

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POSWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XX

ZESZYT 2

1969

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA

Skarbnik
Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu
Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Dr MIROSŁAWA JASTRZEBSKA
Prof. dr KAROLINA LEIBLER
Dr JAN PETYKIEWICZ
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)
Dr CZESŁAW BOJARSKI (*Gdańsk*)
Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (*Głównice*)
Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ (*Kraków*)
Prof. dr WŁODZIMIERZ ŻUK (*Lublin*)
Doc. dr MARIAN KRYSZEWSKI (*Łódź*)
Doc. dr ADAM MYŚLICKI (*Opole*)
Doc. dr ANTONI ŚLIWIŃSKI (*Poznań*)
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)
Doc. dr STANISŁAW ŁĘGOWSKI (*Toruń*)
Dr STEFAN CZARNECKI (*Warszawa*)
Doc. dr MIRON GAJ (*Wrocław*)

P O L S K I E T O W A R Z Y S T W O F I Z Y C Z N E

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XX, ZESZYT 2

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1969

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

Redaktor Naczelny — Jan Weyssenhoff, czł. rzecz. PAN (Kraków)
Członkowie Redakcji — Andrzej Kisiel (Kraków), Henryk Lizurej (Kraków)
Jerzy Pietruszka (Kraków)

Adres Redakcji: Kraków, Reymonta 4
tel. 363-80, wewn. 442

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

Państwowe Wydawnictwo Naukowe — Oddział w Krakowie, ul. Smoleńsk 14

Nakład 2215+100 egz. Ark. wyd. 9,75. Ark. druk. 8 $\frac{1}{2}$ +2 wkl.
Papier ilust. kl. III. 70×100, 90 g.
Oddano do składania w grudniu 1968
Podpisano do druku w kwietniu 1969
Druk ukończono w kwietniu 1969
Zam. 993/68. A-67. Cena zł 15.—

Drukarnia Uniwersytetu Jagiellońskiego, Kraków, Czapskich 4



Profesor dr Henryk Niewodniczański

Aleksander Jabłoński

Członek rzecz. PAN
Toruń

Henryk Niewodniczański jako optyk atomowy

Professor H. Niewodniczański as investigator in the Field of Atomic Optics

Zmarły 20 grudnia 1968 r. prof. Henryk Niewodniczański przejdzie do historii fizyki polskiej niewątpliwie głównie jako fizyk jądrowy, organizator i pierwszy Dyrektor Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie (Bronowice), oraz jako pierwszy Dyrektor Instytutu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego. Jest jednak rzeczą charakterystyczną, że On sam, jak mi jeszcze niedawno wspominał, uważał siebie za optyka atomowego. Do optyki atomowej czuł sentyment. Dziedzinie tej poświęcone są Jego pierwsze prace naukowe. Pozostał jej wierny do końca życia. Omówieniu Jego wkładu do optyki atomowej jest poświęcone niniejsze wspomnienie, będące zarazem hołdem złożonym pamięci wybitnego fizyka, dobrego i prawego człowieka.

Poznałem H. Niewodniczańskiego w r. 1924 w czasie II Zjazdu Fizyków Polskich, pierwszego ze Zjazdów, w którym myśmy obaj wzięli udział. Do czasu wybuchu drugiej wojny światowej spotykałem Go głównie w czasie tych Zjazdów, które odbywały się wówczas co dwa lata kolejno w różnych miastach uniwersyteckich Polski. Jedynie przed samym wybuchem drugiej wojny światowej i w pierwszej połowie roku 1940 spotykaliśmy się bardzo często — obaj przebywaliśmy wówczas w Wilnie.

Profesor Niewodniczański urodził się w 1900 r. w Wilnie. Pochodził z rodziny zamieszkałej tam od szeregu pokoleń. Studia uniwersyteckie odbywał na Uniwersytecie Stefana Batorego, gdzie był „oczkiem w głowie“ profesorów fizyki Wacława Dziewulskiego, J. Patkowskiego, J. Weyssenhoffa i W. Staszewskiego. Można też powiedzieć, że był ich „jedynakiem“ — tak dalece wyróżniał się talentem spośród innych ich wychowanków. Jednym z przejawów ich stosunku do swego ulubieńca było umożliwienie mu wyjazdów za granicę. W latach 1927—1928 przebywał On u profesora W. Gerlacha w Tybindze (gdzie wykonał pracę [7]), a w latach 1934—1935 w Mond Laboratory i w Cavendish Laboratory w Cambridge. Niemały wpływ na Jego osobowość

wywarły harmonijne stosunki panujące w fizycznym (a może nawet w fizyczno-astronomicznym) ośrodku wileńskim. Podobnie harmonijne stosunki wytworzył On w kierowanych przez siebie Instytutach, których podlegli Mu pracownicy uważali Go nie tylko za dobrego człowieka, ale również i za swego przyjaciela.

Do swego rodzinnego miasta i do swego uniwersytetu był niezwykle przywiązany. Choć opuścił on Wilno w r. 1937, gdy został mianowany profesorem fizyki doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego, jednak wrócił doń przed samym wybuchem drugiej wojny światowej, aby objąć kierownictwo Katedry Fizyki Doświadczalnej I po swoim promotorze profesorze Wacławie Dzielwulskim. Wrócił więc do uczelni, w której odbywał swe studia uniwersyteckie, wykonał swe pierwsze prace naukowe, uzyskał (w r. 1926) stopień doktora filozofii i (w r. 1932) habilitował się. Pracuje tam do ostatnich dni istnienia USB (do połowy grudnia 1939 r.). Po likwidacji USB prowadzi wykłady na kompletach tajnego nauczania i organizuje zebrania naukowe. Cechujący Go optymizm ułatwił Mu przetrwanie ciężkiego okresu wojennego. O tej Jego cesze świadczy np. dopisek na karcie, którą otrzymałem w lutym 1941 r.

„Już teraz na pewno wiadomo, że w bardzo krótkim czasie będziemy wszyscy razem w bardzo dobrych warunkach“.

Pierwsze prace [1—7] poświęcone były fluorescencji pary rtęci. Podobną tematyką zajmował się w Warszawie S. Mrozowski. Obaj referowali swe wyniki na Zjazdach Fizyków Polskich. Po ich referatach wywiązywała się pomiędzy nimi gorąca dyskusja. Ponieważ trwała ona zwykle bardzo długo i nie doprowadzała do uzgodnienia stanowisk dyskutantów, proponowano przeniesienie dalszego jej ciągu na następny Zjazd. Fakt ten świadczy o zapale, z jakim prowadzone były badania przez obu fizyków.

A oto ważniejsze wyniki prac [1—7]. Nie potwierdzony został wyciągnięty przez Van der Lingena i Wooda z ich doświadczeń wniosek, że fluorescencja pary rtęci występuje jedynie w parze świeżo wytworzonej, destylującej z powierzchni metalu w temperaturze nie niższej niż 150°C , a nie może być wzbudzona ani w parze nasyconej, ani w parze przegrzanej. Otóż Niewodniczański wykazał, że tak nie jest — fluorescencja występuje również i w tych warunkach, a natężenie poszczególnych pasm jest przede wszystkim (przy użyciu tego samego źródła światła wzbudzającego) funkcją gęstości pary. Wynik doświadczeń Van der Lingena i Wooda tłumaczy On występującym w ich doświadczeniach wygaszaniem fluorescencji przez domieszki zanieczyszczeń. W parze destylującej domieszki są porywane przez strumień pary, dzięki czemu w pobliżu powierzchni ciekłej rtęci wygaszanie nie zachodzi (efekt ten został przezwany w ośrodku wileńskim *pump effect*). W czystych warunkach doświadczeń Niewodniczańskiego wygaszanie nie występowało nie tylko w parze destylującej, lecz również i w parze nasyconej i w parze przegrzanej.

Porównanie absorpcji w pasmie Hg_2 ($\lambda \approx 2540 \text{ \AA}$) pary destylującej i pary nasyconej o tej samej gęstości wykazało, że nie jest słuszne przypuszczenie, że przy parowaniu rtęci wychodzą z powierzchni cieczy drobiny dwuatomowe,

które następnie rozpadają się na atomy. Domieszka H_2 do pary rtęci powoduje wygaszanie fluorescencji Hg, co zostało stwierdzone przez celowe wprowadzenie do pary rtęci tej domieszki.

Przeprowadzone zostały badania wpływu pola magnetycznego na świecenie strumienia destylującej pary rtęci przy wzbudzeniu bądź to wydzieloną linią rezonansową Hg 2537 Å, bądź to całkowitym światłem lampy rtęciowej. Badania te nie potwierdziły obserwacji Francka i Grotriana, że pole magnetyczne wywołuje wzmocnienie natężenia fluorescencji. Wzmocnienie występuje jedynie wtedy, gdy pole przyłożone jest w obszarze, w którym rtęć jest wzbudzana, co zostało wytłumaczone przez efekt Zeemana i nadsubtelną budowę linii rezonansowej rtęci. Stąd wniosek, że w omawianych doświadczeniach fluorescencja widzialna jest wzbudzana *via* wzbudzenia atomów rtęci, a nie drobin Hg_2 [7].

Trzeba podkreślić, że wszystkie wspomniane wyżej wyniki otrzymane zostały w czasach, w których mechanizm omówionych zjawisk nie był bliżej znany.

Poczynając od r. 1933 zaczynają ukazywać się prace optyczne, poświęcone nowej tematyce. Z prac tych najważniejsze są niewątpliwie prace na temat linii wzbronionych. Wiążą się one ściśle z teorią promieniowania multipolowego, podaną przez profesora W. Rubinowicza i rozwiniętą przez niektórych z jego uczniów, a w szczególności z regułami wyboru dla linii kwadrupolowych elektrycznych i dipolowych magnetycznych i z teorią efektu Zeemana tych linii. Współpraca profesora Niewodniczańskiego ze swym przyjacielem profesorem J. Błatonem, jednym z najzdolniejszych uczniów prof. Rubinowicza, była niezwykle owocna i pomocna przy interpretacji wyników doświadczalnych. Z wyników tych wymienić należy przede wszystkim pierwsze doświadczalne potwierdzenie występowania linii dipolowych magnetycznych. Dla nas Polaków nie bez znaczenia jest fakt, że ważny ten wynik otrzymany został przez Polaka i przewidziany na drodze teoretycznej przez fizyków polskich.

Odkrycie linii dipolowej magnetycznej dokonane zostało w parze ołowiu [8—12], (patrz też [13]). Otrzymywanie linii wzbronionych w warunkach ziemskich napotykało znaczne trudności doświadczalne. Należało znaleźć warunki, w których atomy w stanie metatrwałym nie byłyby wygaszane przez zderzenie z innymi atomami lub ze ściankami naczynia. Okazało się, że warunki te są spełnione w wyładowaniach bezelektrodowych w mieszaninie pary ołowiu z helem lub argonem. Przez dodanie tych gazów prawdopodobieństwo zderzeń wygaszających zostało tak znacznie zredukowane, że linie wzbronione wystąpiły ze znacznym natężeniem.

Pięć najniższych stanów ołowiu (3P_0 , 3P_1 , 3P_2 , 1D_2 i 1S_0) należy do konfiguracji $6s^26p^2$. Wszystkie te stany są stanami parzystymi. Stan 1S_0 jest stanem podstawowym, pozostałe — stanami metatrwałymi. Przejście między nimi są wzbronione regułami wyboru dla przejść dipolowych elektrycznych. Linie związane z tymi przejściami są więc liniami wzbronionymi. Z czterech zaobserwowanych linii wzbronionych dwie zostały sklasyfikowane jako linie

kwadrupolowe elektryczne, jedna jako linia mieszana kwadrupolowa elektryczna i dipolowo magnetyczna, zaś czwarta 4618 \AA ($6s^2 6p^2 \text{ } ^3P_1 - 6s^2 6p^2 \text{ } ^1S_0$) nie dała się początkowo sklasyfikować. Przy założeniu ścisłego sprzężenia Russella-Saundersa linia ta musiałaby być wzbroniona nie tylko dla przejść dipolowych i kwadrupolowych elektrycznych, lecz również i dla przejść dipolowych magnetycznych. Jednakże, jak wykazał Blaton, w przypadku odchylenia od ścisłego sprzężenia Russella-Saundersa, przejście to staje się możliwe jako przejście dipolowe magnetyczne. Zbadanie efektu Zeemana w pełni potwierdziło ten wniosek. Zostało więc po raz pierwszy stwierdzone istnienie przejść dipolowych magnetycznych!

W widmie Te I występują trzy linie multipolowe, powstające przy przejściach pomiędzy poziomami konfiguracji podstawowej. Z linii tych jedna została sklasyfikowana jako linia magnetyczna dipolowa, dwie pozostałe jako linie elektryczne kwadrupolowe. Wyznaczone stosunki natężeń tych linii okazały się zgodne z obliczonymi teoretycznie [13, 14].

Podobne badania przeprowadzone zostały dla Sn I [30] i dla Si I [33].

W pracy [18] zostało wykazane, że linia Cd I $\lambda 3141 \text{ \AA}$, wzbroniona zarówno dla przejść dipolowych i kwadrupolowych elektrycznych, jak i dla przejść dipolowych magnetycznych, emitowana jest wyłącznie przez izotopy nieparzyste Cd. Jądra tych izotopów posiadają spin $1/2$ i moment magnetyczny przelamujący wzbronienie przejścia (w zgodzie z hipotezą I. S. Bowena).

Znaczna liczba prac poświęcona jest badaniom stosunków natężeń linii w multipletach widm atomowych [19, 21, 22, 23, 24]. Stwierdzone zostały znaczne odstępstwa od stosunków natężeń, wynikających z reguły sum Dorgelo. Nawet poprawki Fermiego nie wyjaśniają w pełnej mierze tych odstępstw (patrz np. artykuł przeglądowy M. D. Kunisz i H. Niewodniczańskiego [17]).

Kilka prac dotyczy spektroskopowej techniki eksperymentalnej [20, 25, 29, 31, 32, 36], zaś praca [27] spektralnej analizy izotopowej ołowiu pochodzącego z polskich złóż galeny. Wyżej omówione zostały jedynie prace ogłoszone przez prof. Niewodniczańskiego (część z nich z współautorami; nazwiska ich nie są w tekście wymienione — podane one są w spisie prac). Obraz byłby jednak niepełny, gdyby nie zostało przynajmniej wspomniane, że stworzył On w Krakowie szkołę fizyki atomowej. Ze szkoły tej wyszedł szereg prac, poświęconych głównie nadsubtelnej budowie atomowej linii widmowych i stosunkom natężeń linii w multipletach widm atomowych¹.

Profesor Niewodniczański był znanym i głęboko cenionym specjalistą z dziedziny optyki atomowej. Świadczy o tym m. in. fakt, że został On zaproszony do wygłoszenia odczytu na konferencji w Amsterdamie, poświęconej

¹ Prace z zakresu spektroskopii atomowej prowadzone są w następujących zakładach: Zakład Fizyki Doświadczalnej (którego Kierownikiem był profesor Niewodniczański), Zakład Optyki Atomowej (Kierownik doc. dr M. D. Kunisz) i Zakład Spektroskopii Wysokiej Zdolności Rozdzielczej (Kierownik doc. dr F. Leś) Uniwersytetu Jagiellońskiego, oraz Laboratorium Spektroskopii Optycznej Instytutu Fizyki Jądrowej.

uczeniu stulecia urodzin P. Zeemana (treść odczytu zawarta jest w publikacji [28]).

Profesor Niewodniczański opuścił nas w pełni sił i zapału organizacyjnego. Przedwczesna Jego śmierć okryła głęboką żalobą nie tylko Jego najbliższych, lecz również i wszystkich fizyków polskich.

Abstract: An account is given of the scientific activities of the late Professor H. Niewodniczański in various aspects of atomic optics, viz. multipole radiation („the forbidden lines“ problem), molecular fluorescence, hyperfine structure of atomic spectra and atomic line intensity ratios in multiples.

Prace H. Niewodniczańskiego z zakresu optyki

- [1] *The Fluorescence of Mercury Vapour*, Nature, **117**, 555 (1926).
- [2] *The Fluorescence of Superheated Mercury Vapour*, Nature, **118**, 877 (1926).
- [3] *O fluorescencji pary rtęci*, Rozprawy i Prace PTF, **3**, 31 (1927).
- [4] *Zur Kenntniss der Fluoreszenz des Quecksilberdampfes*, Z. Phys., **49**, 59 (1928).
- [5] *Über den Einfluss des Magnetfeldes auf die Fluoreszenz des Quecksilberdampfes*, Z. Phys., **55**, 676 (1929).
- [6] *Fluorescence of Mercury Vapour under Atomic and Molecular Absorption*, Nature, **127**, 406 (1931).
- [7] *O wzbudzaniu atomów rtęci światłem iskier Al, Cd i Zn*, Prace Wydz. Mat.-Przyr. Tow. Przyjaciół Nauk w Wilnie, **78**, 231 (1932).
- [8] *Forbidden Lines in the Arc Spectrum of Lead*, Phys. Rev., **44**, 854 (1933).
- [9] *On the Forbidden Lines in the Spectrum of Natural Lead under High-Frequency Excitation*, Acta Phys. Polon., **2**, 375 (1934).
- [10] *The Nature of the Forbidden Lines in the Pb I Spectrum*, Phys. Rev., **45**, 64 (1934), z J. Blatonem.
- [11] *Démonstration Expérimentale de l'existence du rayonnement dipolaire magnetique*, C. R. Acad. Sci. (France), **198**, 2159 (1934).
- [12] *The Transverse Zeeman Effect of the „Forbidden“ Pb I Line 4618; an Experimental Proof of the Existence of Magnetic Dipole Radiation*, Acta Phys. Polon., **3**, 285 (1934).
- [13] *Verbotene Spektrallinien*, Acta Phys. Polon., **5**, 111 (1936).
- [14] *Forbidden Lines in the Te I Spectrum*, Nature, **142**, 1160 (1938), z F. Lipińskim.
- [15] *On the Forbidden Lines in the Atomic Spectrum of Tellurium*, Wykaz Prac z działu Nauk Mat.-Przyr. wykonanych w Polsce w okresie okupacji niemieckiej w latach 1939—1945, Polska Akademia Umiejętności, Kraków 1947, str. 160.
- [16] *Spektrograf pryzmatyczny szklany z pryzmatem à vision directe*, Zeszyty Naukowe Univ. Jagiellońskiego, Nr 6, Mat., Fiz., Chem., **2**, 31 (1956), z Z. Grabowskim.
- [17] *Stosunki nateżeń linii w multipletach widm atomowych*, Postępy Fizyki **7**, 289 (1956), z D. Kunisz.
- [18] *Hyperfine Structure of the Forbidden Cd I Line λ 3141 A. U. ($5s^2 1S_0 - 5s 5p \ ^3P_2^0$)*, Bull. Acad. Polon. Sci., Sér. Sci. Math. Astron. Phys., **5**, 299 (1957), z F. Lesiem.
- [19] *Intensity Ratio in the „Forbidden“ Doublet λ 2958 and λ 2972 A. U. in the Spectrum of Atomic Oxygen*, Acta Phys. Polon., **17**, 345 (1958), z L. Liszką.
- [20] *A High Luminosity Quartz Spectrograph for the Far Ultra-Violet Region 2300—1850 A. U.*, Acta Phys. Polon., **17**, 361 (1958), z A. Kisielcem.
- [21] *Intensity Ratios of Spectral Lines in Cd I Triplets at Different Conditions of Excitation*, Acta Phys. Polon., **17**, 365 (1958), z Z. Leś.

- [22] *Intensity Ratios in Doublets of the Fine Structure in Al III Spectrum*, Acta Phys. Polon., **20**, 633 (1961), z A. Kisielcem.
- [23] *Intensity Ratios of Spectral Lines in the Sharp Series Triplets of Atoms of the Second Column of the Periodic Table*, Acta Phys. Polon., **20**, 701 (1961), z Z. Leś.
- [24] *Intensity Ratios of Spectral Lines in the Visible Triplet of Zn I in the Temperature of Liquid Nitrogen*, Acta Phys. Polon., **24**, 601 (1963), z T. Kornalewskim.
- [25] *Apparatus for the Production of Thin Dielectric and Metallic Layers with Optical Control of Thickness in the Visible and Ultra-Violet Region*, Acta Phys. Polon., **23**, 255 (1963), z L. Gablą i F. Lesiem.
- [26] *Spektralna analiza izotopowa ołowiu pochodzącego z polskich złóż galeny*, Acta Geophys. Polon., **44**, 147 (1963), z L. Gablą i J. Mokwą.
- [27] *Przejście wzbronione w konfiguracjach atomowych typu p^2 i p^4* , Report No 488/PL/1966, z D. Chmielewską, K. Melzackim i J. Pietruszką.
- [28] *On Some Zeeman Effect Research in Eastern Europe*, Physica, **33**, 92 (1967).
- [29] *A New Method of Multipole Radiation Excitation by the Exploding Wires Technique*, Acta Phys. Polon., **32**, 1025 (1967), z Melzackim i J. Pietruszką.
- [30] *Forbidden Lines in the Spectrum of Sn I*, Acta Phys. Polon., **32**, (1967), z T. Kornalewskim.
- [31] *A New Method of Multipole Radiation Excitation by the Exploding Wires Technique*, Acta Phys. Polon., **32**, 873 (1967), z K. Melzackim i J. Pietruszką.
- [32] *A Kerr-cell Photographic Shutter*, Acta Phys. Polon., w druku, z K. Melzackim i J. Pietruszką.
- [33] *Forbidden Lines in the Atomic Spectrum of Si I*, Acta Phys. Polon., **27**, 807 (1965), z J. Pietruszką.
- [34] *A Double Beam Photoelectrical Spectrometer*, Proc. of the 7th Conference on Phen. in Ion. Gases, Beograd (1965) str. 273, z K. Melzackim, J. Pietruszką i J. Pilawą.
- [35] *A Photoelectric Double Beam Spectrometer*, Report No 317 IFJ, Kraków 1964, Acta Phys. Polon., **29**, 553 (1966), z K. Melzackim i J. Pietruszką.
- [36] *Electrical Explosion of Metallic Cylinders at Low Pressures*, Acta Phys. Polon., **34**, 747 (1968), z W. Soszką.
- [37] *Szósta seria w widmie atomowego wodoru*, Postępy Fizyki, **4**, 361 (1953).

Andrzej Hryniewicz

Instytut Fizyki UJ

1

Instytut Fizyki Jądrowej
Kraków

Henryk Niewodniczański jako fizyk jądrowy

Professor H. Niewodniczański in the Field of Nuclear Physics

Profesor Niewodniczański po raz pierwszy zetknął się bezpośrednio z problemami fizyki jądrowej w czasie pobytu w Cambridge w latach 1934—1935. Pobudzone wówczas zainteresowania tą młodą, dynamicznie rozwijającą się dziedziną nauki doprowadziły do stworzenia przez niego po II wojnie światowej powszechnie znanego ośrodka fizyki jądrowej niskich energii w Krakowie.

Miałem szczęście blisko współpracować z Profesorem Niewodniczańskim od zakończenia wojny i śledzić powstawanie i rozwój tego wielkiego dzieła jego życia. Mój kontakt z Profesorem ma znacznie dłuższą historię. Był on przyjacielem i kolegą uniwersyteckim mojego ojca i częstym gościem w naszym domu. Od dziecka pozostawałem pod urokiem jego fascynującej osobowości i z zapartym tchem słuchałem jego opowiadań, z których większość pamiętam, mimo że upłynęło ponad 30 lat. Profesor Niewodniczański wzbudził moje zainteresowanie fizyką i astrofizyką. W czasie wojny słuchałem jego świetnych wykładów w kompletach tajnego nauczania, zorganizowanych przez profesorów Uniwersytetu Stefana Batorego w Wilnie, a po wojnie z radością skorzystałem z jego zaproszenia do Krakowa, gdzie ukończyłem studia fizyki. Do ostatnich chwil swego życia Profesor Niewodniczański kierował moją działalnością naukową i prowadził mnie po szczeblach kariery uniwersyteckiej. Nikomu nie zawdzięczam tak wiele jak Jemu. Synowskie uczucia, jakimi go darzyłem, niech usprawiedliwią włączenie tych osobistych wspomnień.

