski, prof. A. Teske, dr B. Adamczyk, dr M. Dąbek i dr S. Szpikowski.

Zwyczajem lat ubiegłych Oddział zorganizował „Pokazy z Fizyki“, które obejrzało 2850 osób (w tym 750 spoza Lublina). W czasie Pokazów wygłoszono 438 prelekcji.

Oddział Łódzki

W dniu 31 grudnia 1963 Oddział liczył 57 członków.

W roku 1963 odbyło się 5 zebrań nauko-

wych. Oddział zorganizował również szereg odczytów popularnych dla nauczycieli i młodzieży szkół średnich.

Oddział Poznański

Dnia 7 lutego 1964 odbyło się zebranie sprawozdawczo-wyborcze Oddziału Poznańskiego PTF, na którym wybrano nowy zarząd w składzie:

przewodniczący — doc. dr Zdzisław Pająk, wiceprzewodniczący — dr Jan Stankowski, przewodniczący sekcji biofizyki — dr Andrzej Pilawski, sekretarz — mgr Wojciech Nawrociak, członkowie zarządu: mgr Jerzy Angeger, dr Franciszek Kaczmarek, dr Antoni Śliwiński.

Sprawozdanie z działalności Oddziału Poznańskiego PTF za rok 1963 złożył przewodniczący ustępującego Zarządu dr A. Pilawski.

Oddział Poznański liczy 79 członków. W roku 1963 odbyło się 6 posiedzeń naukowych, na których wygłoszono następujące referaty:

prof. dr S. Szeczeniowski (Warszawa) — *O życiu i twórczości Nielsa Bohra*
 doc. dr Z. Pająk — *Badanie radiospektroskopowe w Wielkiej Brytanii i Francji*,
 prof. dr R. Parsons (Anglia) — *Własności dielektryczne podwójnej warstwy elektrycznej*,
 prof. dr R. S. Ingarden (Wrocław) — *Termodynamika maserów*,
 dr F. Kaczmarek — *Lasery*,
 dr J. Stanowski — *Masery*.

Wobec dużego zainteresowania środowiska naukowego Poznania zagadnieniami elektroniki kwantowej i rezonansów paramagnetycznych, zorganizowano seminarium otwarte *radiospektroskopia*, na którym wygłoszono referaty:

prof. dr A. Piekara — *Wstęp do elektroniki kwantowej*,
 doc. dr Z. Pająk — *Jądrowy rezonans paramagnetyczny*,
 dr J. Stankowski — *Elektronowy rezonans paramagnetyczny*,
 dr J. Stanowski — *Generatory i wzmacniacze molekularne masery*,
 dr F. Stankowski — *Nowe źródła światła — lasery*.

Ważnym odcinkiem pracy Oddziału Poznańskiego PTF są tradycyjne już odczyty z demonstracjami dla młodzieży szkolnej, organizowane wiosną i jesienią każdego roku w Collegium Chemicum UAM. Na każdy z odczytów przychodzi około 200 uczniów. Po odczytach odbywają się żywe dyskusje młodzieży z wykładawcami. W roku 1963 odbyły się w szkołach Poznania, województwa poznańskiego i zielonogórskiego 34 odczyty poświęcone różnym działom fizyki szczególnie interesujących młodzież szkolną.

Dla członków Towarzystwa zorganizowano 20-godzinny kurs obróbki precyzyjnej metali.

W ramach współpracy z Zakładami H. Cegielskiego w Poznaniu odbył się kurs laboratoryjny z elektroniki stosowanej dla grupy inżynierów z tych zakładów.

Członkowie Oddziału Poznańskiego PTF brali udział w wielu konferencjach nauczycieli szkół średnich w Poznaniu i Zielonej Górze.

Oddział Toruński

Skład osobowy Zarządu Oddziału w kadencji od 30 maja 1963:

przewodniczący — doc. Wanda Hanusowa, wiceprzewodniczący — dr Jan Fiu-tak i dr Regina Drabent, sekretarz — mgr Karol Jankowski, skarbnik — mgr Józef Szudy.

W dniu 31 grudnia 1963 Oddział liczył 71 członków.