W latach trzydziestych the Royal Society Mond Laboratory i Cavendish Laboratory Uniwersytetu w Cambridge, kierowane przez Lorda Rutherforda of Nelson, były Mekką fizyków jądrowych z całego świata. Tam rodziła się wielka nauka. Tam Profesor Niewodniczański został pasowany na fizyka jądrowego, wykonując wspólnie z C. H. Westcottem pierwsze pomiary z „zimnymi“ neutronami spowolnionymi w temperaturach wodorowych [2].

Po powrocie do Kraju, korzystając ze specjalnego zasilku Funduszu Kultury Narodowej na zakup radu oraz aparatury naukowej i materiałów, organizuje w Wilnie laboratorium fizyki jądrowej, jedno z pierwszych w Polsce. Powołany w 1937 r. na Katedrę Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Poznańskiego organizuje tam również, obok laboratoriów optyki atomowej i dyfrakcji elektronów, laboratorium fizyki jądrowej, w którym prowadzi prace nad absorpcją powolnych neutronów w borze i litie [5] oraz nad rozkładem kątowym par elektronowych wytwarzanych przez promienie gamma radu C [6].

W lipcu 1939 r. Profesor Niewodniczański wraca do rodzinnego Wilna, obejmując po śmierci swego nauczyciela Profesora Wacława Dziewulskiego I Katedrę Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Stefana Batorego. II wojna światowa pozbawiła go warsztatu pracy: w grudniu 1939 r. Uniwersytet Stefana Batorego zostaje zamknięty. Wkrótce następują ponure i ciężkie lata niemieckiej okupacji. Mimo bardzo trudnych warunków materialnych, w atmosferze codziennej walki o byt, Profesor Niewodniczański nie przestaje w miarę możliwości śledzić rozwoju interesujących go dziedzin, organizuje konwersatoria naukowe, odbywające się przeważnie w jego prywatnym mieszkaniu, i przez cały czas okupacji wykłada fizykę na kompletach tajnego nauczania USB.

Po wojnie, w kwietniu 1945 r., Profesor Niewodniczański wyjeżdża do Polski w ramach ewakuacji ludności z terenów wschodnich i zostaje „przygarnięty“ przez Uniwersytet Łódzki. We wrześniu tego roku przenosi się do Uniwersytetu Jagiellońskiego w Krakowie. W czerwcu i lipcu 1945 r. wykłada fizykę atomową na Uniwersytecie Marii Curie-Skłodowskiej w Lublinie, a od listopada 1945 r. do lipca 1946 r. zajmuje stanowisko kontraktowego profesora zwyczajnego fizyki doświadczalnej i kierownika II Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu i Politechniki we Wrocławiu. W maju 1946 r. zostaje mianowany profesorem zwyczajnym fizyki doświadczalnej na Wydziale Matematyczno-Przyrodniczym Uniwersytetu Jagiellońskiego. Osiedla się w Krakowie na stałe i tu spędza ostatnie 23 lata swego życia.

Gmach Zakładu Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego, Collegium Witkowskiego przy ul. Gołęziej 13, był całkowicie ogołocony z przyrządów naukowych i instalacji przez okupantów, którzy zmienili go w siedzibę „Institut für Deutsche Ostarbeit“. Badania naukowe i działalność dydaktyczną należało organizować od podstaw. Profesor Niewodniczański skupił wokół siebie grono młodych ludzi, które z grupy pełnych zapału studentów przekształciło się z czasem w zespół zdolny do samodzielnej pracy naukowej. Zarażeni bezprzykładnym entuzjazmem i niewyczerpanym optymizmem Profesora, budowali z nim wspólnie aparaturę pomiarową i rozpoczęli inspirowane przez niego prace badawcze.

Duże doświadczenie i intuicja pozwoliły Profesorowi Niewodniczańskiemu właściwie ocenić sytuację w fizyce jądrowej, toteż zainicjowane przez niego wówczas kierunki badań szybko się rozwijały i do chwili obecnej nie straciły swej aktualności. Doceniając szczególną rolę bazy technicznej, wiele wysiłku włożył w organizację i rozbudowę warsztatów mechanicznych, elektronicznych

i szklarskich. Stale powtarzał, że warsztaty są „sercem“ każdego instytutu fizyki warunkującym jego życie i rozwój. Mimo wielkich trudności finansowych i technicznych w latach 1948—50 został zbudowany, a następnie udoskonalony akcelerator jonów z generatorem Van de Graaffa na 800 kV, a w 1949 r. rozpoczęto budowę małego cyklotronu o średnicy nabiegunków elektromagnesu 48 cm. Cyklotron ten, uruchomiony w 1956 r., stanowi do dnia dzisiejszego cenne narzędzie fizyki jądrowej niskich energii. Równocześnie podjęto prace nad konstrukcją komór jonizacyjnych, liczników iskrowych, liczników G.-M. [10, 11], komór dyfuzyjnej i mgłowej. Z entuzjastyczną aprobatą Profesora spotkał się projekt budowy magnetycznych spektrometrów promieniowania beta, wysunięty przez kilku świeżo „upieczonych“ magistrów fizyki. W ciągu krótkiego czasu został skonstruowany pierwszy spektrometr beta z cienką soczewką, który dziś służy do szkolenia studentów w Pracowni Fizyki Jądrowej Instytutu Fizyki UJ.

W zdobywaniu przyrządów i materiałów oraz w kierowaniu uczniów i współpracowników na zagraniczne staże naukowe ważną rolę odegrały osobiste kontakty Profesora Niewodniczańskiego z wybitnymi fizykami zagranicznymi, odnowione w czasie jego wyjazdów w pierwszych latach powojennych do Wielkiej Brytanii, Szwecji i Szwajcarii.

Z prac wykonywanych w tym pierwszym, najtrudniejszym okresie należy przede wszystkim wymienić zainicjowane przez Profesora Niewodniczańskiego badania zjawiska tworzenia par elektronowych, badania absorpcji promieniowania gamma i neutronów oraz badania reakcji fotorozszczepienia jąder ${}^9\text{Be}$ przeprowadzane przy pomocy naturalnych źródeł promieniowania gamma [15, 16].

W 1952 r. po powstaniu Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk Profesor Niewodniczański zorganizował na terenie Instytutu Fizyki UJ II Zakład Fizyki Jądra Atomowego Instytutu Fizyki PAN. Powszechnie znany talent organizacyjny Profesora, Jego wiedza i doświadczenie, a także istnienie wyszkolonej przez niego grupy pracowników naukowych wpłynęły na decyzję o lokalizacji w Krakowie zamówionego w ZSRR cyklotronu U-120 i o budowie w Bronowicach pod Krakowem Instytutu Fizyki Jądrowej.

Uruchomiony w 1958 r. cyklotron U-120 [19], przyśpieszający deuterony do energii ok. 13 MeV, stworzył zupełnie nowe perspektywy prac naukowych w dziedzinie reakcji jądrowych. Już w pół roku po uruchomieniu cyklotronu Profesor Niewodniczański opublikował wraz ze swymi współpracownikami wyniki pomiarów polaryzacji neutronów z reakcji strippingu deuteronów na jądrach węgla [18, 23, 24, 33, 34]. Były to pierwsze prace na świecie z tej dziedziny. Kolejnym sukcesem Profesora była praca poświęcona polaryzacji neutronów w reakcji $\text{D} + \text{D}$ [39, 42]. Dzięki zastosowaniu nowej metody pomiaru polaryzacji neutronów przy pomocy wysokociśnieniowego helowego licznika scyntylacyjnego usunięto w tej pracy wieloznaczność danych istniejącą wówczas w literaturze światowej.

W następnych latach wprowadzono szereg ulepszeń cyklotronu IFJ, które

pozwoili na otrzymywanie cząstek alfa o energiach zmiennych w zakresie od 22 do 29 MeV. To rozszerzyło możliwości badań reakcji jądrowych bezpośredniego oddziaływania, którymi szczególnie interesował się Profesor Niewodniczański. Wymienić tu należy dwie grupy zagadnień. Jedną z nich było badanie elastycznego rozproszenia deuteronów [28, 35] i cząstek alfa [41, 46, 47, 55, 61, 70, 80] na różnych jądrach, opisanego optycznym modelem oddziaływania. Uzyskany w Krakowie materiał eksperymentalny dotyczący rozpraszania cząstek alfa stanowi obecnie największy tego typu materiał na świecie. Druga grupa prac dotyczyła reakcji strippingu [49] i rozproseń nieelastycznych zachodzących w wyniku oddziaływania z wielkimi prostymi wzbudzeniami wewnętrznych stopni swobody ruchów jąder [36, 43, 44]. Reakcje te dostarczają szczególnie cennych informacji o strukturze jąder. Do analizy danych krakowskich została po raz pierwszy zastosowana teoria sprzężonych kanałów reakcji na gruncie modelu wzbudzonego rdzenia [56].

Ostatnim problemem z zakresu reakcji jądrowych, którym przed śmiercią zajmował się Profesor, było rozpraszanie cząstek alfa w obszarze skrajnie dużych kątów [50, 51, 60, 72, 81]. Okazało się, że zjawiska z tym związane można opisać przez analogię do tzw. efektu „glory“, znanego w optyce [84]. Na ostatniej międzynarodowej konferencji w Dubnej poświęconej problemom struktury jądra atomowego Profesor Niewodniczański przedstawił pracę [82], w której pokazano, że efekt „glory“ jest zawarty w optycznym modelu oddziaływania.

Drugą dziedziną fizyki jądrowej, szczególnie bliską sercu Profesora, była spektroskopia jądrowa. Jako bezpośredni Kierownik Pracowni Spektroskopii Beta był inicjatorem budowy nowoczesnych urządzeń pomiarowych: bezrdzeniowego, podwójnego toroidalnego spektrometru beta [40, 85], który jest unikalnym urządzeniem w skali światowej, podwójnego koincydencyjnego spektrometru typu Gerholma [73, 91] i dużego spektrografu magnetycznego typu Danysza [57, 64]. Ich uruchomienie, jak również rozwój różnych technik pomiarowych w zakresie spektroskopii promieniowania gamma, pozwoliły na prowadzenie kompleksowych prac nad wyznaczaniem schematów rozpadów i parametrów stanów wzbudzonych jąder [32, 59, 75, 76, 79, 86, 87, 88]. Profesor Niewodniczański brał m. in. żywy udział w prowadzonych szerokim frontem badaniach zdeformowanych jąder neutronowo-deficytowych w obszarze ziem rzadkich [26, 27, 29, 38, 58, 65, 66, 67, 68, 69, 83, 92]. Źródłem tych interesujących z teoretycznego punktu widzenia nuklidów są reakcje głębokiego rozszczepienia wywołwane przez protony wysokiej energii przyśpieszane w synchrocyklotronie Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej. Profesor Niewodniczański był od początku istnienia tego międzynarodowego instytutu członkiem jego Rady Naukowej i nie opuścił żadnego z 24 posiedzeń Rady. Był on jednym z inicjatorów utworzenia w Dubnej Oddziału Spektroskopii Jądrowej i Radiochemii i zorganizowania służby regularnych przesyłek izotopów promieniotwórczych do instytutów krajów członkowskich ZIBJ.

W ostatnich latach Profesor Niewodniczański dużo uwagi poświęcał perspektywicznemu kierunkowi badań spektroskopowych na wiązkach akcelera-

torów [45]. Z jego inicjatywy połówka koincydencyjnego spektrometru beta typu Gerholma została zaadaptowana do pracy na wiązce protonów cyklotronu C-48 i zostały przeprowadzone pierwsze pomiary, które wykazały pełną przydatność takiego układu pomiarowego. Profesor Niewodniczański bardzo szeroko ujmując zagadnienia spektroskopii jądrowej dążył ostatecznie do integracji badań prowadzonych różnymi metodami, aby stopniowo zatrzeć istniejący w IFJ podział na spektroskopię jądrową beta i gamma, który był uzasadniony w czasie budowy aparatury pomiarowej.

Jest rzeczą zadziwiającą, że będąc równocześnie dyrektorem Instytutu Fizyki UJ i Instytutu Fizyki Jądrowej, Profesor Niewodniczański, obarczony z tego tytułu bardzo uciążliwymi obowiązkami organizacyjnymi i administracyjnymi, nie stracił bezpośredniego kontaktu z badaniami naukowymi. Również w tych dziedzinach badań, w których nie był osobiście zaangażowany, znał dokładnie nie tylko przebieg prowadzonych prac, ale także drobne szczegóły stosowanej w tych pracach aparatury. Każdy ze stukilkudziesięciu pracowników naukowych, zatrudnionych w obu instytutach, czuł opiekę Profesora i wiedział, że zwracając się do niego zawsze uzyska cenną radę i pomoc.

Dzięki staraniom Profesora Niewodniczańskiego oba Instytuty stale się rozbudowywały. Instytut Fizyki UJ otrzymał w 1964 r. nowy, dobrze wyposażony budynek o łącznej kubaturze ok. 60 000 m³. W Instytucie Fizyki Jądrowej został zbudowany pawilon Laboratorium Kriogenicznego, w którym uruchomiono skraplarkę helową i prowadzone są prace nad uzyskiwaniem ultraniskich temperatur metodą rozpuszczania ³He w ⁴He. W 1965 r. zakończono budowę magnetycznego separatora izotopów [54], służącego do produkcji tarcz i do rozdzielania izotopów promieniotwórczych dla celów spektroskopii jądrowej. Zostały skonstruowane dwa generatory prędkich neutronów [62], a na ukończeniu jest nowa hala wiązek i dodatkowe pomieszczenia pomocnicze przy budynku cyklotronu U-120.

Wyniki prac obu Instytutów są na wysokim poziomie światowym, o czym świadczy częste ich cytowanie w literaturze naukowej i zainteresowanie jakim cieszą się krakowskie referaty na konferencjach międzynarodowych. Liczni zagraniczni specjaliści, przyjeżdżający corocznie na dyskusje naukowe i dla omówienia dalszej współpracy, bardzo pozytywnie oceniają naukową działalność Instytutów.

Śmierć Profesora Niewodniczańskiego przerwała prowadzone przez niego intensywnie prace nad realizacją planów drugiego etapu rozwoju ośrodka krakowskiego fizyki jądrowej niskich energii. Plany te przewidują m. in. zainstalowanie nowego, większego cyklotronu i budowę reaktora impulsowego w Instytucie Fizyki Jądrowej oraz zakup generatora Van de Graaffa dla Instytutu Fizyki UJ.

Śmierć Profesora Niewodniczańskiego była bolesnym ciosem dla jego przyjaciół, współpracowników i uczniów. Stracili drogiego i podziwianego Człowieka, który wzbogacał ich życie swoją niewyczerpaną energią i entuzjazmem, umiłowaniem nauki, bogatym poczuciem humoru i niezniszczalnym optymizmem.

Abstract: An account of the scientific activities of the late Professor H. Niewodniczański in various fields of nuclear physics and of his role in the organization of the Cracow center of physics are given.

Prace H. Niewodniczańskiego z zakresu fizyki jądrowej

- [1] *Neutron*, Fizyka i Chemia w Szkole, Wilno, **6**, 97 (1934).
- [2] *Some Experiments with Neutrons Slowed Down at Different Temperatures*, Proc. Cambridge Phil. Soc., **31**, 618 (1935), z Westcottem.
- [3] *Pozytron*, Fizyka i Chemia w Szkole, Wilno, **8**, 143 (1937).
- [4] *Lord Rutherford of Nelson*, Fizyka i Chemia w Szkole, Wilno, **9**, 109 (1938).
- [5] *On the Absorption of Slow Neutrons in Boron and Lithium*, Wykaz Prac z Działu Nauk Matematyczno-Przyrodniczych wykonanych w Polsce w okresie okupacji niemieckiej w latach 1939—1945, Polska Akademia Umiejętności, str. 159, Kraków 1947, z G'aworzewskim.
- [6] *On the Angular Distribution of Pairs of Electrons of Materialization of Gamma-Rays of Radium C*, Wykaz Prac z Działu Nauk Matematyczno-Przyrodniczych wykonanych w Polsce w okresie okupacji niemieckiej w latach 1939—1945, Polska Akademia Umiejętności, str. 161, Kraków 1947, z F. Pisklakiem.
- [7] *Rozszczepienie ciężkich jąder wywołane fotonami*, Postępy Fizyki, **1**, 21 (1949).
- [8] *Rozszczepienie się samorzutne jąder najcięższych pierwiastków*, Postępy Fizyki, **1**, 32 (1949).
- [9] *3.20 MeV — Radiation of ThD Determined by the Photographic Emulsion Technique*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **1**, 293 (1953), z M. Wielowiejską.
- [10] *Effect of Thermionic Emission at Room Temperatures in Photosensitive Geiger-Muller Tubes*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **1**, 109 (1953), z K. Grotowskim i A. Z. Hrynkiwiczem.
- [11] *Effekt termoelektronnej emissii w swetoczustwitelnych szotczikach Geigera-Mullera pri komnatnych temperaturach*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **1**, 105 (1953), z K. Grotowskim i A. Z. Hrynkiwiczem.
- [12] *Gamma-izluczenie ThD s Energiej 3.20 MeV opredelennoe metodom fotograficeskich emulsi*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **1**, 293 (1953), z M. Wielowiejską.
- [13] *Enrico Fermi 1901—1954*, Postępy Fizyki **4**, 367 (1955).
- [14] *Znaczenie odkryć Marii Skłodowskiej-Curie*, Nauka Polska, **2**, 39 (1954).
- [15] *Angular Distribution of Photo-Neutrons from Beryllium*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **1**, 25 (1954), z M. Wielowiejską.
- [16] *Uglovee raspredelenie fotonejtronow iz berillija*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **1**, 23 (1954), z M. Wielowiejską.
- [17] *Dorobek naukowy Ireny Joliot-Curie*, Nauka Polska, **4**, 233 (1956).
- [18] *The Polarization of Neutrons from the $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$ Reaction*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **7**, 583 (1959); Report Nr 108/OFJ, 1959; z A. Budzanowskim, K. Grotowskim i J. Nurzyńskim.
- [19] *Pierwszy „Duży Cyklotron“ w Polsce*, Nukleonika, **5**, 3 (1960) Suppl. **1**; z J. Zakrzewskim.
- [20] *Andrzej Soltan (1897—1959)*, Postępy Fizyki, **11**, 3 (1960).
- [21] *Andrzej Soltan (1897—1959)*, Acta. Phys. Polon., **19**, 125 (1960).
- [22] *Andrzej Soltan (1897—1959)*, Kosmos B, **6**, 175 (1960).
- [23] *The Polarization of Neutrons from the Stripping of Deuterons on C^{12}* , International Symposium on Polarization; Helv. Phys. Acta, Suppl. **6**, 215 (1960), z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, J. Nurzyńskim i M. Słapą.
- [24] *La polarization des neutrons de la reaction de stripping $^{12}\text{C } ^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{N}$* , Phys. Radium, **21**, 366 (1960), z A. Budzanowskim, K. Grotowskim i J. Nurzyńskim.
- [25] *Some Recent Experimental Results in Low Energy Nuclear Physics Obtained in the Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland*, Report opublikowany w Budapeszcie 1960.

- [26] *Energy Levels in ^{166}Er Nucleus*, Acta Phys. Polon., **20**, 257 (1961); Report Nr 163/OFJ 1960, z E. Bożkiem, S. Ogazą, S. Szymczykiem i W. Norsewem.
- [26] *Gamma-Vibrational Levels in ^{166}Er* , Acta Phys. Polon., **20**, 351 (1961); Report IFJ 1960, z E. Bożkiem, S. Ogazą, S. Szymczykiem, T. Walczakiem i I. A. Jutlandowem.
- [28] *Elastic Scattering of 13 MeV Deuterons on Some Light Nuclei*, Proc. Ruthford Jubilee Conference, Manchester 1961, str. 529, z L. Freindlem, J. Nurzyńskim, M. Słapą i A. Strzałkowskim.
- [29] *Koincydencje (β , e^-) we frakcji neutronodeficytowych izotopów Tb z $T_{1/2} = 20\text{h}$* , Materiały XVII Zjazdu Fizyków Polskich, Gdańsk 1961, z M. Gąsiorem, J. Kormickim, A. W. Potempą i Z. Stachurą.
- [30] *Prace Badawcze Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie*, Nauka Polska, **9**, 123 (1961).
- [31] *Naucznye dostiżenija Instituta Jadernoj Fizyki w Krakowe*, Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys., **7**, 53 (1962).
- [32] *Some Experiments on the Electric Monopole Transition in ^{234}U* , Acta Phys. Polon., **22**, 91 (1962), z E. Łożyńskim.
- [33] *Polarizacija neutronow w reakcii $\text{C}^{12}(\text{d}, \text{n}) \text{N}^{13}$* , Trudy Wtoroj Wsesojuznoj Konferencii — Jadernye reakcii pri małych i srednich energijach, Moskwa 1962, str. 111, z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, J. Nurzyńskim i M. Słapą.
- [34] *Energy and Angular Distributions of the Neutrons from the Stripping Reaction $^{12}\text{C}(\text{d}, \text{n}) ^{13}\text{N}$* , Acta Phys. Polon., **23**, 225 (1963); Report IFJ Nr 200, 1962, z N. Kolonko, Z. Lewandowskim, M. Makowską-Rzeszutko, S. Wiktorem i Z. Wróblową.
- [35] *Elastic Scattering of 12.8 MeV Deuterons on Some Light Nuclei*, Acta Phys. Polon., **23**, 619 (1963); Report IFJ Nr 203 1962, z L. Freindlem, J. Nurzyńskim, M. Słapą i A. Strzałkowskim.
- [36] *Inelastic Scattering of 12.8 MeV Deuterons on Al $^{27}\text{Nuclei}$* , Proceedings of the Conference on Direct Interactions and Nuclear Mechanism, str. 824 (1963); Report Nr 204 IFJ 1962, z J. Nurzyńskim i J. Wilczyńskim.
- [37] *Instytut Fizyki Jądrowej Energia Jądrową w Polsce w latach 1955—1960*, PWN, Warszawa 1963 str. 36.
- [38] *Gamma-Gamma Directional Correlations in ^{146}Eu* , Acta Phys. Polon., **24**, 131 (1963); Report IFJ Nr 231 1963, z E. Bożkiem, S. Ogazą, M. Rybicką i J. Styczniem.
- [39] *Polarization of Neutrons from the $\text{D}(\text{d}, \text{n}) ^3\text{He}$ Reaction for Deuteron Energies between 5.9 and 11.3 MeV*, Publishing Group of the Central Research Institute for Physics of the Hungarian Academy of Sciences, Budapest 1963, z J. Szmiderem i J. Szymakowskim.
- [40] *Desing of an Iron-free Toroidal Double Beta-ray Spectrometr*. Polish-Yugoslav Symposium on Nuclear Reactions and Nuclear Spectroscopy, Cracow 1963, z M. Gąsiorem i A. W. Potempą.
- [41] *Studies of Scattering of 25 MeV Alpha Particles on Atomic Nuclei*, Publishing Group of the Central Research Institute for Physics of the Hungarian Academy of Sciences, Budapest 1963, z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, S. Mickiem, J. Śliżem, A. Strzałkowskim i H. Wojciechowskim.
- [42] *La polarisation de neutrons provenant de la reaction $\text{D}(\text{d}, \text{n}) ^3\text{He}$ pour des deutons d energie comprise entre 5, 8 et 11.3 MeV*, J. Phys. (France), **24**, 871 (1963); Report IFJ Nr 262, 1963, z J. Szmiderem i J. Szymakowskim.
- [43] *Diffusion elastique et inelastique de deutons de 12.8 MeV sur le noyau ^{28}Si et excitation du coeur le noyau ^{27}Al* , J. Phys. (France), **24**, 944 (1963); Report IFJ 263, 1963, z J. Nurzyńskim i A. Strzałkowskim.
- [44] *Elastic and Inelastic Scattering of 12.8 MeV Deuterons by ^{27}Al , and ^{28}Si Nuclei*, Nuclear Phys., **55**, 386 (1964); Report IFJ Nr 295 1964, z J. Nurzyńskim, A. Strzałkowskim, i J. Wilczyńskim.
- [45] *Coulomb Excitation of Rhodium Nucleus*, Acta Phys. Polon., **26**, 1133 (1964); Report IFJ Nr 332 1964, z S. Koptą i B. Pudłowską.

- [46] *Apparatura dla tocznego izmerenija diferencialnogo poperecznogo seczenija uprugo ras-sejannych alfa czastic*, Report IFJ Nr 310 1964, z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, H. Wojciechowskim, A. Strzałkowskim, S. Mickiem, I. Śliżem i I. Chwaszczewską.
- [47] *Elastic Scattering of 24.7 MeV Alpha Particles*, Phys. Letters, **11**, 74 (1964); Report IFJ Nr 347 1964, z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, S. Mickiem, J. Śliżem, A. Strzałkowskim i H. Wojciechowskim.
- [48] *Rapid Identification of Isobars by the Large Angle Scattering of Low Energy Alpha Particles from the Cyclotron*, Report IFJ Nr 402 PL 1964, z A. Z. Hrynkiewiczem i L. Pomorskim.
- [49] *Some Nuclear Reactions on Ca Induced by 12.8 MeV Deuterons*, Comptes Rendus du Congres International de Physique Nucleaire, **2**, 96, Paris 1964, z J. Nurzyńskim i A. Strzałkowskim.
- [50] *Back Angles Scattering of 24.7 MeV Alpha Particles on Some Nuclei*, Comptes Rendus du Congres International de Physique Nucleaire, **2**, 96, Paris 1964, z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, L. Jarczykiem, A. Strzałkowskim i Z. Wróblową.
- [51] *Energy Dependence of the Elastic Scattering of Alpha-Particles on ^{40}Ca Nuclei up to 179°* ; Report No 403/PL IFJ, Kraków 1965; Phys. Letters **16**, 135 (1965), z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, L. Jarczykiem, B. Łazarską, S. Mickiem, A. Strzałkowskim i Z. Wróblową.
- [52] *Problemy fizyki jądrowej w pracach krakowskiego ośrodka spektroskopii jądrowej*, Postępy Techniki Jądrowej **9**, 651 (1965), z L. Gabłą.
- [53] *Działalność Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie w latach 1955—1965*, Postępy Techniki Jądrowej **9**, 1424 (1965).
- [54] *Magnetyczny separator izotopów*, Postępy Techniki Jądrowej **10**, 265 (1966), z E. Bożkiem, S. Łazarskim, J. Pawełczykiem i G. Zapalskim.
- [55] *Optical Model Ambiguities for the α — ^{59}Co Interaction*, Report No 440/PL IFJ, Kraków 1966, z A. Budzanowskim, A. Dudkiem, K. Grotowskim, J. Kuźmińskim, A. Strzałkowskim, J. Szmidere i R. Wolskim.
- [56] *The $^{40}\text{Ca}(d, d)$ and (d, p) Reactions at Deuteron Energy 12.8 MeV*, Report No 442/PL IFJ, Kraków 1966; Phys. Rev. **146**, 799 (1966), z J. Nurzyńskim, A. Strzałkowskim i G. R. Satchlerem.
- [57] *Large Permanent Magnet Semicircular Beta-Ray Spectrograph*, Report No 576/PL IFJ, Kraków 1966; Nukleonika **11**, 755 (1966), z J. Kormickim i Z. Stachurą.
- [58] *Newly Observed Gamma Transitions in ^{153}Tb and ^{152}Tb Decays*, Report No 481/PL Kraków 1966, Acta Phys. Polon., **31**, 317 (1967), z J. Kormickim, Z. Stachurą i K. Zuberem.
- [59] *Excited States of ^{75}As Following the Decay of ^{75}Sc* , Report No 492/PL IFJ, Kraków 1966, z M. Gąsior i A. Potempą.
- [60] *A Resonance in the Elastic Scattering of Alpha Particles on ^{40}Ca Nuclei*, Report No 502/PL IFJ, Kraków 1966, z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, L. Jarczykiem i A. Strzałkowskim.
- [61] *Total Reaction Cross-Section for 24.7 MeV Alpha Particles in the Region of $A = 60$ Nuclei*, Report No 503/PL IFJ, Kraków 1966, z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, J. Kuźmińskim, A. Strzałkowskim, S. Sykutowskim, J. Szmidere i R. Wolskim.
- [62] *Generator neutronów prędkich w Instytucie Fizyki Jądrowej*, Postępy Techniki Jądrowej **10**, 899 (1966), z Z. Daszkowskim, J. Huczowskim i J. Sobczyńskim.
- [63] *Reakcje jądrowe bezpośredniego oddziaływania*, Report No 525/PL IFJ, Kraków 1967.
- [64] *Bolszoi polukrugoboj beta- spektrograf s magnitnym polem zadanyim postojannymi magnitami*. Materiały Dewiatogo Sowszczanija po Jadernoj Spektroskopii Nejtronodeficytnych Izotopow i Teorii Deformirowannyh Jader, Dubna, Juń 1966; Preprint O I Ja I No — 3036, str. 89, (1966), z J. Kormickim i Z. Stachurą.

- [65] *Nowoobnarżenyye gamma-perechody w raspadach ^{151}Tb i ^{152}Tb* , Materiały Dewiatogo Sowszczanija po Jadernoj Spektroskopii Nejtronodeficytnych Izotopow i Teorii Deformirowannych Jader, Dubna, Juń 1966; Preprint O I Ja I No 6 — 3036, str. 91, (1966), z J. Kormickim, Z. Stachurą, K. Zuberem i A. Budziakową.
- [66] *Porcialnyje perechody poturozpadow alfa izotopow ^{151}Tb i ^{149}Tb* , Materiały Dewiatogo Sowszczanija po Jadernoj Spektroskopii Nejtronodeficytnych Izotopow i Teorii Deformirowannych Jader, Dubna, Juń 1966; Preprint O I Ja I No 6—3699, str. 70, 1966, z J. Kormickim, Z. Stachurą, K. Zuberem i A. Budziakową.
- [67] *Wozbużdenyye sostojanija jadra ^{156}Gd* , Materiały Dewiatogo Sowszczanija po Jadernoj Spektroskopii Nejtronodeficytnych Izotopow i Teorii Deformirowannych Jader, Dubna, Juń 1966; Preprint O I Ja I. No 6—3699, str. 87, 1966, z J. Kormickim, Z. Stachurą, K. Zuberem i A. Budziakową.
- [68] *Partial Half-Lives of Alpha Decay of ^{151}Tb and ^{149}Tb Nuclei*, Report No 535/PL IFJ, Kraków 1967; Nucl. Phys. A **100**, 297—304 (1967), z J. Kormickim, Z. Stachurą, K. Zuberem i A. Budziakową.
- [69] *Excited States of ^{156}Gd Nucleus*, Report No 546/PL IFJ, Kraków 1967; Nuclear Phys. A **102**, 253 (1967), z J. Kormickim, Z. Stachurą, K. Zuberem i A. Budziakową.
- [70] *Total Reaction Cross-Section and Elastic Scattering of 24.7 MeV Alpha Particles in the Region of $A = 60$ Nuclei*, Report No 558/PL IFJ, Kraków 1967, z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, J. Kuźmińskim, A. Strzałkowskim, S. Sykutowskim, J. Szmidereim i R. Wolskim.
- [71] *Szybkie rozdzielanie pierwiastków promieniotwórczych metodą odparowywania w próżni*, Report No 584/PL IFJ, Kraków 1967, Nukleonika (w druku), z M. Gąsiorem, H. I. Lizurejem i A. W. Potempą.
- [72] *Resonance in the Elastic Scattering of Alpha Particles on ^{39}K at 24 MeV*, Proceedings of International Conference on Nuclear Structure, Tokyo 1976, str. 348.
- [73] *Podwójny magnetyczny koicydencyjny spektrometr promieniowania beta typu Gerholma*, Materiały XX Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin 1967, str. 137, z H. I. Lizurejem.
- [74] *Pomiar koicydencji elektron-elektron przy pomocy jednego spektrometru z rejestracją scyntylacyjną*, Materiały XX Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin 1967, str. 135, z M. Gąsiorem i A. W. Potempą.
- [75] *Badania stanów izomerycznych jader ^{186}Os i ^{75}As* , Materiały XX Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin 1967, str. 99, z H. I. Lizurejem.
- [76] *Wyznaczenie elementu macierzowego przejścia gamma 106 keV w ^{129}Te* , Materiały XX Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin 1967, str. 98, z M. Gąsiorem, H. I. Lizurejem i A. W. Potempą.
- [77] *Automatyczne wyznaczanie zaczerwienia klisz fotograficznych z cyfrowym zapisem uśrednionych wyników*, Materiały XX Zjazdu Fizyków Polskich, Lublin 1967, str. 352, z M. Janickim, J. Kormickim i Z. Stachurą.
- [78] *Spektroskopia jadra atomowego*, Postępy Techniki Jądrowej, 3, 249 (1968), z E. Bożkiem.
- [79] *Wozbuźdiennyje urowni ^{129}I iz raspada ^{129}Te* , Report IFJ No 603/PL, Kraków 1968; Acta Phys. Polon., 34, 511, (1968) z M. Gąsiorem, H. I. Lizurejem i A. W. Potempą.
- [80] *Elastic Scattering of 25 MeV Alpha Particles on C, P, S, K, Fe, Cr and Zn Nuclei*, Report No 609/PL IFJ, Kraków 1968; Acta Phys. Polon. (w przygotowaniu); z A. Budzanowskim, K. Grotowskim, A. Strzałkowskim, J. Szmidereim i R. Wolskim.
- [81] *Elastic Scattering of Alpha Particles on ^{39}K Nuclei in the Energy Range from 22.1 MeV to 28.2 MeV*, Report No 613/PL IFJ, Kraków 1968, Nuclear Phys. (w druku), z A. Budzanowskim, A. Bobrowską, K. Grotowskim, L. Jarczykiem, S. Mickiem i A. Strzałkowskim.
- [82] *Glory Effect in the Optical Model Analysis of the ^{39}K (alpha, alpha) ^{39}K Elastic Scattering*, Report No 614/PL IFJ, Kraków 1968, Nuclear Phys. (w druku), z A. Budzanowskim, A. A. Dudkiem, R. Dymarzem, K. Grotowskim, L. Jarczykiem i A. Strzałkowskim.

- [83] *Level Scheme of ^{147}Sm and g -factors of its Two Lowest Excited States*, Report No 620 IFJ, Kraków 1968, Nuclear Phys. (w druku), z E. Bożkiem, R. Brodą, J. Golczewskim, A. Z. Hryniewiczem, R. Kulessą, M. Rybicką i W. Walusiem.
- [84] *Nuclear Glory Effect in the Elastic Scattering of Alpha Particles on ^{27}Al , ^{28}Si , ^{32}S , ^{39}K , ^{40}Ca , Ti and ^{59}Ca Nuclei*, Report No 624 IFJ, Kraków 1968, International Conference Nuclear Reactions, Dubna; z A. Bobrowską, A. Budzanowskim, K. Grotowskim, L. Jarczykiem, S. Mikiem, A. Strzałkowskim, i Z. Wróblową.
- [85] *Pomiar natężeń przejść gamma przy pomocy magnetycznego toroidalnego spektrometru beta*, Report No 625/PL IFJ, Kraków 1968, Nukleonika (w druku), z M. Gąsiorem i J. Sieniawskim.
- [86] *Niskoenergetyczne stany wzbudzenia ^{54}Mn* , Report No 626/PL IFJ, Kraków 1968, Acta Phys. Polon. (w druku), z A. Bałandą, M. Gąsiorem i H. I. Lizurejem.
- [87] *Niskoenergetyczne stany wzbudzone ^{65}Zn powstające z rozpadu ^{65}Ga* , Report No 638/PL IFJ, Kraków 1968, Acta Phys. Polon. (w druku), z A. Bałandą, M. Gąsiorem, H. I. Lizurejem.
- [88] *Stany wzbudzone ^{119}Sb* , Report No 639/PL IFJ, Kraków 1968, Acta Phys. Polon. (w przygotowaniu), z M. Gąsiorem, A. W. Potempą i J. Sieniawskim.
- [89] *Production of Carrier-free Radiosotopes from Targets Irradiated with Deuterons or Alpha-particles in the U-120 Cracow Cyclotron. Part. I. Preparation of Radiosotopes of Cadmium, Indium and Tellurium*, Report No 662/PL/C IFJ, 1968; Nukleonika (w druku) Kraków 1968, z S. Koptą, T. Petryną i I. Strońskim.
- [90] *Production of Carrier-free Radiosotopes from Targets Irradiated with Deuterons or Alpha-particles in the U-120 Cracow Cyclotron. Part II. Preparation of Radiosotopes of Gadolinium, Samarium and Thulium from Targets of Samarium, Neodymium and Holmium.*, Report No 663/PL/C, 1968; Nukleonika (w druku), z S. Koptą, T. Petryną i I. Strońskim.
- [91] *A Double Magnetic Coincidence Beta-ray Spectrometer of the Gerholm Type*. Report No 670/PL IFJ, Kraków 1968, Nukleonika (w druku), z H. I. Lizurejem.
- [92] *Excited States of ^{153}Gd Nucleus*, w przygotowaniu, z J. Kormickim, Z. Stachurą, K. Zuberem i A. Budziakową.
- [93] *The Institute of Nuclear Physics, Cracow, and its Recent Investigations in Nuclear Reactions*, Contemporary Physics **10**, 21 (1969).

Max Born i Walter Biem

Dualizm w teorii kwantów *

Dualism in Quantum Theory

W ciągu ostatnich kilku lat Alfred Landé próbował stworzyć nowe podstawy dla teorii kwantów. Stanowiąc je mają niekwantowe postulaty dotyczące zasad statystyki. W swoich książkach [1] i artykułach [2] atakuje on podstawową ideę teorii kwantów, przyjmowaną przez ogół fizyków bez zastrzeżeń. Nazywa ją „dualizmem“, sam zaś stoi na opozycyjnym stanowisku „jednolitości“. Sądzymy, że Alfred Landé nie zdaje sobie sprawy z historycznego źródła dualistycznej interpretacji ani też z jej fizycznego znaczenia. Co więcej, wydaje się nam, że walczy on z wiatrakami **.



Max Born studiował we Wrocławiu, Heidelbergu, Zurichu, Getyndze i w Cambridge. Od 1919 roku profesor fizyki teoretycznej we Frankfurcie, a następnie (od 1921) w Getyndze. W 1933 opuszcza Niemcy, przebywa kolejno w Cambridge, Bangalore i Edynburgu. W 1954 roku został laureatem Nagrody Nobla

* Tłumaczenie artykułu „Dualism in Quantum Theory“ *Physics Today*, August 1968, dokonane za zgodą redakcji i autorów.

** Szczegółowy przegląd ostatnich prac Landégo znajdują czytelnicy w artykule Abnera Shimony [3].



Walter Biem zajmuje się fizyką ciała stałego. Studiował w Getyndze i Aachen. Pracował w Instytucie Fizyki i Astrofizyki im. Maxa Plancka w Munielu. Obecnie zatrudniony jest w Instytucie Fizyki Neutronów (Jülich)



Alfred Landé

Według słów Landego dualizm w teorii kwantów polega na tym, że dla wytłumaczenia zjawisk mikroświata posługujemy się jednocześnie dwoma sprzecznymi teoriami: falową i korpuskularną. Landé utrzymuje, że można i należy opisywać materię teorią czysto korpuskularną, zaś promieniowanie teorią czysto falową. Takie właśnie traktowanie zjawisk nazywa on „jednolitym“, w przeciwieństwie do „dualistycznego“. Naszym zdaniem, interpretacja

Landégo nie tylko reprezentuje dualizm, ale co gorsze, taką jego odmianę, która ignoruje najważniejsze odkrycia fizyki. Nie jest też historyczną prawdą, jakoby dualizm fal i cząstek miał być wynalazkiem teoretyków (w szczególności Nielsa Bohra i Wernera Heisenberga), dokonany dla potrzeb interpretacji mechaniki kwantowej.

Twórcą dualistycznego punktu widzenia był Albert Einstein, a mówiąc ściślej młody Einstein, który jeszcze nie spekulował, ale analizował z wielką przenikliwością eksperymenty fizyczne i wyciągał z nich nieodparte wnioski. Jego pierwsza praca na ten temat [4] ukazała się w tym samym tomie „Annalen der Physik“ co historyczny artykuł o elektrodynamice ciał w ruchu i fundamentalna praca o ruchach Browna, w której po raz pierwszy dano dowód istnienia atomów i molekuł w oparciu o empiryczne fakty.

Einstein rozpatrywał promieniowanie wewnątrz pudła w stanie równowagi termodynamicznej. Znało się już wówczas (od 1900 roku) prawo Plancka, które wyraża średnią gęstość energii promieniowania u jako funkcję częstości tego promieniowania i temperatury emitującego ciała T . Energia promieniowania o częstości ν — $E(\nu)$ w małej objętości V wewnątrz rozpatrywanego pudła nie zawsze jest równa dokładnie uV , podlega bowiem tzw. fluktuacjom. Jeśli promieniowanie ma naturę czysto falową, jak to zakładano w swoim czasie, średni kwadrat fluktuacji jest proporcjonalny, w myśl prawa Hendrika Lorentza, do kwadratu średniej gęstości energii, tj. $\langle \Delta E^2 \rangle = u^2 V^2$. Ta sama wielkość wyliczona w oparciu o prawo Plancka ma postać

$$\langle \Delta E^2 \rangle = u^2 V^2 + \varepsilon_0 \cdot uV ; \quad (1)$$

gdzie $\varepsilon_0 = h\nu$ (h — stała Plancka).

Pojawienie się dodatkowego członu liniowego $\varepsilon_0 \cdot uV$ w równaniu (1) ma prostą interpretację. Wyobraźmy sobie, że energia promieniowania składa się z kwantów o wielkości $\varepsilon_0 = h\nu$, tj. że $E = \varepsilon_0 n$, gdzie n jest ilością kwantów. Stosownie do elementarnych praw mechaniki statystycznej drugi człon $\varepsilon_0 \cdot uV$ równy jest dokładnie średniemu kwadratowi fluktuacji w gazie kwantów. Oznaczając przez $\langle n \rangle$ średnią ilość kwantów w objętości V i kładąc $Vu = \varepsilon_0 \langle n \rangle$ sprowadzimy równanie (1) do wyrażenia na średni kwadrat fluktuacji ilości kwantów $\langle \Delta n^2 \rangle$

$$\langle \Delta n^2 \rangle = \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle . \quad (2)$$

Ten właśnie rezultat (nie zaś efekt fotoelektryczny, jak się to często błędnie utrzymuje) był dla Einsteina punktem wyjściowym do stwierdzenia, że dla opisanego natury promieniowania świetlnego nie wystarcza teoria falowa, lecz potrzebne jest wprowadzenie kwantów świetlnych, które dziś nazywamy fotonami. Co jest rzeczą najbardziej zdumiewającą, obie koncepcje światła: korpuskularna i falowa, są niezbędne dla zrozumienia równania fluktuacji (1), które, jak podkreślamy, jest nie podlegającą dyskusji konsekwencją prawa Plancka. Tym samym twierdzenie Landégo, że zarówno teoria promieniowania świetlnego obejduje się bez korpuskuł, jak i teoria „cząstek materialnych“ bez fal, można

odeprzeć poprzez przytoczenie rezultatów pierwszej pracy Einsteina na ten temat. Jak wykazał Einstein, nie możemy opisać światła posługując się tylko koncepcją cząstki — kwantu świetlnego lub tylko koncepcją fali promieniowania. Światło nie jest ani falą, ani cząstką, ma natomiast coś wspólnego z jedną i drugą. Faktu tego nie można zrozumieć na gruncie fizyki klasycznej. Początkowo Einstein i współcześni mu (włączając w to jednego z nas) nie uświadamiali sobie jasno, że klasyczna teoria światła jest jedynie niedoskonałym modelem. Wielu fizyków nie rozumiało tego nawet po upływie dłuższego czasu.

W podobnych rozważaniach na temat cząstek materialnych napotykałyśmy identyczną sytuację. Prawa statystyczne, które rządzą ruchem molekuł, wymagają zmian uwzględniających kwantowy (nie klasyczny) charakter zjawiska. Klasyczną statystykę Boltzmann'a zastępujemy statystyką Bosego (nazwaną imieniem swego odkrywcy Satyandra Nath Bosego). Einstein od razu zauważył jak podstawowe znaczenie ma ten krok. Fluktuacje energii w gazie Bosego reprezentowane są przez dwa człony: pierwszy z nich odpowiada klasycznemu zachowaniu się cząstek, drugi zaś „domieszcze” natury falowej. Odnajdujemy więc tę samą dualność, z którą mieliśmy do czynienia przy rozważaniu natury promieniowania świetlnego.

Z czasem okazało się, że statystyka Bosego rządzi tylko jedną klasą cząstek (np. fotonami, mezonami, atomami izotopu helu He^4). Istnieje druga klasa cząstek odkryta przez Enrico Fermiego i Paula Diraca, która podlega odmiennej statystyce. Do tej klasy należą np. elektrony, protony, neutrony, atomy izotopu helu He^3 . Średni kwadrat fluktuacji w zbiorach cząstek należących do tej klasy wyraża się formułą

$$\langle \Delta n^2 \rangle = - \langle n \rangle^2 + \langle n \rangle. \quad (3)$$

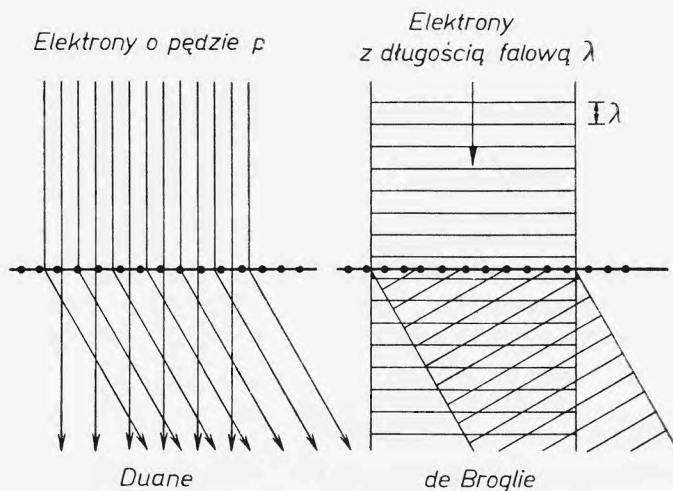
Ujemny znak przed członem kwadratowym sprawia, że nie możemy równania (3) interpretować w ten sam sposób co równanie (2). Do statystyki Fermiego powrócimy jeszcze nieco później.

Statystyka Bosego została odkryta w tym samym czasie co mechanika falowa Louis de Broglie'a, której myśl przewodnią można sformułować następująco: zgodnie z zasadami szczególnej teorii względności energia nie jest skalarem, lecz czwartą składową cztero-wektora, którego pozostałe trzy składowe reprezentuje pęd cząstki p . Jednocześnie, według reguły kwantowej Plancka, zmiana energii ΔE periodycznego w czasie układu o częstotliwości ν wyraża się wzorem $\Delta E = h\nu$. De Broglie postuluje przeto kwantową regułę na zmianę pędu układu $\Delta p = \hbar k$, gdzie $k = 1/\lambda$, λ — długość fali.

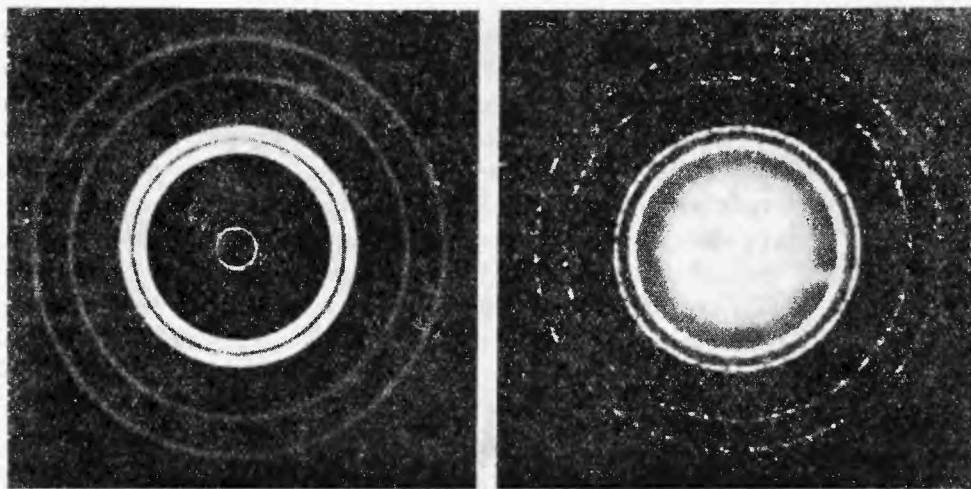
Landé kładzie wielki nacisk na fakt, że William Duane sformułował powyższą regułę przed de Broglie'em, bez powoływania się na teorię względności. Posłużyła mu ona do interpretacji dyfrakcji promieni X w kryształach w terminach korpuskularnej teorii światła (rys. 1). Landé używa sformułowania Duane'a wyłącznie dla cząstek materialnych, albowiem promienie X , które w klasycznej teorii są falami, winniśmy, według niego, traktować jako fale. Próbuje wytłumaczyć interferencję elektronów przechodzących przez kryształ przy po-

możemy czysto korpuskularnej teorii, utrzymując tym samym, że mechanizm interferencji w kryształach jest inny dla światła, a inny dla elektronów.