W roku 1963 na zebraniach naukowych Oddziału wygłoszono następujące referaty:

prof. T. Skaliński (Warszawa) — *Otrzymywanie sztucznych linii widmowych o szerokości mniejszej od naturalnej*,
 doc. T. Tietz (Łódź) — *Rozpraszanie wolnych elektronów na atomach*,
 dr S. Łęgowski — *Pompowanie optyczne*,
 dr Hevesi Janos (Szeged) — *Związek między widmami absorpcji i fluorescencji roztworów*,
 dr B. Kuchowicz (Warszawa) — *Astrofizyka neutrinowa*.

Oddział zorganizował odczyty dla uczniów w szkołach województwa bydgoskiego oraz urządził pokazy z fizyki.

Oddział Wrocławski

Skład osobowy Zarządu Oddziału w kadencji od 28 marca 1963:

przewodniczący — doc. Bogdan Sujak,
wiceprzewodniczący — doc. Zygmunt Bodnar, sekretarz — dr Kazimierz Wojciechowski, skarbnik — mgr Joachim Mader, członkowie Zarządu — mgr Kazimierz Michalski i dr Stanisław Przeszalski.

W dniu 31 grudnia 1963 Oddział liczył 90 członków.

W roku 1963 na posiedzeniach naukowych Oddziału ogłoszono następujące referaty:

dr B. Rozenfeld — *Rozkład katowy kwantów anihilacyjnych w metalach,*

dr S. Przeszalski — *Transport jonów fosforanowych do wnętrza czerwonych ciałek kruci,*

prof. A. Jabłoński (Toruń) — *Cisnieniowe rozszerzenie linii widmowych,*

doc. H. Cofta (Poznań) — *Zagadnienie fal spinowych w antyferromagnetykach,*

prof. A. Uhlmann (Lipsk) — *Aktualne zagadnienia kwantowej teorii pola,*

dr H. Kleint (Lipsk) — *Badania emisji polowej prowadzone w Uniwersytecie Lipskim,*

dr W. Zdanowicz — *Magnetooporność arsenku kadmu w temperaturach od 1,6° K do 300° K,*

prof. J. Weyssenhoff (Kraków) — *O pewnych geometrycznych algebrach Clifforda,*

prof. N. E. Aleksiejewski (Moskwa) — *Właściwości stopów nadprzewodzących w silnych polach magnetycznych,*

W roku 1963 Oddział zorganizował 5 odczytów popularnych dla młodzieży szkół średnich.

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czy. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czy. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr WIESŁAW WARDZYŃSKI

Skarbnik
Dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członek Zarządu
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Gdańsk — Dr O. GZOWSKI
Gliwice — Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI
Kraków — Prof. dr BRONISŁAW ŚREDNIAWA
Lublin — Prof. dr ARMIN TESKE
Łódź — Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI
Poznań — Doc. dr Z. PAJĄK
Szczecin — Mgr WIKTOR NOWAK
Toruń — Dr MIECZYŚLAW FRĄCKOWIAK
Warszawa — Doc. dr JULIAN AULEYTNER
Wrocław — Doc. dr ZYGMUNT BODNAR

TREŚĆ

K. Majewski — Fizyka teoretyczna w 20-leciu Polski Ludowej	247
L. Borowicz — Pomiar funkcji przenoszenia kontrastu obiektów fotograficznych	265
J. Głowacki — Nowe osiągnięcia w fizyce laserów	275
R. S. Ingarden — Teoria informacji i termodynamika maserów	287
C. Pawłowski — Promieniowania jądrowe i ich radiacyjne efekty w różnych ośrodkach materialnych	323
NOWA APARATURA	
G. Włodarski — Niektóre osiągnięcia techniki spektroskopowej w podczerwieni	341
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
IX Międzynarodowa Konferencja Fizyki Wysokich Energii w Krakowie	353
5 Seminarium Kraków—Rossendorf poświęcone Spektroskopii Jądrowej i Reakcjom Jądrowym	354
RECENZJE	
J. G. Linhart — Fizyka plazmy (<i>Jerzy Pietruszka</i>).	355
KRONIKA	357

Warunki prenumeraty czasopisma

„POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatury „Ruch“.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-777, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch” w Krakowie, ul. Worcella 6.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty:

półrocznie zł 45.—, rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Egzemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch” w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO, nr 4-6-777.

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.