Sądzymy, że jest to bardzo mało prawdopodobne. Ten, kto widział klisze Lauego i Debye-Sherrera naświetlone elektronami i promieniami X przecho-



Rys. 1. Dyfrakcja elektronu na łańcuchu regularnie rozmieszczonych atomów. Z lewej model Duane'a: periodyczna struktura może spowodować zmianę równoległej do łańcucha składowej pędu elektronu p o $\Delta p = h/L = hf$ ($f = 1/L$; $L = l, 2l, 3l, \dots$). Z prawej: Model de Broglie'a



Rys. 2. Dyfrakcja promieni X (z lewej) i elektronów (z prawej)

dzącymi przez ten sam materiał, wie, że niełatwo odróżnić jedną od drugiej. Trudno uwierzyć, że dwa zupełnie odmienne fizycznie mechanizmy jakiegoś procesu mogą dawać identyczny rezultat. Nie ma też powodu, dla którego istniejąca obecnie jednolita teoria (jaką stanowi mechanika kwantowa w zwykłym jej rozumieniu) miałaby być zastąpiona przez inną i to taką, która dwa blisko

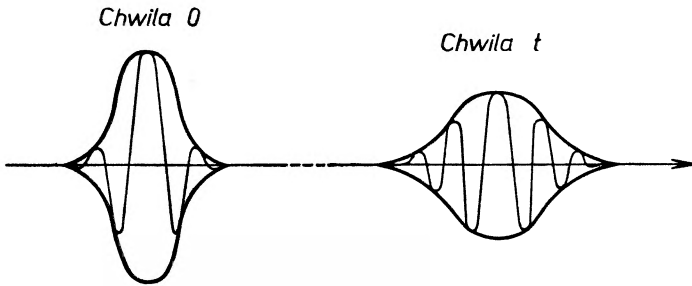
ze sobą związane zjawiska wyjaśnia na dwa zupełnie odmienne sposoby, kładąc na tę odmienność dogmatyczny nacisk.

„Reguła kwantowa“ Duane’a nie zyskała sobie większego zainteresowania, ponieważ trudno ją zrozumieć bez de Broglie’owskiej koncepcji odpowiedniości między falą a cząstką i dowiedzionej przez niego równości między prędkością grupową pakietu falowego a prędkością odpowiadającej mu cząstki. Z takich samych zresztą powodów reguła kwantowa Plancka $\Delta E = h\nu$ była w swoim czasie niezrozumiała. Zadaniem fizyków było nadanie tym regułom określonego znaczenia. Przede wszystkim należało dostrzec, że żadna interpretacja oparta o tradycyjne koncepcje fali i cząstki nie jest możliwa. Pierwszymi krokami prowadzącymi ku nowym koncepcjom były inspirowane przez Heisenberga i prowadzone przez niego wraz z Bornem i Pascuałem Jordanem badania nad mechaniką macierzową, oraz teoria wielkości nieprzemiennej (także zresztą przez Heisenberga inspirowana, lecz rozwinięta niezależnie przez Diraca). Obydwie teorie były zupełnie abstrakcyjne, a słowa „cząstka“, „ruch“ czy „pęd“ używane były w nich jedynie w znaczeniu symbolicznym. Właśnie wtedy Erwin Schrödinger opublikował swą pracę o mechanice falowej, bazującą na ideach de Broglie’a.

Landé powołuje się na Schrödingera jako drugiego, obok Einsteina, oponenta teorii dualistycznej. Wygląda na to, że i w tym przypadku Landé padł ofiarą nieporozumienia. Schrödinger wierzył, że materia ma naturę falową. Zaprzęczał on istnieniu „cząstek“ i „kwantowych skoków“, jakie napotykamy w Bohrowskiej teorii elektronowych „chmur“ w atomach i utrzymywał, że wszystkie fakty wyjaśniane przez tę teorię można opisać poprawnie tylko w terminach fal i pakietów falowych. Od opinii tej zresztą nigdy nie odstąpił. Landé pisze jednak o „realistycznym punkcie widzenia Einsteina i Schrödingera“, jak gdyby obaj stali na tej samej, przeciwnej dualizmowi, pozycji. Tymczasem dualizm jest odkryciem (nie wynalazkiem!) Einsteina, którego on sam nigdy się nie wyparł. Einstein nie wątpił, że jeśli chcemy zachować tradycyjne wyobrażenia o fali i cząstce, to dualizmu nie możemy uniknąć. Próbował on natomiast podejść do zagadnienia z innej strony, poprzez tzw. unitarną teorię pola. Teoria ta miała połączyć pole grawitacyjne i elektromagnetyczne w jedną formalną całość. Einstein zaproponował w ciągu swego życia kilka takich teorii, a przedmiotem ich były wysoce abstrakcyjne pola — niesymetryczne tensory, spełniające skomplikowane równania różniczkowe. O tych swoich koncepcjach tak pisał [5] w 1920 roku: „W czasie nielicznych wolnych od zajęć godzin rozważałem problem kwantów z punktu widzenia teorii względności... Ale nie udało mi się nadać konkretnych kształtów mej ulubionej idei: aby strukturę kwantową ująć jako nadokreślenie poprzez równania różniczkowe“.

Einstein odrzucał mechanikę kwantową, ale z przyczyn zupełnie odmiennych aniżeli Landé. Nigdy nie wątpił w dualizm, który sam przecież odkrył. Próbował natomiast wcielić w życie swą koncepcję, według której cząstki jako osobliwości mogą się pojawić w ciągłej teorii, jeśli mamy nadokreślenie zmien-nych. Einstein zamierzeń swych nie osiągnął.

Wypowiedź Landégo sugeruje, jakoby Schrödinger popierał jego tezę o ściśle odrębnej naturze promieniowania świetlnego i materii. Prawda leży jednak dokładnie po przeciwnej stronie: Schrödinger widział zarówno promieniowanie, jak i materię jako fale. Wierzył, że to jest właśnie droga powrotu do porządkowej, klasycznej teorii. Jak to zostało wielokrotnie pokazane, opinia Schrödingera była błędna i to z dwóch powodów. Po pierwsze, skoncentrowany pakiet falowy, który zgodnie z jego koncepcją ma reprezentować cząstkę, „rozmywa” się z upływem czasu (rys. 3). Po drugie, funkcja falowa Ψ jest funkcją punktu



Rys. 3. Ruch pakietu falowego

przestrzeni trójwymiarowej tylko wtedy, gdy opisywany układ zawiera jedną cząstkę. W przypadku układu n cząstek funkcja falowa określona jest na $3n$ wymiarowej przestrzeni i nie można jej zredukować do funkcji na przestrzeni trójwymiarowej. Tym samym koncepcja Schrödingera okazała się iluzoryczna.

Dyskusja na temat „dualizmu” czy „niedualizmu” wydaje się dziś zbyteczna. Od czasu kiedy Einstein odkrył równanie fluktuacji, stawało się coraz bardziej i bardziej oczywiste, że natura wymyka się prymitywnym pojęciom cząstki i fali i dla jej opisania konieczna jest bardziej sofistyczna teoria. Jest nią współczesna teoria kwantów, która niejako nakłada na siebie obydwa modele i tylko w pewnych granicach reprezentuje jeden lub drugi. Od końca 1920 roku teoria kwantów przedstawia sobą kompletną całość. Po cóż wybierać między obrazem falowym czy cząstkowym. Wybór ten będzie arbitralny, a co więcej, nie przyniesie zrozumienia istoty rzeczy. Teoria kwantów pozwala nam reprezentować stany fizyczne układu na różne sposoby i reprezentacje te wiązać ze sobą, w ramach teorii, poprzez jednoznaczne transformacje. Mamy więc reprezentację przestrzenną, dogodną dla wyrażania prawdopodobieństwa znalezienia cząstki w określonym punkcie przestrzeni; mamy reprezentację pędową, w której prosto wyraża się prawdopodobieństwo, że cząstki będą miały określone pędy. Ponieważ pęd, zgodnie z de Broglie’em, określa długość fali materii, przeto falowe własności układu są dobrze widoczne w tej właśnie reprezentacji. Wymienione wyżej reprezentacje, ze względu na tradycję datującą się od pionierskiego okresu teorii kwantów, zwiemy odpowiednio „obrazem cząstkowym” i „obrazem falowym”. Istnieje nieograniczona ilość innych reprezentacji

(dla przykładu reprezentacja energetyczna, w której łatwo wyliczyć poziomy energetyczne układu), a każda z nich opisuje wszystkie własności układu. Tak np. rozmieszczenie cząstek w przestrzeni można wyliczyć przy użyciu reprezentacji pędowej. W teorii kwantów wszystkie układy traktujemy w jednokowy sposób, niezależnie od tego, czy w ujęciu klasycznym składają się z cząstek, czy też opisywane są w terminach pól (fal).

Rzeczą daleko bardziej istotną, aniżeli rozróżnienie między falami i cząstkami, jest podział cząstek¹ na wspomniane już dwie klasy, z których jedna podlega statystyce Bosego (bozony), druga zaś statystyce Fermiego (fermiony). O ile bozony można porównywać z klasycznymi cząstkami i falami, o tyle porównanie to zawodzi w niektórych aspektach dla fermionów (o czym mówiliśmy już przy okazji równania 3).

Co się tyczy samego sposobu wyprowadzenia mechaniki kwantowej zaproponowanego przez Landégo, uważamy, że wart jest wnikliwej analizy, którą zresztą przeprowadził A. Shimony w swoim artykule [2]. Ze swej strony dodamy tylko parę uwag. W podejściu Landégo u podstaw teorii kwantów mają leżeć pewne postulaty dotyczące statystyki. Postulaty te są obce fizyce klasycznej, natomiast przynależą do niej wszystkie jego pozostałe koncepcje. Fakt, że można wyprowadzić teorię podobną do mechaniki kwantowej w oparciu o postulaty statystyczne, nie jest niczym zdumiewającym. Wyprowadzenie to, jako takie, może być nawet interesujące i wcale nie trzeba go zaopatrywać w ataki na domniemanych przeciwników. Co jest natomiast dziwne, to upieranie się przy używaniu makroskopowych koncepcji fali i cząstki do opisu zjawisk w skali atomowej oraz odrzucanie samonasuwających się interpretacji rezultatów eksperymentu z powodu dogmatu czy uprzedzenia.

Dyskusja

Landé: Czy nie zdaje sobie sprawy z historycznego źródła dualistycznej interpretacji? Wiem oczywiście o Einsteinowskich kwantach światła stanowiących przeciwieństwo koncepcji falowej. Z drugiej strony jednak wiem także, iż unitarna kwantowa teoria promieniowania sprowadziła foton do roli liczby kwantowej przypisywanej periodycznemu składowemu ciąglemu polu Maxwella. Tym samym wszystko co robiono na rachunek dualnego obrazu promieniowania, a więc np. przypisywanie fotonom *ad hoc* spinu czy własności elektrycznych i magnetycznych, wszystko to stało się zbyteczne. Fale światła są rzeczywiste, fale materii — nie, i to w niejednym sensie.

Dualistyczny punkt widzenia zaczęto brać poważnie dopiero po eksperymencie z dyfrakcją elektronów. Wydawało się bowiem, że nie ma innego wytłumaczenia tego zjawiska jak to, że elektron, który ma przejść przez kryształ lub ekran ze szczelinami, powiększa miliony razy swe oryginalne rozmiary,

¹ Jak widać, słowo „cząstka“ używane tu jest w dwojakim znaczeniu: klasycznym i kwantowo-mechanicznym (przyp. tłum.).

niejako „rozmywa się“ na obszar pokrywający obie szczeliny i interferuje sam ze sobą. Tej „nowej pojęciowo sytuacji“, czy też jeśli kto woli, magicznej transmutacji mogli teoretycy uniknąć, gdyby zauważyli istnienie reguły kwantowej Duane'a (1923). Reguła ta wyjaśnia dyfrakcję elektronów w sposób naturalny, jako konsekwencję skwantowania zmiany pędu elektronu powodowanej przez oddziaływanie z dyfraktorem. Pokazałem to szczegółowo w swoich książkach i artykułach. Dla wielu młodszych fizyków, których od początku utwierdzano w dualistycznej doktrynie, stanowi to prawdziwą rewelację. Born pomniejsza znaczenie reguły kwantowej dla pędu w odniesieniu do analogicznych reguł dla energii i momentu pędu p_φ . Jest to niefizyczne tak, jak gdyby ktoś chciał pomniejszyć znaczenie prawa zachowania pędu w stosunku do praw zachowania energii i momentu pędu. Powinniśmy zapytać: „Dlaczego teoretycy od teorii kwantów ignorują teorię kwantów?“. Chciałbym, aby mi ktoś ukazał bodaj jedno miejsce w literaturze na temat interpretacji, gdzie cytowano by ujęcie Duane'a w zastosowaniu do cząstek materialnych. Born był jednym z nielicznych, którzy znali artykuł Duane'a z 1923 roku.

Born i Biem: Każdy fizyk zaakceptuje regułę Duane'a [6], która pozwala na poprawny opis wszystkich eksperymentów opartych na oddziaływaniu z układem o strukturze periodycznej. Ale sama akceptacja nie oznacza głębszego zrozumienia. Pierwszym przebłyskiem tego zrozumienia jest właśnie artykuł de Broglie'a z października 1923 roku. W pracy powiązane zostały reguły Plancka i Duane'a. W oparciu o teorię względności de Broglie wiąże czterowektor energii-pędu z czterowektorem częstości — liczby falowej. Artykuły Duane'a były dobrze znane w latach dwudziestych [7].

Landé: Przedstawianie Einsteina jako „szermierza dualizmu“ jest szczególnie niehistoryczne. Każdy fizyk zna jego uporczywą walkę przeciwko poglądom Bohra i Heisenberga, według których każda pojedyncza cząstka ma własności falowe, takie, jak „rozmazanie“ w przestrzeni fazowej pq i związane z nim nieokreśloności pomiaru. Einstein skonstruował cały szereg eksperymentów myślowych aby udowodnić, że cząstki nie wykazują owych nieokreśloności, jakie narzuca dualizm Bohra. Wielu obserwatorów tego „pojedyńku“, wśród nich Born, uważa, że Bohr „wygrał“. Ja jednak nie jestem o tym całkiem przekonany, a to z powodu matematycznych luk w argumentacji Bohra (patrz str. 123 *New Foundations of Quantum Mechanics*). Jednoczesne występowanie korpuskularnych i falowych fluktuacji w gazach, które według Borna dowodzi dualnej natury fal i cząstek, zostało wyjaśnione (częściowo nawet przez samego Einsteina) jako rezultat nałożenia wymagań symetrii na czysto korpuskularną mechanikę bozonów i fermionów. Dualizm — „nie podlegająca dyskusji konsekwencja równania fluktuacji“, to nie więcej jak tylko kontrast między oczywistymi i nieoczywistymi efektami kwantowej mechaniki cząstek oraz prowadzące do nieporozumień słowo. Mamy do czynienia z zupełnie innym rodzajem dualizmu, jeśli przyjmiemy, że materia składa się z dyskretnych cząstek zanurzonych w ciągłym polu, przy czym i pole i cząstki podlegają tym samym

fundamentalnym prawom kwantowym. Nawet Einstein nie umiał ulepszyć tej w istocie niezadowolającej koncepcji świata. To nie moja wina, że w prostym przypadku trójwymiarowej dyfrakcji strumień cząstek daje na kliszy taką samą strukturę interferencyjną jak wiązka promieniowania X . Niemniej jednak w innych okolicznościach umiemy doskonale odróżniać efekty elektromagnetyczne od korpuskularnych. Polecam szczególnie aktualny artykuł Mario Bunge *Analogy in Quantum Theory: From Insight to Nonsense* [8]. Poza tym gdzie i kiedy mówiłem, że Schrödinger akceptował korpuskularną teorię materii wbrew swej własnej teorii falowej?

Born i Biem: Landé mówi: „Materia składa się z cząstek zanurzonych w ciągłym polu...“. Istnieje jednak wiele innych obiektów, o których nie wspomina, nie mieszczących się pod żadną z etykiet: „pole“, „cząstka“. Mamy natomiast lepsze sposoby klasyfikacji, np. podział na bozony i fermiony, na cząstki (czy kwanty) z masą zerową i masą różną od zera. Fotony i mezony mają ze sobą coś wspólnego — bo są bozonami. Neutrino i elektrony posiadają wspólne własności — bo są fermionami. Ale też pod pewnymi względami (np. natury kinematycznej) podobnie zachowują się neutrino i fotony jako cząstki o zerowej masie.

Landé: Historycznie rzecz biorąc dualizm fal i cząstek uśmiercił sam Max Born, kiedy to w 1927 roku ogłosił swą godną podziwu statystyczną interpretację funkcji falowej Ψ . On właśnie bardziej niż ktokolwiek inny podkreślał czysto statystyczny charakter mechaniki kwantowej, w przeciwieństwie do „fal determinizmu“ Schrödingera. W ujęciu Borna dualizm nabrał cech nielogicznego kontrastu, polegającego na przeciwstawianiu pojedynczej cząsteczki, która „interferuje sama ze sobą“, jednej z jej wielu własności, tej mianowicie, że w zbiorze cząstek identycznych wykazuje probabilistyczny rozkład reprezentowany zespoloną, periodyczną funkcją. Cząstka zasługuje na nazwę „dualna“ nie więcej niż... chory na gripę. Rzeczywiście, można przecież argumentować, że z jednej strony stanowi on pojedynczą cząstkę, z drugiej zaś krzywa przebiegu epidemii ma „góry“ i „doliny“, w czym przypomina fale. W swoich „dogmatach i uprzedzeniach“ oraz w „walce z wiatrakami“, jak to scharakteryzował Born moje poglądy, początkowo istotnie mogłem przypominać samotnego Don Kichota. Ale dziś mam za sobą wielu wybitnych fizyków i filozofów nauk ścisłych. Jesteśmy świadkami swego rodzaju rewolucji. Nikt nie byłby bardziej zachwycony niż sam Einstein, gdyby Bornowska statystyczno-cząstkowa interpretacja mechaniki kwantowej zatryumfowała nad wszelkimi przejawami dualizmu poprzez usunięcie paradoksu dyfrakcji materii.

Born i Biem: Czy istotnie „Einstein byłby zachwycony“ ową rewolucją? Nie mamy żadnej wątpliwości, że Einstein nigdy nie akceptował statystycznego aspektu teorii kwantów. Statystyczno-cząstkowa interpretacja Borna, jakkolwiek nie miał przeciwko niej dostatecznych argumentów, wydawała się Einsteinowi czymś prowizorycznym, czymś co z doskonalszej teorii zostanie wyeliminowane. Einstein nie był oczywiście „szermierzem dualizmu“. Był

jednakże odkrywcą równania fluktuacji i bez sukcesu próbował je zinterpretować w sposób, który byłby dla niego bardziej do przyjęcia niż mechanika kwantowa.

Niewątpliwie można sformułować mechanikę kwantową unikając wszelkich wyrażeń o charakterze falowym. Czasem jest to łatwe, a czasem trudne. Zawsze natomiast można zapytać: do czego to jest potrzebne?

Tłumaczył J. Turnau

Translated from *Physics Today*, August 1968.

Literatura

- [1] A. Landé, *Foundations of Quantum Theory*, Yale Univ. Press, New Haven 1955; *From Dualism to Unity in Quantum Physics*, Cambridge Univ. Press, London 1960; *New Foundations of Quantum Mechanics*, Cambridge Univ. Press, London 1965.
- [2] A. Landé, *Dualismus, Wissenschaft und Hypothese*, Heisenbergfestschrift 1965; *Philosophia naturalis*, Vienna, **8**, 232 (1964); *Brit. J. Phil. Sci.*, **15**, 307 (1965); *Amer. J. Phys.*, **33**, 123 (1965); *Amer. J. Phys.*, **34**, 1160 (1966); *Phys. Today*, **20**, no 2, 55 (1967).
- [3] A. Shimony, *Phys. Today*, **19**, no 9, 85 (1966).
- [4] A. Einstein, *Ann. Phys.*, **17**, 132 (1905); *ibid.*, **20**, 199 (1906); *Z. Phys.*, **10**, 185 (1909).
- [5] A. Einstein, z listu do Maxa Born'a z marca 1920 roku.
- [6] W. Duane, *Proc. Nat. Acad. Sci. U. S. A.*, **9**, 158 (1923).
- [7] M. Jammer, *The Conceptual Development of Quantum Theory*, McGraw-Hill New York 1966; F. Hund, *Gesichte der Quantentheorie*, BI, Mannheim 1967.
- [8] M. Bunge, *Brit. J. Phil. Sci.*, **18**, 265 (1967).

Kazimierz Gumiński

Katedra Chemii Teoretycznej
Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Chemia teoretyczna w Polsce w latach 1965—1967 *

Polish Theoretical Chemistry 1965—1967

Dwa lata temu na XIX Zjeździe Fizyków Polskich w Krakowie miałem zaszczyt przedstawić osiągnięcia polskiej chemii teoretycznej do chwili wspomnianego Zjazdu [1]. W referacie dzisiaj chciałbym uzupełnić poprzednie sprawozdanie o wyniki za okres ostatnich dwu lat, jaki upłynął między XIX a obecnym XX Zjazdem.

Chemia teoretyczna rozwija się w Polsce dotychczas głównie w trzech ośrodkach: w Warszawie, Toruniu i Krakowie. W Warszawie i Krakowie rozwijane są przy tym wszystkie trzy fundamentalne jej gałęzie: chemia kwantowa, termodynamika chemiczna, teoria procesów nieodwracalnych. W Toruniu mamy mocną i liczną grupę specjalistów w chemii kwantowej.

*

*

*

Na wstępie referatu chciałbym podkreślić kilka faktów, zaszytych w okresie sprawozdawczym, a ważnych dla rozwoju chemii teoretycznej w Polsce, a także świadczących o randze, jaką sobie ta młoda dyscyplina zdołała zdobyć swymi wynikami.

I tak w jesieni 1965 r. została kreowana na Uniwersytecie Warszawskim druga z kolei Katedra Chemii Teoretycznej. Kierownictwo jej zostało powierzone profesorowi drowi Włodzimierzowi Kołosowi. W Krakowie zostały w jesieni 1965 utworzone przy Katedrze Chemii Teoretycznej na Uniwersytecie Jagiellońskim dwa nowe zakłady. Oprócz Zakładu Chemii Teoretycznej, kierowanego przez doc. dra Andrzeja Witkowskiego, mamy tam teraz Zakład Chemii Kwantowej, kierowany przez doc. dra Alojzego Gołębiewskiego, oraz Zakład Termodynamiki i Teorii Procesów Nieodwracalnych, kierowany przez prof. dra Kazimierza Gumińskiego. W Zakładzie tym pracuje również doc. dr Andrzej Fuliński, habilitowany w 1966 r.

* Referat plenarny wygłoszony na XX Zjeździe Fizyków Polskich.

Ważnym wydarzeniem dla rozwoju chemii teoretycznej w Polsce są dokonane na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika w Toruniu habilitacje dwu teoretyków pracujących w zagadnieniach chemii kwantowej: doc. dr Lucjana Wolniewicza i doc. dr Wiesława Woźnickiego. Chciałbym tu mocno podkreślić, że piękny i duży dorobek licznej grupy toruńskiej w zakresie chemii kwantowej jest argumentem w pełni uzasadniającym postulat, by na Uniwersytecie Mikołaja Kopernika została jak najszybciej kreowana trzecia z kolei w Polsce katedra chemii teoretycznej.

O randze, jaką sobie młoda polska chemia teoretyczna zdołała zdobyć, świadczy przyznanie na ostatnim Zjeździe Towarzystwa Fizycznego w roku 1965 nagrody tegoż Towarzystwa profesorowi dr Włodzimierzowi Kołosowi i docentowi dr Lucjanowi Wolniewiczowi. Świadczy o tym przyznanie przez niedawno powstałą Międzynarodową Akademię Kwantowych Nauk Molekularnych (z siedzibą w Paryżu) jej pierwszej dorocznej międzynarodowej nagrody z czerwca 1967 roku profesorowi dr Włodzimierzowi Kołosowi. Świadczy wreszcie o tym powierzenie docentowi dr Andrzejowi Witkowskiemu jednego z wiodących referatów — wykładów pt. *Sprzężenia wibronowe* na Międzynarodowej Szkole Letniej Chemii Kwantowej, odbywającej się na Węgrzech we wrześniu bieżącego roku.

*

*

*

Przechodząc do bardziej szczegółowego omówienia dorobku chemii teoretycznej w Polsce za ostatnie dwa lata, zreferuję je kolejno Ośrodkami, opierając się na dostarczonych mi przez nie materiałach i autoreferatach.

Jak wspominałem, w Ośrodku Warszawskim rozwijane są wszystkie trzy kierunki chemii teoretycznej. W zakresie termodynamiki chemicznej i teorii procesów nieodwracalnych wymienić należy liczne prace profesora dr Bogdana Baranowskiego i jego uczniów z Polskiej Akademii Nauk, następnie docenta dr Jana Steckiego, doc. dr Władysława Malesińskiego, doc. dr Lecha Stolarezyka, doc. dr Henryka Buchowskiego i grupę teoretyczną uczniów profesora Świątosławskiego. Prace te dotyczą termodynamiki chemicznej, teoretycznych zagadnień fizykochemicznych, chemii i fizykochemii statystycznej itp.

Jeśli chodzi o kierunek chemii kwantowej, to jest on w Warszawie reprezentowany przez prof. dr Włodzimierza Kołosa i jego współpracowników. Blisko z prof. Kołosem współpracował docent dr Lucjan Wolniewicz z Torunia. W pracach kontynuowano bardzo dokładne obliczenia dla małych układów molekularnych. Obliczono, w przybliżeniu adiabatycznym, krzywe energii potencjalnej dla niektórych stanów wzbudzonych cząsteczki wodoru, uzyskując bardzo dobrą zgodność z doświadczeniem. Do ciekawszych wyników należy stwierdzenie [2] dużej zmiany wartości energii dysocjacji dla stanu B , spowodowanej uwzględnieniem diagonalnych poprawek na ruch jąder oraz definitywne rozstrzygnięcie [3] wątpliwości doświadczalnych dotyczących względn-

nego położenia stanów tripletowych i singletowych. Dla stanu B dokonano analizy sposobu, w jaki charakter funkcji falowej zmienia się ze zmianą odległości między atomami.

Interesujące wyniki uzyskano również wykonując dokładne obliczenia polaryzowalności cząsteczki wodoru [4]. Umożliwiły one, między innymi, ustalenie wzorca dla pomiaru natężeń w ramanowskiej spektroskopii gazów. Przewodzone były również badania oddziaływania dalekiego zasięgu między prostymi atomami, głównie w oparciu o rachunek zaburzeń drugiego rzędu [5].

Mgr J. Baran wykonał modelowe obliczenia mające na celu zbadanie wpływu oddziaływań międzycząsteczkowych na parametry optyczne niektórych cząsteczek, w szczególności przy przejściu z fazy gazowej do fazy ciekłej.

W Ośrodku Krakowskim prace prowadzone w Zakładzie Chemii Teoretycznej przez doc. dr Andrzeja Witkowskiego i współpracowników dotyczyły dwóch zagadnień: 1. teorii sprzężeń wibronowych w drobinach i kryształach molekularnych, 2. teorii wiązania wodorowego.

Prace z pierwszej tematyki [6] dotyczą opisu własności wzbudzonych stanów elektronowych układów identycznych drobin jak dimery, polimery i kryształy molekularne. Widma elektronowe takich układów, efektywność przekazywania energii wzbudzenia między drobinami w takich układach, widma elektronowego rezonansu paramagnetycznego trypletowych ekscytonów są przykładami typowych zagadnień opracowanych w ramach pierwszej tematyki. Podstawowa trudność teoretyczna przy opisie wzbudzonych stanów elektronowych układu identycznych molekuł pochodzi z niestosowalności aproksymacji Borna — Oppenheimera. W Zakładzie Chemii Teoretycznej UJ przeprowadzono analizę teoretyczną takiej sytuacji w dimerach i kryształach molekularnych i wyprowadzono nowe, podstawowe równania opisujące ją. Równania te prowadzą do szeregu konsekwencji, dając opis ilościowy widma absorpcji i fluorescencji układu identycznych cząstek, wraz ze strukturą wibracyjną przejścia przewidują zasadniczą zmianę dotychczasowych elektronowych reguł wyboru, opisują zmiany szerokości pasma elektronowego, jego położenia itp. Wszystkie te przewidywania teoretyczne zostały później sprawdzone doświadczalnie w pracach przeprowadzonych w kilku krajach. Ostatnio pewne konsekwencje wpływu różnicy stałych siłowych między podstawowym i wzbudzonym stanem elektronowym molekuly na sprzężenie wibronowe w dimerach zbadano w pracach J. Konarskiego [7], oraz wpływ wysokiej symetrii drobin na sprzężenie wibronowe w dimerach w pracy Witkowskiego i Rękasa.

W pracach Witkowskiego [8, 9] pokazano, że sprzężenie ekscytonów z polem fononów w kryształach molekularnych prowadzi do bezpośredniego oddziaływania ekscyton — ekscyton i wprowadzono mikroskopową postać hamiltonianu tego oddziaływania. Ten nowy typ oddziaływania pozwala uzasadnić mikroskopowo czysto fenomenologiczną teorię zależności singletowo — tripletowej szczeliny energetycznej w kryształach molekularnych typu liniowego (jak TNCQ) od temperatury. W trójwymiarowych kryształach molekularnych, gdzie ekscytony są w przybliżeniu bozonami, oddziaływanie to po-

ważnie ogranicza możliwość kondensacji ekscytonów, proponowanej przez Blatta.

W ramach drugiej tematyki Zakładu Chemii Teoretycznej UJ prowadzono prace nad własnościami spektralnymi wiązania wodorowego. Dość niezwykle zmiany spektralne występujące w widmach podczerwonych grupy X-H (np. OH, NH itp.) po utworzeniu wiązania wodorowego są znane od lat. Zmiany te to często dziesięciokrotny wzrost intensywności i szerokości pasma drgań X-H oraz występowanie skomplikowanej struktury subtelnej. Dotychczas prace teoretyczne nie były w stanie podać nawet jakościowo poprawnej interpretacji tego zjawiska. W pracach Witkowskiego [10] oraz Maréchała i Witkowskiego [11, 12] podano pierwszą w literaturze światowej ilościową teorię widm podczerwonych wiązania wodorowego. Przeprowadzono szczegółowe porównanie teorii z klasycznymi wynikami doświadczalnymi dla kwasów karboksylowych w fazie gazowej oraz imidazolu w fazie stałej. Otrzymano pełną zgodność obliczonego widma z danymi doświadczalnymi i to zarówno dla szerokości pasma, jak, co ważniejsze, dla częstości i intensywności struktury subtelnej i to dla wyjściowych substancji jak i ich deuteropochodnych o wiązaniu wodorowym.

Prace naukowe prowadzone w Zakładzie Chemii Kwantowej UJ, kierowanym przez docenta dr Alojzego Gołębiewskiego, dotyczyły trzech zagadnień: własności pi-elektronowych układów aromatycznych i skoniugowanych, własności elektronowych związków kompleksowych oraz rezonansowego rozpraszania elektronów na atomach i drobinach.

W zakresie pierwszego zagadnienia A. Sadlej zaprogramował metodę SC LCAO MO, opracowaną wcześniej przez A. Gołębiewskiego i J. Nowakowskiego [13] w r. 1965, i wykonał obliczenia dla około 20 węglowodorów aromatycznych i skoniugowanych [14]. Obliczenia te potwierdziły na większym materiale statystycznym przydatność metody SC LCAO MO. Gołębiewski opracował ostatnio program dla tej metody na maszynę elektroniczną GIER, pozwalający przeprowadzić badania nad uogólnieniem metody na układy heteroaromatyczne, zawierające do 30 centrów pi-elektronowych.

W pracach J. Nowakowskiego, A. Gołębiewskiego i H. Kowalskiego [15] wykazano, że orbitale molekularne otrzymane metodą SC LCAO MO stanowią również dogodną bazę dla obliczeń anizotropii podatności diamagnetycznej węglowodorów aromatycznych wykonywanych metodą Londona, w wersji opracowanej przez tych autorów. Wyniki uzyskane dla 11 węglowodorów (na maszynie UMC 1) wykazały o wiele lepszą zgodność z doświadczeniem aniżeli znane dotychczas w literaturze.

Zainteresowano się również układami aromatycznymi zawierającymi zawady przestrzenne. A. Parczewski i A. Gołębiewski [16] powiązali metodę SC LCAO MO z wyprowadzoną przez Coulsona i Seneta w 1955 roku metodą badania deformacji drobin na skutek zawady przestrzennej. Metodę swą zastosowali do drobin dwufenylu, uzyskując nieomal ilościową zgodność długości wiązań i kąta skręcenia płaszczyzn pierścieni benzenowych z doświadcze-

niem. A. Parczewski i A. Gołębiowski dokonali również próby uogólnienia metody Parisera, Parra i Pople'a do układu zawierającego zawadę przestrzenną, w szczególności bifenyłu. Rezultaty są w dobrej zgodności z doświadczeniem, zarówno jeśli chodzi o energię przejść elektronowych, jak i o względne wartości mocy oscylatora.

A. Sadlej wykazał [17], że przyjęcie orbitali SC LCAO MO jako podstawy w metodzie Parisera, Parra, Pople'a oraz przyjęcie wprowadzonej przez Gołębiowskiego zależności całki rezonansowej od długości wiązania prowadzi do lepszej zgodności obliczonych przejść singletowych aniżeli metody stosowane przez innych autorów. Dokonał on również [18] interpretacji widma elektronowego aminoantracenu metodą Longuet-Higginsa i Murrella.

W zakresie drugiego zagadnienia A. Gołębiowski i H. Kowalski [19] podjęli próbę zastosowania metody orbitali molekularnych, a w szczególności metody SCCO MO (metody samouzgodnionej konfiguracji elektronowej i ładunków na atomach) do rozstrzygnięcia struktury elektronowej niektórych związków kompleksowych w zależności od typu symetrii anionu. W szczególności, w ramach współpracy naukowej z prof. dr Wiktorem Jakóbcem i Jego Szkołą, podjęto badania nad oktocyjankami molibdenu i ich fotoproduktami. A. Gołębiowski opracował program w tzw. Gier-Algolu, pozwalający zastosować wspomnianą metodę do kompleksów o dowolnej symetrii przy uwzględnieniu wszystkich całek nakładania między orbitalami atomowymi typu Hartree-Focka. W oparciu o ten program H. Kowalski i A. Gołębiowski obliczyli poziomy orbitalne elektronów w oktocyjankach molibdenu na III i IV stopniu utlenienia, zarówno dla symetrii D_{4d} , jak i D_{2d} , wyznaczając jednocześnie rozkład gęstości elektronowych i spinowych oraz indeksy wiązań.

W zakresie trzeciego zagadnienia zajmowano się rezonansowym rozpraszaniem elektronów na drobinach i atomach. A. Gołębiowski wspólnie z H. S. Taylorem i G. N. Nazarovem (USA) pokazali [20], że stosując do zagadnień rozpraszania rezonansowego wiązki elektronów model jonu przejściowego, składającego się z rozpraszającego atomu czy drobinę oraz z rozpraszanego elektronu, można przeprowadzić nie tylko klasyfikację dotychczasowych doświadczeń, ale również przewidzieć często orientacyjne położenie maksimów rezonansowych i ich połowkowe szerokości.

W Zakładzie Termodynamiki i Teorii Procesów Nieodwracalnych UJ A. Fuliński ogłosił cykl prac [21, 22] dotyczących własności formalnych równań kinetycznych (*master equation*), badając następnie [22] przydatność różnych przybliżeń dla tych równań na przykładzie przewodnictwa elektrycznego w granicznym przypadku wysokich częstości pola w modelowym układzie elektronów znajdujących się w polu ciężkich zanieczyszczeń. Okazało się, że w tym przypadku nie można w tych równaniach zaniedbać części niejednorodnej (tzw. *destruction fragment*). A. Fuliński z W. Kramarczykiem zajmują się również własnościami ogólnych równań kinetycznych [23]. Uzyskane dotychczas wyniki pokazują, że najogólniejsze równanie tego typu nie musi zawierać tzw. „pamięci“, czyli splotu w czasie. Może ono być napisane w postaci zawierającej

tylko wielkości zadane dla tej samej chwili. Taką postać ogólnego M -równania można otrzymać zarówno przez przekształcenie M -równania zawierającego człon z pamięcią (z całą w skończonym przedziale czasu), jak i wprost z równania von Neumanna dla macierzy gęstości. Wynik powyższy obowiązuje również i dla równań klasycznej mechaniki statystycznej. Poza tym S. Fujita (Oregon University USA) z A. Fulińskim ogłosili pracę dotyczącą stosowania w zagadnieniach nierównowagowych mechaniki statystycznej nowej opracowanej przez siebie metody rachunkowej, polegającej na rozwijaniu macierzy gęstości i średnich statystycznych przy pomocy tzw. diagramów związanych. Rozwinięcie to nie zależy od reprezentacji i jest związane ze zlokalizowaniem procesów oddziaływań.

W dziedzinie teorii stanów równowagi A. Fuliński z M. Zgierskim zajmowali się wpływem oddziaływań międzycząsteczkowych na różne zjawiska. Wyliczyli oni rozkład pędów w gazie o cząsteczkach oddziaływających [25] (uogólniony rozkład Maxwella-Bolzmannna) w tzw. przybliżeniu diagramów wiodących (w tzw. granicy termodynamicznej wielkich układów), sumując wyrazy rozwinięcia perturbacyjnego dla średniej liczby obsadzeń do nieskończoności. Przybliżenie to jest przybliżeniem quasiidealnym, gdyż nie zmienia ono kształtu funkcji pędów, zmieniając jedynie zależność równowagowej funkcji rozkładu Maxwella-Bolzmannna od temperatury i od objętości. Dalszym krokiem było zastosowanie tego rachunku do obliczania funkcji rozpraszania powolnych neutronów [26], gdzie znaleziono również wpływ dalszych poprawek, sumując najważniejsze wyrazy poprzednio odrzucone. Uwzględnianie tych poprawek (będących częściowo poprawkami o charakterze czysto kwantowym) zmienia już kształt zależności funkcji rozkładu od pędów, oraz kształt widm neutronów rozproszonych przez gaz. Zmiany te mogą tłumaczyć pewne zaobserwowane rozbieżności między dotychczasowymi teoriami a wynikami doświadczalnymi rozpraszania neutronów przez gazowy metan.

W pracach toruńskiej Grupy Chemii Kwantowej kierowanej przez doc. dr Wiesława Woźnickiego uczestniczą: K. Jankowski, J. Karwowski, J. S. Kwiatkowski, J. Wasilewski, M. Kluczyński i B. Żurawski.

Działalność naukowa Grupy w latach 1965—1967 koncentrowała się głównie wokół dwóch grup tematycznych:

1. Badanie układów pi-elektronowych,
2. Zagadnienie korelacji w układach wieloelektronowych.

W zakresie pierwszej grupy tematów W. Woźnicki podał nowe sformułowanie półempirycznej wersji teorii pola samouzgodnionego w odniesieniu do układów pi-elektronowych [27, 28]. Autor wykonał dokładną analizę transformacji przeprowadzającej podstawowe równania metody AS SCFMO LCAO CI do bazy ortogonalnych orbitali atomowych i pokazał, że mimo formalnego podobieństwa, jakie istnieje między otrzymaną w ten sposób teorią, a klasyczną metodą Pariser-Parra-Pople'a, istnieją między nimi zasadnicze różnice. Na tej podstawie sformułował nowy, półempiryczny schemat teorii, w ramach którego zaproponował różną od dotychczasowej metodę wyboru wielkości odgrywających rolę

parametrów empirycznych. Są to mianowicie elementy macierzowe typowych jedno- i dwuelektronowych operatorów w bazie nieortogonalnych orbitali atomowych. Schemat ten zabezpiecza przenośność parametrów empirycznych teorii i pozwala w poprawny sposób uwzględnić aktualną topologię drobin. W celu praktycznego sprawdzenia nowej metody W. Woźnicki i J. Karwowski [29] przeprowadzili obliczenia dla reprezentatywnej serii dziesięciu nienasyconych węglowodorów pierścieniowych. Obliczyli oni szereg podstawowych wielkości charakteryzujących te układy, a mianowicie: potencjały jonizacyjne, powinowactwa elektronowe, długości wiązań, energie i natężenia oscylatorów dla przejść singlet-singlet i tryplet-tryplet. Rezultaty obliczeń pozostają w bardzo dobrej zgodności z doświadczeniem. Charakterystycznym wynikiem jest uzyskanie niejednorodnego rozkładu ładunku pi-elektronowego w węglowodorach naprzemiennych, który z dobrym powodzeniem może służyć jako wskaźnik reaktywności chemicznej w tych układach. Dalsze prace nad zastosowaniem omówionej powyżej metody dla układów zawierających heteroatomy i dla układów otwarto-powłokowych są obecnie w toku.

Problem znalezienia optymalnych parametrów w półempirycznej metodzie SCF LCAO MO CI w przybliżeniu uwzględniający wielokrotnie wzbudzone konfiguracje (dwu- i trzykrotnie wzbudzone) jest tematem prac J. Karwowskiego [30, 31]. Autor ten opracował metodę znajdowania na podstawie danych doświadczalnych charakteryzujących drobinę (głównie widmowych) zespołu parametrów empirycznych, które reprodukują te dane w obliczeniach przeprowadzonych metodą SCF LCAO MO CI. Tego rodzaju *Spectral matching procedure* jest w przypadku uwzględnienia wielowzbudzonych konfiguracji złożonym problemem numerycznym. Dla drobin benzenu J. Karwowski pokazał, że w przybliżeniu uwzględniającym wszystkie jedno- i dwuwzbudzone oraz najniższe trzywzbudzone konfiguracje jest możliwe znalezienie parametrów reprodukcujących trzy spośród czterech leżących najniżej stanów elektronowych (${}^3B_{1u}$, ${}^1B_{2u}$, ${}^1B_{1u}$, ${}^1E_{1u}$), natomiast nie istnieją parametry reprodukcujące położenia wszystkich czterech stanów. Ostatnie rezultaty wskazują, że reprodukcja taka jest możliwa, jeżeli przyjmie się, że najniższy stan trypletowy ma symetrię B_{2u} . Dalsze prace uwzględniające wszystkie trzy wzbudzone konfiguracje, jak również przelamujące klasyczne przybliżenia ZDO (patrz wyżej) są w toku. Problem optymalizacji parametrów dla układów zawierających heteroatomy jest znacznie bardziej skomplikowany. J. Karwowski, J. Wasilewski i W. Woźnicki [32] podjęli wstępną próbę przeprowadzenia obliczeń w schemacie SCF LCAO CI w przybliżeniu uwzględniającym wszystkie podwójnie wzbudzone konfiguracje dla 2 typowych N-heterobenzenów: pirydyny i pirazyny. Celem pracy było zbadanie możliwości przenoszenia uzyskanych dla benzenu parametrów po ich odpowiednim zmodyfikowaniu na układy zawierające azot. Bardzo dobra zgodność obliczonych położenia stanów singletowych z doświadczeniem wskazuje, że możliwość taka istnieje. Jak należało oczekiwać, rezultaty obliczeń dla stanów trypletowych dają zgodność z doświadczeniem tego samego typu jak dla benzenu. Dalsze prace w tym kierunku są w toku.

J. S. Kwiatkowski wykonał wielką serię obliczeń w ramach półempirycznej metody SCF LCAO CI (w przybliżeniu Parisera-Parra-Pople'a) dla szeregu drobin organicznych ze szczególnym uwzględnieniem drobin ważnych w biochemii [33—39]. Autor wprowadził nowe przybliżenie dla jednocentrowej całki kulombowskiej atomu centralnego prostej grupy donorowej X , oddającego dwa elektrony π do układu skoniugowanego, polegające na aproksymowaniu tej całki W_X w postaci:

$$W_X = -I(X-H) - \gamma XX,$$

gdzie $I(X-H)$ jest potencjałem jonizacyjnym drobin $X-H$, a γXX — jednocentrową całką kulombowską dla atomu centralnego. W ten sposób autor uzależnił całkę kulombowską dla atomu centralnego w grupie donorowej od rodzaju przyłączonych do niego atomów lub podstawników. Omówione przybliżenie okazało się bardzo użyteczne przy interpretowaniu widm elektronowych (przejść singlet — singlet typu $\pi - \pi$) i własności stanu podstawowego w seriach drobin organicznych jak: pochodne aminowe benzenu (anilina i dwuaminobenzeny), pochodne aminowe aniliny, pochodne pirydyny i pirymidyny podstawione jedną z grup aminową, metyloaminową i dwumetyloaminową, puryna i szereg jej pochodnych (jedno- dwu- i trójpodstawnych). Wyniki obliczeń zgadzają się dobrze, lub bardzo dobrze z rezultatami pomiarów doświadczalnych i pozwalają zinterpretować szereg charakterystycznych własności widma absorpcyjnego badanych układów. J. S. Kwiatkowski wykonał obliczenia dla 6- i 9-podstawionych pochodnych puryny [54, 55].

Uogólniona metoda swobodnego elektronu (G-FEMO) rozwinięta wcześniej przez W. Woźnickiego została użyta przez W. Woźnickiego i B. Żurawskiego do interpretacji własności stanu podstawowego pięcioczłonowych związków heterocyklicznych zawierających azot i tlen [40, 53] oraz niektórych nienasyconych węglowodorów pierścieniowych [41]. Autorzy przeprowadzili obliczenia dla potencjałów jonizacyjnych, momentów dipolowych i szeregu wskaźników reaktywności chemicznej (m. in. dla energii lokalizacji) otrzymując dobrą zgodność z doświadczeniem. Porównanie rezultatów obliczeń uzyskanych za pomocą uogólnionej metody swobodnego elektronu z wynikami obliczeń prostej metody LCAO (Hückla) wyraźnie przemawia na korzyść tej pierwszej.

Zagadnieniu teoretycznego badania reaktywności chemicznej N-heterobenzenów i pochodnych aminowych pirydyny i pirymidyny poświęcone były prace J. S. Kwiatkowskiego i B. Żurawskiego [42, 43]. Poświęcili oni szczególną uwagę obliczeniu energii lokalizacji dla modelu Whelanda kompleksu aktywowanego przy pomocy półempirycznej metody SCF LCAO. Uzyskali oni zadowalającą zgodność z doświadczeniem. Obliczenie wskaźników reaktywności przy pomocy metody Hückla dla szeregu układów skoniugowanych zawierających tlen i azot przeprowadził B. Żurawski [44]. Autor ten wykonał również oszacowanie przyczynków do momentów dipolowych pochodzących od elektronów sigma dla pirolu, pirydyny i furanu [45] w oparciu o aktualną geometrię tych drobin. Oszacowania tego rodzaju są bardzo potrzebne przy porównaniu

z doświadczeniem rezultatów obliczeń dla momentów dipolowych układów pi-elektronowych.

J. Wasilewski skonstruował program wykonujący obliczenia w ramach „otwarto-powłokowej“ metody SCF Roothana-Huzinagi z uwzględnieniem oddziaływania konfiguracyjnego. Wykonał on wstępne obliczenia w schemacie półempirycznym dla niektórych rodników węglowodorów nienasyconych (w szczególności obliczenia rozkładu gęstości spinowej ważnej dla interpretacji doświadczeń ESR).

W zakresie drugiej grupy tematycznej, zagadnień korelacji w układach wieloelektronowych, K. Jankowski wykonał szereg prac dotyczących analizy metody czynników korelacyjnych. Wykazał on, że duża efektywność tej metody jest związana z faktem, że czynniki te pozwalają w sposób istotny uwzględnić osobliwości w funkcji falowej, istnienie których związane jest ściśle z występowaniem biegunów kulombowskich w hamiltonianie. Dla prostoty rachunkowej K. Jankowski skoncentrował się głównie na najprostszym zagadnieniu wieloelektronowym — atomie helu. Znalazł on szereg ciekawych własności prostych funkcji falowych z czynnikami korelacyjnymi eliminującymi bieguny z wieloelektronowego równania Schrödingera [46]. Czynniki te znalezione były we wcześniejszej pracy K. Jankowskiego i W. Woźnickiego [51]. Pozwalają one na sformułowanie zagadnienia własnego dla „orbitalnej“ części funkcji falowej. K. Jankowski zastosował do tego zagadnienia procedurę zaburzeniową i pokazał, że może być ona, przez odpowiedni dobór czynnika korelacyjnego, szybciej zbieżna od standardowego rachunku zaburzeń [47]. Przedyskutował on również szereg dodatkowych własności funkcji z czynnikami korelacyjnymi, jak np. efektywny zasięg tych czynników [52]. Dwie dalsze prace tego autora [48, 49] poświęcone są znalezieniu pełnego zespołu warunków dostatecznych potrzebnych do spełnienia relacji Coulsona-Neilsona między wartością oczekiwaną elementu macierzowego $\langle \psi_t | \frac{1}{r_{1,2}} | \psi_t \rangle$ obliczonego przy pomocy funkcji próbnej ψ_t , a wartością odpowiedniego funkcjonu energii. Otrzymane rezultaty zostały ostatnio potwierdzone przez Coulsona i Luza w pracy, której celem było zweryfikowanie tych wyników.

Efektywność uwzględnienia korelacji elektronowej przez wprowadzenie do funkcji falowej zależności od odległości międzyelektronowych zbadane zostało również przez M. Kluczyńskiego [50]. Uogólnił on mianowicie procedurę konstrukcji takiej funkcji podaną pierwotnie przez L. Szásza na przypadek „otwarto-powłokowych“ stanów atomowych. Przeprowadził on obliczenia dla kilku najniższych stanów atomu węgla uzyskując około 50% energii korelacji.

Taki byłby oto krótki przegląd dorobku polskiej chemii teoretycznej za ostatnie dwa lata.

*

*

*

Na zakończenie mego referatu będzie może nie od rzeczy poświęcić słów kilka umiejscowieniu chemii teoretycznej, tej młodej dyscypliny naukowej, wśród innych nauk. Szczególnie jest to może wskazane uczynić na zjeździe fizyków, gdzie każde z obu słów nazwy: chemia teoretyczna może, w tym ich zestawieniu, powodować pewne niejasności.

Zacznę od drugiego z tych słów. Od słowa: teoretyczna. Oznacza ono dokładnie i ściśle to samo, nic mniej ani więcej i nic inaczej, aniżeli to samo słowo w nazwie znanej fizykom doskonale: fizyka teoretyczna. Jeśli tylko w chemii teoretycznej słowo to oznacza coś innego lub inaczej jest ujmowane, to po prostu nie jest to chemia teoretyczna, a co to jest wówczas, nie podjąłbym się określać.

A słowo chemia?

Słowo to nieraz ma bardzo różny sens. W prasie niekiedy ono bywa synonimem przemysłu chemicznego. W pojęciu fizyków możemy często odczytać podtekst: dość nudna nauka z dziwaczną i przerażającą nomenklaturą, najeżona obrazkowymi, zagmatwanymi wzorami, pełna przepisów, przypominających nieco przepisy kuchenne.

A tymczasem chemia jest po prostu nauką o składzie, budowie, dynamice, energetyce i innych fizycznych własnościach drobin, o ich reaktywności, o mechanizmie przemian jednych drobin w inne, a zatem o mechanizmie reakcji, na koniec o efektach fizycznych związanych z tymi procesami.

Jeśli sobie uprzytomnimy, że wartościowość, tzn. zdolność atomów do tworzenia drobin, a także samo wiązanie chemiczne wiążą się ściśle z spinami i funkcjami falowymi elektronów, że z przestrzennym rozmieszczeniem funkcji falowych elektronów związana jest struktura i geometria drobin, jej reaktywność i mechanizm reakcji, to zrozumiemy natychmiast, że chemia, jako nauka, jest po prostu rozdziałem fizyki i niczym innym. Zrozumiemy, że to co myli fizyka, a mianowicie specyfika chemicznych czynności laboratoryjnych i specyfika wzorów chemicznych, jest po prostu odmiennością chemicznego laboratorium oraz gwarą chemicznych schematów rysunkowych. Ale przecież i laboratorium optyczne jest odmienne od jądrowego, a schematy połączeń elektrycznych są odmienne od schematów biegu promieni w optyce geometrycznej.

Tak więc *chemia teoretyczna jest jednym z rozdziałów fizyki teoretycznej, tym mianowicie, który zajmuje się chemią, będącą jednym z rozdziałów fizyki.*

Stąd to referat o chemii teoretycznej znajduje się w programie Zjazdu Fizyków. Jest rzeczą dla zdrowego rozwoju chemii teoretycznej istotną, by była ona w ścisłym kontakcie z resztą fizyki. Jest to tak dla jej rozwoju istotne, że uważam, iż katedry chemii teoretycznej winny z reguły wchodzić w skład instytutów fizyki teoretycznej.

Potrzeba ta nie jest tylko jednostronna. Proszę zwrócić uwagę choćby na ten fakt, że fizyka współczesna coraz bardziej interesuje się konkretnymi substancjami i coraz bardziej zależy od poznania ich wewnętrznej struktury i strukturalnie wrażliwych własności.

Ale nie tylko to. Wydaje mi się, że zbliżamy się w nauce do nowych odkryć, fundamentalnych dla dalszego rozwoju wiedzy. Podobnie jak w czasie Gali-

leusza i Kopernika dokonała się w nauce rewolucja, wynikała z odkryć w makrokosmosie na pograniczu astronomii i fizyki, jak w czasie Rutherforda i Skłodowskiej-Curie dokonała się rewolucja, wynikała z odkryć w mikrokosmosie na pograniczu fizyki i chemii, tak, wydaje mi się, dokona się niedługo trzecia rewolucja, która wyniknie z odkryć w nauce o materii ożywionej na pograniczu fizykochemii i biologii. Dla odkryć tych ścisła współpraca chemii i fizyki, a zatem chemia fizyczna, fizyka chemiczna i chemia teoretyczna będą miały zasadnicze znaczenie. Nie ulega bowiem wątpliwości, że wynikać będą z poznania wewnętrznej struktury, dynamiki, energetyki i reaktywności poszczególnych drobin, z poznania praw, w myśl których uporządkowane zespoły drobin tworzą układy makroskopowe o strukturalnie wrażliwych własnościach, z poznania praw przekazywania pobudzeń energetycznych w takich zespołach i ich wzajemnej korelacji. Wydaje mi się, że chemia kwantowa, fizyka półprzewodników i metali, teoria ekscytonów i polaronów, teoria zjawiska charge-transferu, zasady cybernetyki aplikowane do takich układów są tu drogami wiodącymi do nowych decydujących odkryć, wyjaśniających procesy życia. Można powiedzieć krótko, że odkrycie praw ożywionej materii będzie dokonywane przez wniknięcie w biologię fizyki poprzez chemię, lub krócej, przez wniknięcie w nią chemii jako świadomej gałęzi fizyki. W tej właśnie dziedzinie rola chemii teoretycznej będzie chyba fundamentalna. Sądzę osobiście, że tu leży jej główne zadanie w historii nauki.

Abstract: A review of research in the field of theoretical chemistry in Poland (1965—67) is given.

Literatura

- [1] K. Gumiński, *Postępy Fizyki*, **17**, 347 (1966).
- [2] W. Kołos, L. Wolniewicz, *J. Chem. Phys.*, **45**, 509 (1966).
- [3] W. Kołos, *Chem. Phys. Letters*, **1**, 19 (1967).
- [4] W. Kołos, L. Wolniewicz, *J. Chem. Phys.*, **46**, 1426 (1967).
- [5] W. Kołos, *Intern. J. Quantum Chemistry*, **1**, 169 (1967).
- [6] A. Witkowski, *Modern Quantum Chemistry*, Acad. Press, Vol. III New York 1965.
- [7] J. Konarski, *Acta Phys. Polon.*, **30**, 251 (1966).
- [8] A. Witkowski, *Acta Phys. Polon.*, **31**, 13 (1967).
- [9] A. Witkowski, *Theor. Chim. Acta*, **4**, 317 (1966).
- [10] A. Witkowski, *J. Chem. Phys.*, **47**, 3645 (1967).
- [11] Y. Maréchal, A. Witkowski, *Theor. Chim. Acta*, **9**, 116 (1967).
- [12] Y. Maréchal, A. Witkowski, *J. Chem. Phys.*, **48**, 3697 (1968).
- [13] A. Gołębiowski, J. Nowakowski, *Acta Phys. Polon.*, **25**, 647 (1964); **26**, 105 (1964).
- [14] A. J. Sadlej, *Acta Phys. Polon.*, **27**, 859 (1965).
- [15] A. Gołębiowski, H. Kowalski, J. Nowakowski, *Acta Phys. Polon.*, **29**, 195 (1966).
- [16] A. Gołębiowski, A. Parczewski, *Theor. Chim. Acta*, **7**, 171 (1967).
- [17] A. J. Sadlej, *Acta Phys. Polon.*, **28**, 903 (1965).
- [18] Z. R. Grabowski, K. Rotkiewicz, A. J. Sadlej, *Repr. Intern. Conf. of Luminescence*, Budapest 1966.

- [19] A. Gołębiewski, H. Kowalski, *Theor. Chim. Acta*, **12**, 293 (1968).
- [20] A. Gołębiewski, G. Nazaroff, H. S. Taylor, *J. Chem. Phys.*, **45**, 2872 (1966).
- [21] A. Fuliński, *Acta Phys. Polon.*, **29**, 797 (1966); **30**, 671 (1966).
- [22] A. Fuliński, *Acta Phys. Polon.*, **31**, 241, 255, 265 (1967).
- [23] A. Fuliński, *Phys. Letters*, **24A**, 63 (1967); **25A**, 13 (1967), W. J. Kramarczyk, K. Voss, *Ann. Phys.*, **21**, 167 (1968), A. Fuliński, W. J. Kramarczyk, *Physica*, **39**, 575 (1968).
- [24] S. Fujita, A. Fuliński, *Acta Phys. Polon.*, **29**, 675 (1966).
- [25] A. Fuliński, M. Zgierski, *Acta Phys. Polon.*, **34**, 119 (1968). A. Fuliński, M. Zgierski, *Phys. Letters*, **27A**, 9 (1968).
- [26] A. Fuliński, M. Zgierski, *Acta Phys. Polon.*, **34**, 867, 1037, 1047 (1968).
- [27] W. Woźnicki, *Nowe sformułowanie półempirycznej teorii pola samouzgodnionego*, Wyd. Uniw. M. Kopernika, Toruń 1967.
- [28] W. Woźnicki, *Intern. J. Quant. Chem.*,
- [29] W. Woźnicki, J. Karwowski, (będzie ogłoszone).
- [30] J. Karwowski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys.*, **14**, 319 (1966).
- [31] J. Karwowski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys.*, **15**, 521 (1967).
- [32] J. Karwowski, J. Wasilewski, W. Woźnicki, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys.*, **14**, 259 (1968).
- [33] S. Kwiatkowski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys.*, **13**, 817 (1965).
- [34] S. Kwiatkowski, *Acta Phys. Polon.*, **29**, 477 (1966).
- [35] S. Kwiatkowski, *Acta Phys. Polon.*, **29**, 573 (1966).
- [36] S. Kwiatkowski, *Acta Phys. Polon.*, **30**, 529 (1966).
- [37] S. Kwiatkowski, *Acta Phys. Polon.*, **30**, 963 (1966).
- [38] S. Kwiatkowski, *Molecular Phys.*, **12**, 197 (1967).
- [39] S. Kwiatkowski, J. Wasilewski, *Molecular Phys.*, **13**, 229 (1967).
- [40] W. Woźnicki, B. Żurawski, *Acta Phys. Polon.*, **31**, 95 (1967).
- [41] W. Woźnicki, B. Żurawski, *Acta Phys. Polon.*, **32**, 757 (1967).
- [42] S. Kwiatkowski, B. Żurawski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys.*, **13**, 817 (1965).
- [43] S. Kwiatkowski, B. Żurawski, *Acta Phys. Polon.*, **32**, 893 (1967).
- [44] B. Żurawski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys.*, **14** 481 (1966).
- [45] B. Żurawski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys.*, **14**, 401 (1966).
- [46] K. Jankowski, *Acta Phys. Polon.*, **32**, 641 (1967).
- [47] K. Jankowski, *Acta Phys. Polon.*, **32**, 421 (1967).
- [48] K. Jankowski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Math. Astron. Phys.*, **14**, 163 (1966).
- [49] K. Jankowski, *Acta Phys. Polon.*, **30**, 813 (1966).
- [50] M. Kluczyński, *Acta Phys. Polon.*, **30**, 355 (1966).
- [51] K. Jankowski, W. Woźnicki, *Bull. Acad. Pol. Sci. Ser. III*, **13**, 249 (1965).
- [52] K. Jankowski, *Acta. Phys. Polon.*, **32**. 997 (1967)
- [53] B. Żurawski, *Acta Phys. Polon.*, **31**, 1079 (1967).
- [54] J. S. Kwiatkowski, *Bull. Acad. Pol. Sci. Ser. III*, **16**, 51 (1968).
- [55] J. S. Kwiatkowski, *Theor. Chim. Acta*, **10**. 47 (1968).

Andrzej Bałanda

Instytut Fizyki
Uniwersytetu Jagiellońskiego
Kraków

Bezpośrednie pomiary spektroskopowe na wiązce cząstek naładowanych i w strumieniu neutronów

Direct Spectroscopic Measurements on the Neutron or Charged Particles Beam

1. Wstęp

Najwięcej informacji dotyczących opisu jąder atomowych uzyskuje się z eksperymentów zaliczanych do fizyki jądrowej niskich energii. W tym dziale fizyki wyróżnić można zasadniczo dwa kierunki: reakcje jądrowe i spektroskopię jądrową.

W przypadku reakcji jądrowych przedmiotem badań są najczęściej rozkłady kątowe cząstek emitowanych z tarczy, pomiary energii tych cząstek oraz tzw. wydajności reakcji. W ostatnim przypadku mierzy się wielkości proporcjonalne do aktywności tarczy w zależności od energii cząstek bombardujących.

Celem typowych metod spektroskopii jądrowej jest wyznaczenie różnych parametrów opisujących jądra atomowe. Metody te polegają najczęściej na pomiarach promieniowania wysyłanego przez inne jądra rozpadające się na izotopy, stanowiące przedmiot badań.

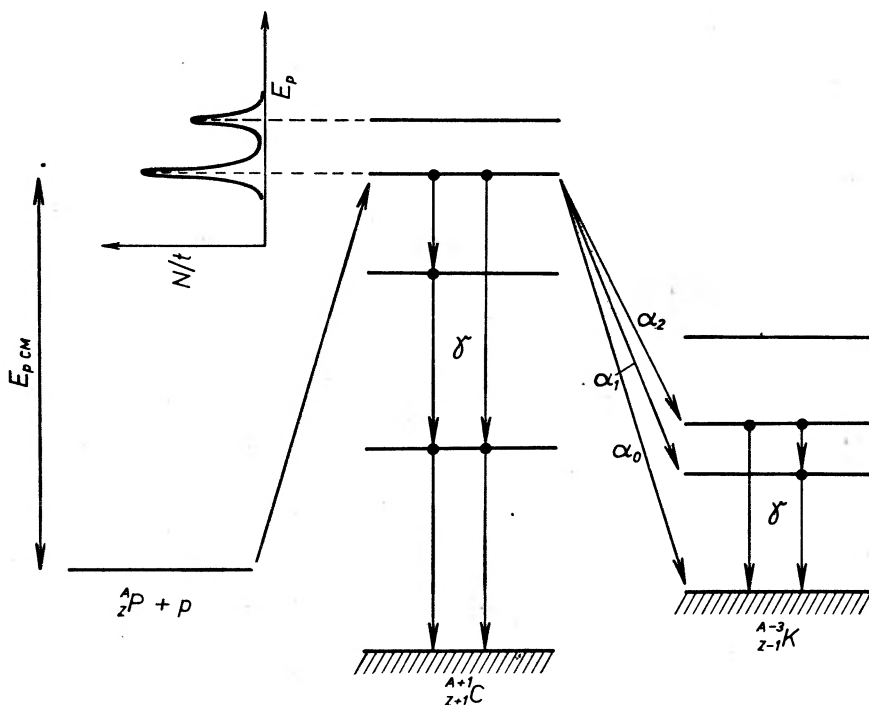
Pomiary spektroskopowe wykonywane bezpośrednio na wiązce cząstek przyspieszanych w akceleratorach lub strumieniach neutronów stwarzają możliwości badania stanów wzbudzonych takich jąder, których nie można otrzymać z rozpadu innych izotopów. W tego typu eksperymentach źródłem promieniowania badanego metodami spektroskopii jądrowej jest zazwyczaj tarcza bombardowana cząstkami naładowanymi lub neutronami.

Bardzo wygodną metodą pozwalającą na badanie stanów izomerycznych jest praca z wiązką przerywaną. W tym przypadku pomiary są wykonywane periodycznie między impulsami wiązki.

Promieniowanie gamma towarzyszące reakcjom jądrowym

Cząstki naładowane posiadające dostateczną energię, aby dostać się do wnętrza jądra tarczy, wywołują reakcję jądrową wprost lub poprzez jądro złożone. W celu bliższego zapoznania się z techniką pomiarową i możliwościami spektroskopii jądrowej na wiązce zajmijmy się dla przykładu ogólnym przypadkiem reakcji (p, γ) i (p, α) .

Proton o energii E_p bombarduje tarczę składającą się z jąder ${}^A_Z P$ o liczbie masowej A i liczbie atomowej Z . Tworzy się jądro złożone ${}^{A+1}_{Z+1} C$, które



Rys. 1. Schemat poziomów energetycznych ilustrujący reakcję (p, γ) i (p, α)

traci swą energię wzbudzenia przez emisję kwantów gamma i przechodzi do stanu podstawowego lub emituje, jak założyliśmy, cząstkę α przechodząc w jądro końcowe ${}^{A-3}_{Z-1} K$. W zależności od energii cząstek α jądro końcowe może się znajdować w różnych stanach energetycznych. Opisaną sytuację ilustruje rys. 1.

Warunkiem utworzenia się jądra złożonego w określonym stanie energetycznym jest dobór odpowiedniej energii cząstki padającej (protonu). Utworzone jądro może przejść do stanu podstawowego poprzez emisję kwantów gamma. Mierzac aktywność tarczy (lub wielkości proporcjonalne do niej) w zależności od energii protonu uzyskujemy tzw. funkcję wzbudzenia, której rezonanse odpowiadają poziomom energetycznym jądra złożonego. W tego typu

badaniach najczęściej stosowanymi cząstkami bombardującymi są protony lub cząstki α . Użycie jąder ${}^3\text{He}$ lub deuteronów prowadzi zwykle do wysokich wzbudzeń jądra złożonego (z uwagi na niską energię wiązania przypadającą na jeden nukleon). W tym obszarze wzbudzeń poziomy energetyczne leżą gęsto i funkcja wzbudzenia nie ma charakteru rezonansowego, lecz charakter ciągły.

Drugim etapem opisywanej reakcji poprzez jądro złożone jest emisja cząstki α . Emisja ta prowadzi do powstania określonego jądra końcowego. W zależności od energii cząstek α jądro to powstaje w różnych stanach energetycznych. W tym przypadku mamy także do czynienia z promieniowaniem gamma, lecz charakterystycznym już dla jądra końcowego. Badając to promieniowanie otrzymujemy informacje o stanach energetycznych jądra końcowego. Informacje te można uzyskać także z pomiaru energii emitowanych cząstek α przy pomocy spektrografów magnetycznych.

Ażeby otrzymać dokładne informacje o stanach energetycznych jąder, wymagana jest dobra zdolność rozdzielcza detektorów rejestrujących promieniowanie gamma. W przypadku wystąpienia poziomów wzbudzonych o zbliżonej wartości energii, detektory scyntylacyjne nie są wystarczające. Można wtedy korzystać z detektorów półprzewodnikowych, lecz użycie ich w obecności neutronów szybkich jest także ograniczone.

W 1948 roku Horny ak i in. [1] użył po raz pierwszy magnetycznego spektrometru beta jako detektora promieniowania gamma towarzyszącego reakcji jądrowej. W eksperymencie tym mierzono spektrometrem energię fotoelektronów emitowanych z konwertera umieszczonego w pobliżu tarczy.

W późniejszych pracach użyto spektrometrów beta do analizy elektronów konwersji wewnętrznej przejść gamma towarzyszących reakcjom jądrowym i wychytowi radiacyjnemu neutronów. Informacje uzyskane tą drogą są bogate ze względu na możliwości określenia z prostych widm elektronów konwersji wewnętrznej charakteru przejść elektromagnetycznych, a tym samym określenia spinów i parytetów poziomów wzbudzonych jąder końcowych.

2. Przegląd spektrometrów promieniowania beta i gamma współpracujących z wiązkami różnych cząstek

W wielu przypadkach stany wzbudzone jąder można badać wyłącznie bezpośrednio na wiązce. Do eksperymentów tego typu, wykonywanych jednak metodami spektroskopii jądrowej zaliczyć można prace związane z bombardowaniem tarcz cząstkami naładowanymi i strumieniami neutronów.

Zadaniem tego rozdziału jest omówienie najbardziej typowych (lecz niekoniecznie najnowszych) przyrządów, przy pomocy których rozwiązywane były problemy spektroskopii jądrowej na wiązce. Duża liczba różnych stosowanych metod zmusiła autora do wybrania jednej z wielu możliwych klasyfikacji przyrządów, która narzuca automatycznie tytuły podrozdziałów. Wspomniana klasyfikacja nie wyczerpuje wszystkich typów spektrometrów współpracujących z wiązkami cząstek i strumieniami neutronów.

Problematyka spektroskopii promieniowania gamma rozwinęła się gwałtownie mniej więcej po 1949 roku, to znaczy w chwili pojawienia się kryształów scyntylacyjnych NaJ(Tl). Pomijając chwilowo problem zdolności rozdzielczej, wydawało się, że kryształy te w miarę zwiększania ich objętości staną się niezastąpionymi detektorami promieniowania gamma.

W chwili obecnej pracują już kryształy NaJ(Tl) o dużych objętościach. Suffert i in. [2] opisał w 1968 roku jednokryształowy spektrometr scyntylacyjny. Zasadniczą częścią tego spektrometru jest kryształ NaJ(Tl) o wymiarach $24\text{ cm} \times 24\text{ cm}$ obudowany 10 cm warstwą plastiku NE 102. Impulsy ze spektrometrycznego fotopowielacza 60 AVP mogą być analizowane wraz z impulsami powstającymi w 8 fotopowielaczach oglądających kryształ plastikowy. Spektrometr ten przewidziany specjalnie do pracy na wiązce posiada dla promieniowania gamma o energii 22 MeV wydajność 24% przy zdolności rozdzielczej 3,6%.

W przypadku wysokoenergetycznego promieniowania gamma, urządzeniami konkurencyjnymi są spektrometry parowe.

W 1947 roku Daniel i in. [3] wykorzystał jednorodne pole magnetyczne do zakrzywienia w dwóch różnych kierunkach e^- i e^+ z pary emitowanej z absorbenta ołowianego naświetlanego promieniowaniem gamma. Autorzy rejestrowali dwoma licznikami G-M tylko takie pary, których suma promieni krzywizny była równa określonej wielkości. Zmieniając wartość pola magnetycznego można było analizować energię promieniowania gamma.

Trzy lata później Siegbahn i Johansson [4] zauważyli, że w soczewkowym spektrometrze magnetycznym powstają dwa oddzielne ogniska odpowiadające negatonom i pozytonom, pod warunkiem umieszczenia źródła nieco poza osią spektrometru. Umieszczając w miejscu tych ognisk dwa detektory i mierząc liczbę koincydencji impulsów w zależności od prądu w spektrometrze można było analizować energię promieniowania gamma kreującego parę e^- , e^+ .

Typowym już spektrometrem par, przeznaczonym do współpracy z wiązką, był przyrząd Alburgera [5, 6]. Idea tego spektrometru polega na wykorzystaniu ogniska pierścieniowego [7] w soczewkowym spektrometrze magnetycznym.

Obok magnetycznych spektrometrów par ostatnio używa się spektrometrów 3-kryształowych. Typowym takim przyrządem jest spektrometr opisany przez Arnella i Nadjakova [8], składający się z 3 kryształów NaJ(Tl) oglądanych przez 5 fotopowielaczy.

Okres pojawienia się detektorów półprzewodnikowych stał się nową rewolucją w dziedzinie spektroskopii jądrowej. W chwili obecnej typowym układem współpracującym ze strumieniem neutronów jest aparatura opisana przez Arnella i in. [9]. Poza detektorem Ge(Li) zawiera ona 2 kryształy NaJ(Tl), współpracującą z nimi aparaturę elektroniczną i 2 analizatory wielokanałowe (1024 i 4096 kanałów).

O metodach pomiaru energii promieniowania gamma, wykorzystujących pomiar energii elektronów komptonowskich lub fotoelektronów mowa będzie w dalszej części omawiającej spektrometry magnetyczne.

2.2. Spektrometry promieniowania beta

2.2.1. Wychwył radiacyjny neutronów

Jako źródła neutronów używa się głównie reaktorów jądrowych i w związku z tym rozwinęły się dwie różne metody pracy. W pierwszym przypadku tarcza umieszczona jest wewnątrz strefy czynnej reaktora i na zewnątrz wydostaje się skolimowana wiązka promieniowania gamma. Druga metoda polega na umieszczeniu tarczy w spektrometrach zamiast źródła i bombardowaniu jej skolimowaną wiązką neutronów.

Obydwa sposoby mają zarówno wady, jak i zalety. W przypadku małego przekroju czynnego na wychwył neutronów, korzystniej jest pracować z dużymi próbkami naświetlanymi dużymi strumieniami neutronów. Wygodnie jest wtedy tarczę o dużej masie wkładać do reaktora, a wyprowadzoną i dobrze skolimowaną wiązkę promieniowania gamma oglądać bezpośrednio za pomocą detektorów promieniowania gamma lub pośrednio poprzez konwersję fotoelektryczną magnetycznymi spektrometrami beta.

Przy większych przekrojach czynnych dla badanych reakcji można bezpośrednio kierować strumień neutronów na tarczę umieszczoną zamiast źródła w spektrometrze. Celowe jest wtedy korzystanie z małej tarczy wykonanej z monoizotopu. Dodatkową zaletą jest w tym przypadku możliwość szybkiej wymiany tarczy w przeciwieństwie do metody z tarczą w reaktorze. Dobór odpowiedniej metody zależy najczęściej od konkretnego przypadku.

2.2.1.1. Tarcza wewnątrz reaktora

Do analizy fotoelektrycznej promieniowania gamma emitowanego z tarcz umieszczonych wewnątrz reaktora Bołodis i in. [10] zbudował spektrograf z poprzecznym polem magnetycznym. Zdolność rozdzielcza tego przyrządu dochodziła do 0,35 %.

Dobierając odpowiednio sektorami jednorodne i niejednorodne pole magnetyczne Egidy [11] osiągnął przy 5-metrowej odległości spektrometru od tarczy świetlność $\omega = 4\pi \cdot 10^{-5}$ i zdolność rozdzielczą rzędu 0,1 %.

Mahlein przeanalizował w swej pracy [12] możliwość użycia różnych kombinacji pól magnetycznych w celu skonstruowania spektrometru o optymalnych parametrach, specjalnie przeznaczonego do pracy z problemami wychwyłu radiacyjnego neutronów.

2.2.1.2. Tarcza na zewnątrz reaktora

Do analizy elektronów konwersji po wychwycie radiacyjnym neutronów używano różnych typów spektrografów i spektrometrów magnetycznych, w których na miejsce źródła umieszczano tarczę bombardowaną wyprowadzoną

z reaktora wiązką neutronów. Często korzystano także z konwertera, który znajdując się w pobliżu tarczy spełniał rolę źródła emitującego elektrony konwersji (zewnętrznej).

Pierwszym spektrografem z jednorodnym poprzecznym polem magnetycznym współpracującym z reaktorem był przyrząd Hibdana i Muehlhause'a [13]. Spektrografem tym rozdzielano w wielu przypadkach linie elektronów konwersji z powłok L i M , chociaż przekrój poprzeczny wiązki neutronów i tym samym wymiary tarczy były stosunkowo duże ($3 \text{ mm} \times 20 \text{ mm}$).

Groszew i in. [14] zbudował spektrometr z poprzecznym polem magnetycznym. Przyrząd ten, posiadający zdolność rozdzielczą równą $1,5\%$, nadawał się jednak tylko do badania reakcji z dużym przekrojem czynnym. Konstrukcja spektrometru pozwalała na wykonywanie pomiarów koincydencyjnych redukujących znacznie tło (spektrometr posiadał dwa detektory; jeden z nich, cienki, umieszczony był w pośrednim ognisku).

Bäcklin [15, 16] w Uppsali zmierzył przy pomocy spektrometru typu $\pi\sqrt{2}$ widmo elektronów konwersji wewnętrznej towarzyszących reakcji $^{162}\text{Dy}(n, \gamma) ^{163}\text{Dy}$. Zdolność rozdzielcza wynosiła $0,25\%$. Do tarczy docierało 5×10^5 neutronów na $\text{cm}^2 \text{ s}$, mimo że w miejscu, gdzie był umieszczony rozpraszacz, strumień neutronów wynosił około $10^{13} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$.

Pielechow i Małow [17] użyli dwóch spektrometrów magnetycznych typu $\pi\sqrt{2}$ w układzie szeregowym, co w przypadku pomiarów koincydencyjnych pozwoliło prawie całkowicie wyeliminować tło.

Do rozwiązywania omawianych zagadnień używano także spektrometrów z cienkimi soczewkami magnetycznymi [18, 19]. W przypadkach tych kosztem zwiększenia transmisji w porównaniu ze spektrometrami z poprzecznym polem magnetycznym nie osiągnano zdolności rozdzielczej lepszej niż 3% .

2.2.2. Wzbudzenie kulombowskie

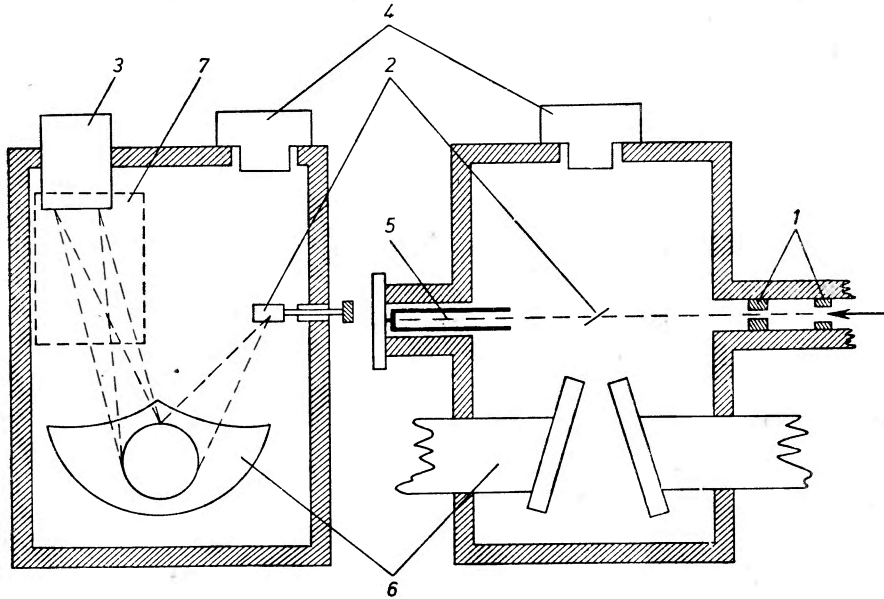
Pomiary widm elektronów konwersji przejść gamma po wzbudzeniu kulombowskim okazały się bardzo pożyteczne i dokładne. Wiąże się to z przewagą spektrometrów magnetycznych nad spektrometrami scyntylacyjnymi pod względem zdolności rozdzielczej.

Bernstein i Lewis [20] pracowali nad wzbudzeniem kulombowskim ^{197}Au i ^{195}Pt wykonując pomiary spektrometrem klinowym. Detektorem elektronów w tym spektrometrze był licznik G·M. Przy wyznaczaniu zredukowanego prawdopodobieństwa przejścia elektrycznego dla rozpadu $B(E2)$, autorzy musieli mierzyć bezwzględną wartość prądu wiązki protonów lub cząstek α , oraz znać wartość współczynników konwersji wewnętrznej.

Rozkłady kątowe elektronów konwersji po wzbudzeniu kulombowskim były także mierzone przy pomocy spektrometru klinowego [21].

Rester i in. [22] badał wzbudzenie kulombowskie ciężkich pierwiastków spektrometrem klinowym. Przyrząd ten jest charakterystyczny dla całej grupy spektrometrów klinowych współpracujących z wiązką cząstek naładowanych:

Ma on możliwość rejestracji elektronów zarówno licznikiem G-M, jak i licznikiem scyntylacyjnym. Monitorowanie wiązki odbywa się przez pomiar liczby cząstek rozproszonych od podkładek tarcz. Posiada on zdolność rozdzielczą 1% przy transmisji 0,5%.



Rys. 2. Schemat typowego spektrometru klinowego współpracującego z wiązką. 1 — przesłony, 2 — tarcza, 3 — detektor elektronów, 4 — detektor liczący cząstki rozproszone od podkładek, 5 — puszka Faradaya, 6 — bieguny magnesu, 7 — przesłony ołowiane

Rys. 2 przedstawia schemat typowego spektrometru klinowego współpracującego z wiązką.

2.2.3. Reakcje jądrowe

Najdokładniejsze informacje o spinach stanów wzbudzonych jąder, których nie można otrzymać z rozpadu innych izotopów, otrzymuje się z pomiarów widm elektronów konwersji wewnętrznej bezpośrednio na wiązce. Eksperymenty tego typu należą do trudnych. Uwzględniając tylko najważniejsze trudności wymienić należy małe zwykle wartości przekrojów czynnych na reakcje oraz duże tło elektronów hamowania, których nie można odróżnić od elektronów konwersacji.

Zupančič i Huus [23] określili eksperymentalnie zależność różniczkowego przekroju czynnego na emisję z tarczy elektronów hamowania $d\sigma_s$ od liczby atomowych cząstki padającej i jądra tarczy z_1 i z_2 , liczby masowej i energii cząstki padającej A_1 i E_1 oraz energii elektronów hamowania E_s . Zależność ta ma postać: $d\sigma_s \approx 10^{-16} Z_1^2 e^4 (E_1/A_1)^4 Z_2^4 E_s^{-7} dE_s$. Pomiar linii elektronów konwersji od przejść niskoenergetycznych jest szczególnie utrudniony ze względu na wzrastające tło wraz z malejącą energią.

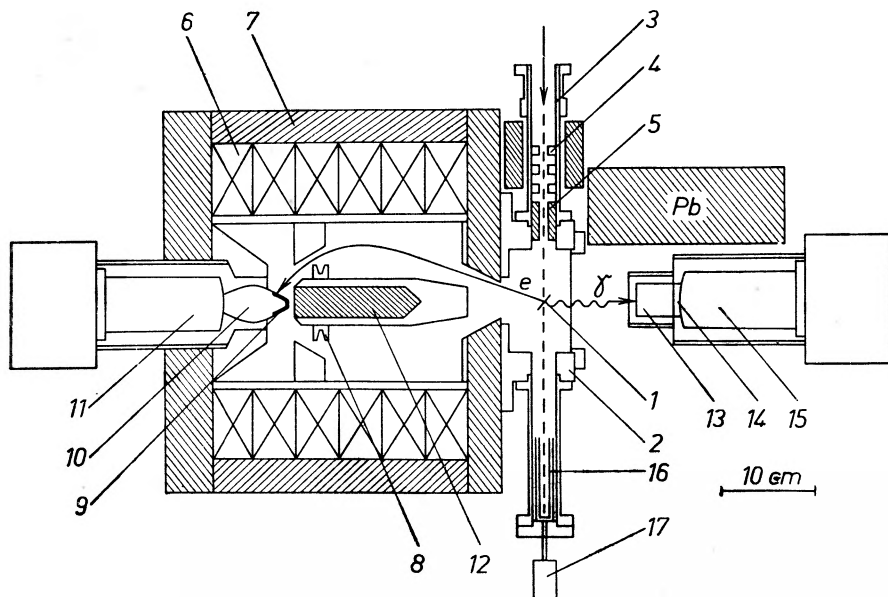
Geiger i Graham [24] w 1967 roku w bardzo oryginalny sposób rozwiązyli możliwość współpracy siedmioszczelinowego spektrometru typu pomańcańczy z wiązką protonów. Wiązka ta docierała do tarczy umieszczonej na osi symetrii spektrometru poprzez specjalnie ekranowany jonowód. Spektrometr ten posiadający względnie dobre parametry wyposażony jest w aparaturę pozwalającą na pomiar czasów życia poziomów izomerycznych jąder. Dodatkową korzyścią jest możliwość przerywania wiązki, z którą współpracuje ten spektrometr.

W obecnej chwili osiągnięto już pierwsze wyniki prac wykonywanych na wiązce przy pomocy toroidalnego spektrometru zbudowanego w Warszawie. Spektrometr ten został przewieziony do ZIBJ w Dubnej pod Moskwą i tam współpracuje z wiązką cząstek przyśpieszanych w cyklotronie [25].

W następnym rozdziale opisano dokładniej adaptację spektrometru z długą soczewką magnetyczną [26] do współpracy z wiązką cząstek przyśpieszanych w cyklotronie C-48 Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie.

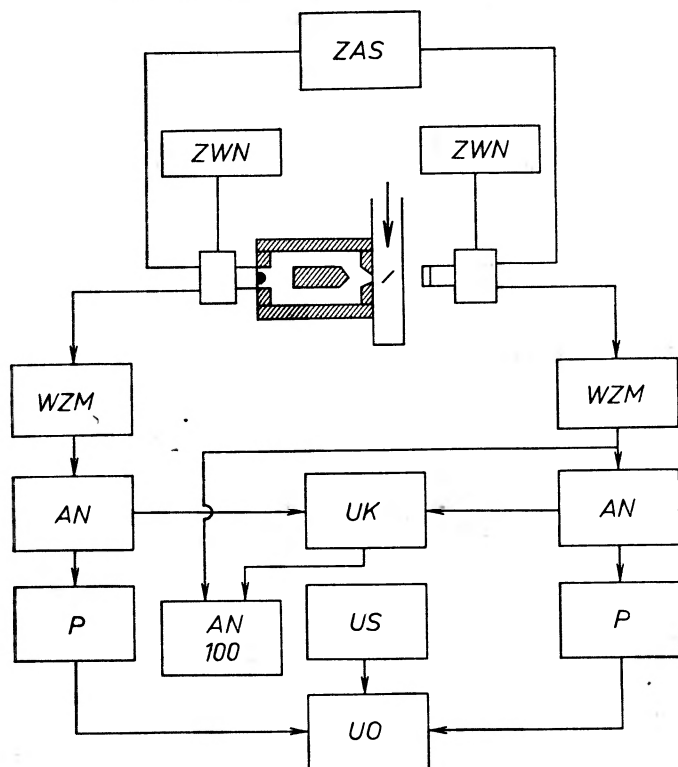
3. Adaptacja magnetycznego spektrometru z długą soczewką do pracy na wiązce

Konstrukcja podwójnego magnetycznego spektrometru typu Gerholna, zbudowanego w Ośrodku Krakowskim [26], pozwoliła na dokonanie jego adaptacji do pracy na wiązce cząstek przyśpieszanych w akceleratorach. Do współpracy z cyklotronem C-48 Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie przewidziano



Rys. 3. Schemat aparatury do pomiaru widma elektronów, towarzyszącego bombardowaniu tarczy protonami. 1 — tarcza, 2 — komora tarczowa, 3 — jonowód, 4 — przesłony kolimacyjne, 5 — przesłona ołowiana, 6 — cewki spektrometru, 7 — korpus spektrometru, 8 — szczelina wyjściowa, 9 — detektor plastikowy, 10 — przewodnica świetlna, 11 — fotopowielacz, 12 — przesłona ołowiana, 13 — detektor NaJ(Tl), 14 — przewodnica świetlna, 15 — fotopowielacz, 16 — monitor prądu wiązki, 17 — radiator

jeden z dwu niezależnych spektrometrów z długą soczewką. Natężenie pola magnetycznego w tym spektrometrze, jeżeli będziemy je mierzyć wzdłuż osi symetrii, rośnie w przybliżeniu liniowo wraz ze wzrostem odległości od źródła. W miejscu gdzie umieszczone jest źródło, jego wartość jest praktycznie zerowa. Adaptowany spektrometr posiada niezależny układ pomp wytwarzających odpowiednią próżnię oraz odrębny układ zasilania. Urządzenia te mogą być przewiezione w bezpośrednie sąsiedztwo cyklotronu i zmontowane przy jonowodzie. Rys. 3 przedstawia schemat aparatury i geometrię eksperymentu.



Rys. 4. Schemat aparatury elektronicznej współpracującej ze spektrometrem podczas bezpośrednich pomiarów na wiązce. ZAS — zasilacz, ZWN — zasilacz wysokiego napięcia, WZM — wzmacniacz, AN — analizator, P — przelicznik, UK — układ koincydencyjny, US — układ sterujący, UO — układ odczytujący, AN100 — analizator 100-kanalowy

W miejsce komory źródła wstawiona jest komora tarczowa, a w niej pod kątem 45° do osi spektrometru może być ustawiona tarcza. Wiązka protonów lub cząstek α ogniskowana jest dwoma soczewkami kwadrupolowymi. Specjalne przesłony wybierają z wiązki tylko jej część centralną. Ładunek elektryczny zgromadzony na tarczy lub puszcze Faradaya jest miarą prądu wiązki. Drugim sposobem monitorowania jest pomiar natychmiastowego promieniowania gamma emitowanego z tarczy podczas bombardowania. Sterowanie spektrometrem i odczyt danych odbywa się automatycznie.

Rys. 4 przedstawia schemat aparatury elektronicznej, która umożliwia wykonanie pomiarów koincydencji elektronów konwersji z promieniowaniem gamma.

Pomiary tego typu, zwłaszcza na ciągłej wiązce cząstek bombardujących, są bardzo przydatne. Analizator wielokanałowy może rejestrować tylko tę część widma promieniowania gamma, która jest w koincydencji z dowolną linią elektronów konwersji.

Należy zaznaczyć, że parametry spektrometru adaptowanego do pracy przy cyklotronie uległy nieznacznej zmianie. Transmisja uległa pewnemu zmniejszeniu ze względu na przesunięcie tarczy w porównaniu z normalną pozycją źródła. Transmisję rzędu 1 % i zdolność rozdzielczą rzędu 2 % przy dużej średnicy źródła i grubej tarczy należy uznać za wystarczające do wykonania szeregu interesujących pomiarów.

4. Przykłady bezpośrednich pomiarów widm elektronów konwersji na wiązce protonów

Przy pomocy aparatury opisanej w poprzednim rozdziale dokonano kilku pomiarów widm elektronów konwersji przejść gamma towarzyszących reakcjom jądrowym i wzbudzeniu kulombowskiemu. Sprawdzenie aparatury nastąpiło przez porównanie zmierzonego widma elektronów konwersji wewnętrznej przejść gamma towarzyszących reakcji ${}^{65}\text{Cu}(p, n){}^{65}\text{Zn}$ z wynikami pracy wykonanej przez Bernsteina i Lewisa [27]. Eksperyment Bernsteina wykonany był na tarczy wzbogaconej w ${}^{65}\text{Cu}$ przy energii protonów 3,76 MeV. Wynik analogicznego pomiaru wykonanego w Krakowie, lecz na tarczy o naturalnym składzie izotopów i przy energii protonów 2,8 MeV przedstawia rys. 5.

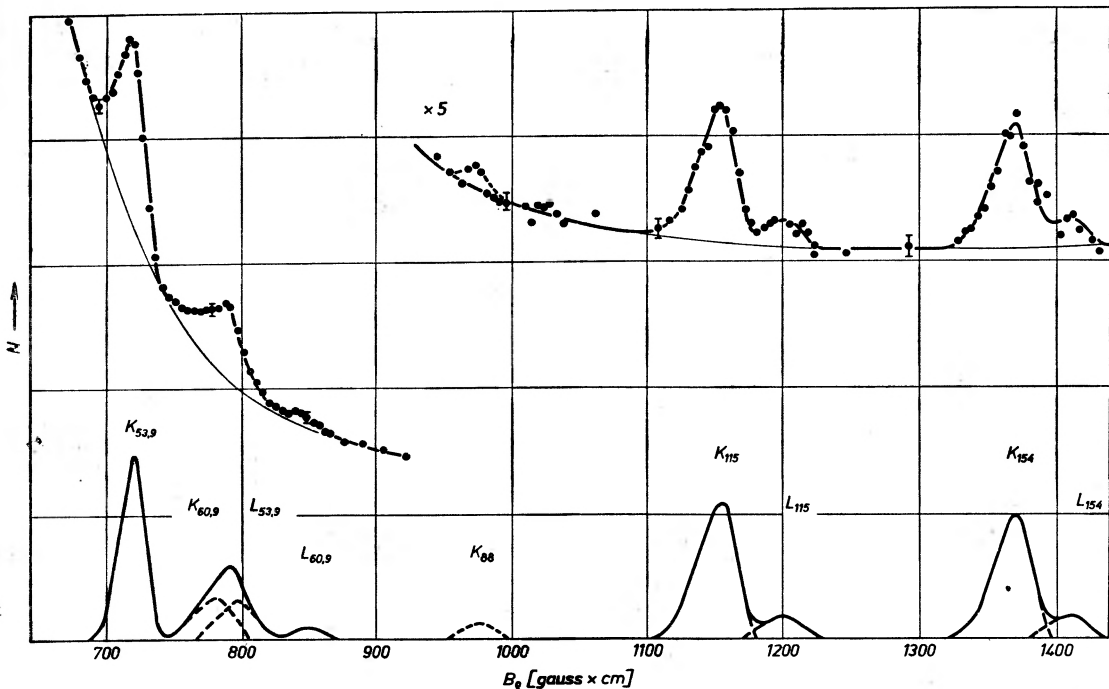
Widmo przedstawione na rys. 5 jest porównywalne z otrzymanym wcześniej [27] i zgodne z widmem elektronów konwersji badanym w rozpadzie $15,2_{\text{min}} {}^{65}\text{Ga}$ [28].

Przedmiotem badań w Krakowie był ${}^{54}\text{Mn}$ [29], którego nie można otrzymać z rozpadu sąsiednich izotopów. Jedyną możliwością prowadzenia badań jego stanów wzbudzonych jest wykorzystanie jednej z kilku możliwych reakcji jądrowych na ciągłej wiązce cząstek bombardujących, dających ${}^{54}\text{Mn}$ jako jądro końcowe. W różnych ośrodkach wykonano kilka tego typu eksperymentów, lecz na podstawie ich nie można było ustalić spinów poziomów wzbudzonych. Między innymi z tego powodu zdecydowano się w Krakowie na pomiar widma elektronów konwersji wewnętrznej przejść gamma towarzyszących reakcji ${}^{54}\text{Cr}(p, n){}^{54}\text{Mn}$.

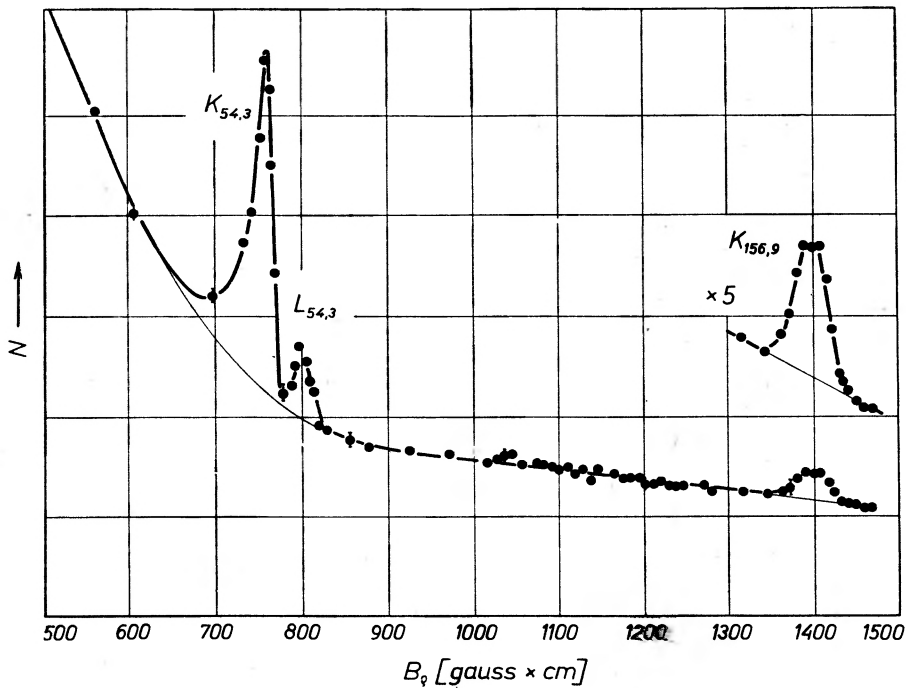
Tarcza ze wzbogaconego w ${}^{54}\text{Cr}$ tlenku chromu bombardowana była protonami o energii 2,8 MeV. Energia ta jest około 500 keV wyższa od progu reakcji, co pozwala przy wystarczającym przekroju czynnym na reakcję (p, n) badać niskoenergetyczne stany wzbudzone ${}^{54}\text{Mn}$. Wynik pomiaru przedstawia rys. 6.

Z pomiaru stosunków natężeń linii konwersyjnych można było wyznaczyć charakter przejść gamma i na tej podstawie zasugerować wartości spinów niskoenergetycznych poziomów.

Opisany przykład miał za zadanie zilustrowanie możliwości spektroskopii



Rys. 5. Widmo elektronów konwersji wewnętrznej przejść gamma towarzyszących reakcji $^{65}\text{Cu}(p, n)^{65}\text{Zn}$



Rys. 6. Widmo elektronów konwersji wewnętrznej przejść gamma w ^{54}Mn towarzyszące reakcji $^{54}\text{Cr}(p, n)^{54}\text{Mn}$

beta uprawianej bezpośrednio na wiązce. Korzystanie ze spektrometrów beta współpracujących z wiązką jest szczególnie uzasadnione w badaniach niskoenergetycznych stanów wzbudzonych jąder.

Abstract: Beta and gamma ray spectrometers working on the beam of charged particles or neutrons are presented. As an example the internal conversion electron spectrum coming from nuclear reaction $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ is given.

Literatura

- [1] W. F. Hornyak, T. Lauristen, V. Rasmussen, *Phys. Rev.*, **76**, 731 (1949).
- [2] M. Suffert, W. Feldman, J. Mahieux, S. S. Hanna, *Nuclear Instrum. Methods*, **63**, 1 (1968).
- [3] B. D. McDaniel, G. von Dardel, R. L. Walker, *Phys. Rev.*, **72**, 985 (1947).
- [4] K. Siegbahn, S. Johansson, *Rev. Sci. Instrum.*, **21**, 442 (1950).
- [5] D. E. Alburger, *Rev. Sci. Instrum.*, **27**, 991 (1956).
- [6] D. E. Alburger, *Phys. Rev.*, **111**, 1586 (1958).
- [7] H. Daniel, W. Bothe, *Z. Naturforsch.*, **9a**, 402 (1954).
- [8] S. E. Arnell, E. G. Nadjakov, *Nuclear Instrum. Methods*, **24**, 185 (1963).
- [9] S. E. Arnell, R. Hardell, L. Jonsson, *Nuclear Instrum. Methods*, **54**, 165 (1967).
- [10] M. K. Bołodis, W. Ł. Bondarienko, P. T. Prokofiew, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **28**, 262 (1964).
- [11] T. Van Egidy, *Ann. Phys.*, **9**, 221 (1962).
- [12] H. M. Mahlein, *Nuclear Instrum. Methods*, **53**, 229 (1967).
- [13] C. T. Hibdan, C. O. Muehlhause, *Phys. Rev.*, **88**, 943 (1952).
- [14] Ł. W. Groszew, A. M. Djemidow, W. A. Najdjenow, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **21**, 1619 (1957).
- [15] G. Bäckström, A. Bäcklin, N. E. Holmberg, *Nuclear Instrum. Methods*, **16**, 199 (1962).
- [16] A. Bäcklin, *Nuclear Instrum. Methods*, **57**, 261 (1967).
- [17] W. I. Pielechow, A. F. Małow, *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.*, **25**, 1069 (1961).
- [18] R. E. Bell, L. G. Elliot, *Phys. Rev.*, **79**, 282 (1950).
- [19] H. T. Motz, *Phys. Rev.*, **104**, 1353 (1956).
- [20] E. M. Bernstein, H. W. Lewis, *Phys. Rev.*, **100**, 1345 (1955).
- [21] E. M. Bernstein, A. Graetzer, *Phys. Rev.*, **119**, 1321 (1960).
- [22] D. M. Rester, M. S. Moore, F. F. Durham, C. M. Class, *Nuclear Phys.*, **22**, 104 (1961).
- [23] C. Zupančič, T. Huus, *Phys. Rev.*, **94**, 205 (1954).
- [24] J. S. Geiger, R. L. Graham, *Can. J. Phys.*, **45**, 2281 (1967).
- [25] Informacja własna.
- [26] H. I. Lizurej, H. Niewodniczański, *Acta Phys. Polon.*, **34**, 511 (1968).
- [27] E. M. Bernstein, H. W. Lewis, *Phys. Rev.*, **107**, 737 (1957).
- [28] A. Bałanda, M. Gąsior, H. I. Lizurej, H. Niewodniczański, *Acta Phys. Polon.*, **35**, 301 (1969).
- [29] A. Bałanda, M. Gąsior, H. I. Lizurej, H. Niewodniczański, *Acta Phys. Polon.* **35**, 295 (1969).

Krystyna Lelakowska

Zakład Mikroelektroniki
Instytutu Tele- i Radiotechnicznego
Warszawa

Obliczanie prędkości dryfowania całkowicie zjonizowanego gazu w polu magnetycznym

Calculations of the Drift Velocity of Fully Ionized Gas in Magnetic Field

1. Wstęp

Plazma jest gazem w wysokim stopniu zjonizowanym i elektrycznie quasi-obojętnym. Pojęcie „quasiobojętności“ oznacza tu ośrodek obojętny, tzn. taki, że średnia gęstość ładunku $\bar{\rho} = e(N - N_i) = 0$, lecz złożony mimo to z cząstek naładowanych i swobodnych. Nośnikami prądu w plazmie są elektrony i jony, jednak składowa jonowa prądu jest wskutek stosunkowo dużej masy jonów mała i prąd przez plazmę jest przenoszony głównie przez elektrony dryfujące w kierunku działania pola wśród jonów zmieniających powoli swoje położenie.

Ze względu na złożoność plazmy można ją charakteryzować wieloma parametrami. Jedną grupę parametrów stanowią koncentracje tj. ilość cząstek danego rodzaju na jednostkę objętości. Odróżniamy koncentrację elektronową N , jonową N_+ , koncentrację gazu obojętnego N_m . Zamiast tych oznaczeń można użyć również innych wielkości, np. stosunku $\frac{N}{N_m}$, $\frac{N_-}{N_+}$, $\frac{N_-}{N}$. Spośród wielu charakterystycznych cech plazmy można wyróżnić np. następujące:

1) Niejednorodność plazmy — plazma jest zawsze niejednorodna, jest więc układem o parametrach zmiennych. Obszar zajęty przez plazmę czasem posiada wyraźne granice, a czasem nie.

2) Plazma doznaje silnych zmian pod wpływem stałego pola magnetycznego. Pod takim wpływem staje się anizotropowa i zyotropowa. W tym przypadku jej własności elektryczne opisane są tensorami hermitowskimi, które zastępują przenikalność dielektryczną ϵ i współczynnik σ przewodnictwa elektrycznego plazmy izotropowej.

Przy rozpatrywaniu zjawisk zachodzących w gazach zjonizowanych konieczne jest wprowadzenie pojęcia „zderzenie“. Pojęcie to musi być jednak

ostrożnie używane, ponieważ ruchy cząsteczek gazu są silnie sprzężone przez długozasięgowe oddziaływanie elektromagnetyczne. Z tej przyczyny odróżnia się zwykle oddziaływania cząsteczek krótkozasięgowe „cząsteczka-cząsteczka“ i długozasięgowe „wspólne“. Charakterystyczna odległość, przy której zderzenia krótkozasięgowe powinny być brane pod uwagę, określona jest promieniem Debye'a:

$$R_D = [\theta/4\pi e^2 n]^{1/2},$$

gdzie: θ jest temp. Debye'a, n — gęstością gazu, e — ładunkiem elektronu. Czas między zderzeniami τ określony jest zależnością

$$\frac{1}{\tau} \cong \frac{M e^{3/2}}{\theta} \cdot \frac{n}{M e^2} \frac{8\sqrt{\pi}}{3} e^4 \ln \frac{R_D}{R_{min}}$$

gdzie: R_{min} jest parametrem minimalnego zderzenia. Jeśli τ jest mniejsze od makroskopowego okresu ruchu, to dla jego określenia można używać lokalnego rozkładu maxwellowskiego. W przypadku, gdy mogą być zaniedbane zderzenia krótkozasięgowe, zakłada się, że τ jest większy niż inny okres w układzie, i że zderzenia są nieznaczące.

W gazie bardzo rozrzedzonym zderzenia elektronów lub jonów z drobinami zachodzą bardzo rzadko i nie wpływają na ich ruch uporządkowany. Jeśli koncentracja cząstek jest wszędzie jednakowa, to w nieobecności zewnętrznych pól cząstki znajdują się w stanie zupełnie chaotycznego ruchu. Gdy w gazie powstaje pole, stwierdza się przenoszenie cząstek naładowanych tj. powstanie prądu elektrycznego.

W strumieniu elektronów płynącym przez gaz pod wpływem pola rozróżnia się prędkość termiczną każdego elektronu i wspólną dla wszystkich elektronów skierowaną prędkość unoszenia albo dryfowania w kierunku pola \bar{u} .

Przy obliczaniu prędkości dryfowania, pierwsze przybliżenie można otrzymać zakładając, że wszystkie elektrony mają jednakową prędkość termiczną $v = v_{sr}$, znacznie większą od prędkości dryfowania \bar{u} , i że wszystkie drogi elektronów są również jednakowe, równe średniej drodze swobodnej $\bar{\lambda}$. Przy takich założeniach czas przebiegu wynosi $\tau = \frac{\bar{\lambda}}{V_{sr}}$, a prędkość dryfowania określona jest

$$\bar{u}_e = \frac{[x]_{t=\tau}}{\tau} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{\lambda}{V_{sr}} E = b_e \cdot E \quad (I)$$

gdzie $b_e = \frac{e\bar{\lambda}}{2mV_{sr}}$ jest współczynnikiem ruchliwości elektronów.

Ponieważ średnia droga jest odwrotnie proporcjonalna do ciśnienia gazu, więc oznaczając przez $\bar{\lambda}_1$ średnią drogę przy ciśnieniu 1 Tr otrzymamy

$$\lambda_1 = p\bar{\lambda}. \quad (II)$$

oraz

$$\bar{u}_e = \frac{1}{2} \frac{e \bar{\lambda}_1 E}{m V_{sr} p}. \quad (\text{III})$$

Dla grupy elektronów o prędkości V_e i drogi swobodnej z prędkość dryfowania wyniesie

$$u_z = \frac{1}{2} \frac{E_e z}{m V_e}. \quad (\text{IV})$$

Liczba elektronów, których droga swobodna mieści się w przedziale od z do $z + dz$ wynosi:

$$dn = \frac{n_v}{\lambda} e^{-z/\lambda} dz. \quad (\text{V})$$

Stąd średnia prędkość dryfowania dla elektronów o wszelkich możliwych prędkościach V i wszystkich możliwych drogach wyniesie

$$\bar{u}_v = \frac{1}{n_v} \int_{z=0}^{z=\infty} u_z dn = \frac{1}{n_v} \int_0^{\infty} \frac{E_e z}{2mV_e} \frac{n_v}{\lambda} e^{-z/\lambda} dz. \quad (\text{VI})$$

Ostatnia całka w tym wzorze równa jest $\bar{\lambda}^2$, więc

$$\bar{u}_v = \frac{E_e \bar{\lambda}}{2mV_e}. \quad (\text{VII})$$

Gdyby wszystkie prędkości były jednakowe i równe V_{sr} , to wzory (VII) i (I) pokrywałyby się z sobą. Ponieważ jednak zakładamy, że prędkości mają rozkład Maxwella, należy przeprowadzić uśrednienie po wszystkich prędkościach.

Ponieważ spośród pełnej liczby n , liczba elektronów, których prędkości leżą w przedziale $V_e, V_e + dV_e$, wynosi

$$dn_v = n \cdot \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{KT} \right)^{3/2} v_e^2 \exp \left(-\frac{mV_e^2}{2KT} \right) dv_e, \quad (\text{VIII})$$

więc prędkość dryfowania równa jest

$$\bar{u}_e = \frac{1}{n} \int_{v_e=0}^{v_e=\infty} \bar{u}_v dn_v = \frac{1}{n} \int_0^{\infty} \frac{E_e \bar{\lambda}}{2m v_e} n_0 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \left(\frac{m}{KT} \right)^{3/2} v_e^2 \exp \left[-\frac{mV_e^2}{2KT} \right] dv_e = \frac{E_e \bar{\lambda}}{2m} \sqrt{\frac{2m}{\pi KT}}.$$

Celem niniejszej pracy jest obliczenie prędkości dryfowania całkowicie zjonizowanego gazu w polu magnetycznym.

Przypadek ten najprościej jest rozpatrzeć w układzie poruszającym się ze średnią prędkością elektronów.

W układzie tym pole elektrostatyczne równe jest zeru i elektrony znajdują się w spoczynku, gdy nie ma zaburzenia, natomiast pole magnetyczne ma wartość różną od zera.

W obecności silnego pola magnetycznego elektrony dryfują w kierunku prostopadłym do kierunku pola magnetycznego i ruch ten prowadzi do skupiania się ładunku przestrzennego w pewnych punktach wiązki. Powstająca w rezultacie tego grupowania się ładunków siła przeciwdziałająca grupowaniu ma kierunek podłużny i łącznie z polem magnetycznym wywołuje poprzeczny dryf w kierunku oddziaływania elektrostatycznego, które spowodowało początkowy dryf powodując narastanie zaburzenia.

Jeżeli w wiązce elektronów, która w chwili początkowej była jednorodna pod względem prędkości elektronów, powstają zaburzenia o dużej amplitudzie, to może powstać kilka grup elektronów o różnych prędkościach w danym momencie czasu i punkcie przestrzeni. Zjawiska wywołane przez efekty związane z rozkładem prędkości elektronów są dość skomplikowane i rozwiązuje się je różnymi metodami.

Metody analityczne obejmują trzy klasy przybliżeń rozwiązywanych przez:

- 1) całkowanie jednowymiarowego równania Boltzmana przy zaniedbaniu zderzeń na małych odległościach,
- 2) zastosowanie do rozwiązania równania hydrodynamicznego przy zaniedbaniu przenoszenia ciepła,
- 3) użycie oddzielnego równania ruchu dla każdej grupy elektronów; uzyskaną całkowitą gęstość ładunku i prądu wytworzoną przez wszystkie elektrony podstawia się następnie do równań Maxwella.

W niniejszej pracy zastosowano pierwszą z wymienionych, metodę analityczną, opierając się na równaniu Boltzmana dla przebiegu funkcji rozkładu prędkości cząstek występujących w mieszaninie gazowej.

Równanie to ma postać:

$$\frac{\partial F_s}{\partial t} + \xi_{sh} \frac{\partial F_s}{\partial x} + \frac{f_{sh}}{m_s} \frac{\partial F_s}{\partial \xi_{sh}} = \left(\frac{\partial F_s}{\partial t} \right)_{zd} \quad (1)$$

Całka prawej strony daje informacje dotyczące przekazywania w zderzeniach prądu, energii lub innej wielkości.

Lewa strona równania Boltzmana jest liniowa względem funkcji rozkładu F_s opisujących prędkości cząstek znajdujących się w mieszaninie gazowej.

Indeksy s, h , odnoszą się do cząstek różnego rodzaju występujących w gazie, ξ_{sh} są składowymi prędkości cząstek typu o masie m_s i ładunku elektrycznym e_s . Funkcja F_s jest funkcją rozkładu dla ξ_{sh} .

Składowe siły działającej na cząstkę typu s oznaczono przez f_{sh} ; przy obliczeniu f_{sh} uwzględniono tylko tzw. siły pochodzenia polowego. Sił odgrywających rolę w zderzeniach między cząstkami nie włączono w f , lecz uwzględniono w wyrażeniu $\left(\frac{\partial F_s}{\partial t} \right)_{zd}$ występującym po prawej stronie równania. Gdy zderze-

nia są mało istotne w porównaniu z efektami sił pola elektrycznego i magnetycznego, prawa strona równania (1) może być zastąpiona przez zero.

Lewa strona równania Boltzmana jest liniowa względem funkcji rozkładu F_s i jej momenty mogą być uzyskane przez całkowanie. Należy zauważyć, że gdy współczynnik jest n -tego stopnia względem składowych prędkości, występują zawsze pochodne przestrzenne momentów stopnia $n+1$, jako wynik występowania czynnika ξ_{sh} przed $\frac{\partial F_s}{\partial x_h}$ w równaniu (1).

Dla dalszej dyskusji zagadnienia wprowadzono następujące oznaczenia: N_s jest liczbą cząstek typu s na jednostkę objętości. Gęstość mocy określona jest przez $\varrho_s = N_s m_s$, a gęstość „ładunków swobodnych“ $\varrho_{es} = N_s e_s$ dla każdego typu cząstek oddzielnie.

Dla gazu jako całości mamy:

$$N = \sum_s N_s, \quad \varrho = \sum_s \varrho_s, \quad \varrho_e = \sum_s \varrho_{es}.$$

Dla każdego rodzaju cząstek składowe średniej prędkości przepływu u_{sh} określamy jako średnią wartość prędkości cząstek

$$u_{sh} = \bar{\xi}_{sh}. \quad (2)$$

Średnia prędkość przepływu gazu jako całości określona jest wzorem

$$\bar{c} u_h = \sum_s \bar{c}_s u_{sh}. \quad (3)$$

Składowe prędkości dyfuzji cząstek typu s względem średniego przepływu masy

$$W_{sh} = u_{sh} - u_h. \quad (4)$$

Wprowadzamy również oznaczenia

$$c_{sh} = \xi_{sh} - u_h \quad \text{oraz} \quad \bar{c}_{sh} = W_{sh}. \quad (5)$$

Wielkości odnoszące się do średniego przepływu masy są następujące:

$$\varepsilon = \frac{\partial u_h}{\partial x_h}, \quad \varepsilon_{nk} = \frac{\partial u_k}{\partial x_h} + \frac{\partial u_h}{\partial x_k} - \frac{2}{3} \delta_{nk} \varepsilon \quad (6)$$

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_n \frac{\partial}{\partial x_n}. \quad (7)$$

Dla omawianego przypadku, gdy pomijane są zderzenia między cząstkami, prędkości dyfuzji W_{sh} mogą przyjąć ten sam rząd wielkości co średnia prędkość u_h przepływu masy. W tym przypadku wygodnie jest stosować równania oparte na składowych prędkości u_{sh} dla każdego oddzielnego składnika, tak jak określono równanie (2). Przy takim postępowaniu prędkość cząstek typu s , zwana inaczej prędkością własną, ma wartość

$$c_{sh}^0 = \xi_{sh} - u_{sh}, \quad (8)$$

stąd

$$c_{sh}^0 = c_{sh} - W_{sh} \text{ oraz } c_{sh}^0 = 0. \quad (9)$$

Dalsze oznaczenie dotyczy różniczkowania D_s względem czasu, które umożliwia ocenę ruchu poszczególnych składników mieszaniny gazu

$$\frac{D_s}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_{si} \frac{\partial}{\partial x_i}. \quad (10)$$

2. Obliczenie średniej prędkości dryfu

Wypadkowe równania ruchu dla gazu jako całości są następujące:

$$\text{Równanie ciągłości } \frac{D\rho}{Dt} + \rho\varepsilon = 0. \quad (11)$$

Równanie pędu

$$\rho \frac{Du_h}{Dt} + \frac{\partial p_{ih}}{\partial x_i} - \rho G_h + \rho_e E_h - \frac{(\mathbf{J} \times \mathbf{B})_h}{c} = 0. \quad (12)$$

Równania pędu dla prędkości dyfuzji oddzielnych składników mieszaniny gazu, po wyeliminowaniu $\frac{Du_h}{Dt}$ z równania (12) przyjmują postać:

$$\begin{aligned} & \left[\frac{D}{Dt} (\rho_s w_{sh}) + \rho_s w_{sh} \varepsilon + \rho_s w_{si} + \frac{\partial u_h}{\partial x_i} + \frac{\partial (P_s)_{ih}}{\partial x_i} - \frac{\rho_s}{\rho} \frac{\partial P_{ih}}{\partial x_i} \right] + \\ & + \frac{\partial p_s}{\partial x_h} - \frac{\rho_s}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_h} - \left(\rho_{es} - \frac{\rho_s \rho_e}{\rho} \right) E_h^* - \frac{1}{c} \left\{ \left(\mathbf{J}_s - \frac{\rho_s}{\rho} \mathbf{J} \right) \times \mathbf{B} \right\}_h = \\ & = - \sum K_{st} \{ (w_{sh} - w_{th}) - z_{st} (x r_{sh} - y r_{th}) \}. \end{aligned} \quad (13)$$

Prawą stronę równania (13) zastępujemy przez zero, a wyrażenia w nawiasach kwadratowych po lewej stronie równania pomijamy z wyjątkiem:

$$\frac{Dt}{D} (\rho_s w_{sh}) + \rho_s w_{sh} \varepsilon \approx \rho_s \frac{Dw_{sh}}{Dt}, \quad (14)$$

otrzymujemy więc

$$\rho_s \frac{Dw_{sh}}{Dt} + \frac{\partial p_s}{\partial x_h} - \frac{\rho_s}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x_h} - \left(\rho_{es} - \frac{\rho_s \rho_e}{\rho} \right) E_h^* - \frac{1}{c} \left\{ \left(\mathbf{J}_s - \frac{\rho_s}{\rho} \mathbf{J} \right) \times \mathbf{B} \right\}_h = 0. \quad (15)$$

Równania (12) i (13) przekształcamy w taki sposób, aby uzyskać wartości dla $D(u_s + w_{sh})/Dt$.

W tym celu wprowadzamy następujące zmiany, zamiast indeksów s i t używamy indeksów i — dla jonów dodatnich oraz e dla elektronów.

Oznaczamy także przez M masę jonu oraz przez m — masę elektronu i przyjmu-

$$\text{jemy } \gamma = \frac{m}{M}.$$

Zakładamy także, że liczba jonów i elektronów w jednostce objętości jest prawie taka sama i wynosi $N^i = N^e = N$.

Przy tych założeniach uzyskujemy następujące równania:

$$NM \frac{D}{Dt} (u_h + w_h^i) = - \frac{\partial}{\partial x_k} (p^i)_{hk} + NeE_h^* + \frac{Ne}{c} (\mathbf{W}^i \times \mathbf{B})_h, \quad (15a)$$

$$NM \frac{D}{Dt} (u_h + w_h^e) = - \frac{\partial}{\partial x_k} (p^e)_{hk} - NeE_h^* - \frac{Ne}{c} (\mathbf{W}^e \times \mathbf{B})_h, \quad (15b)$$

oraz

$$\mathbf{w}_h^i + \gamma \mathbf{w}_h^e = 0. \quad (15c)$$

W ten sposób otrzymaliśmy trzy układy równań dla składowych trzech wektorów \mathbf{u} , \mathbf{W}^i , \mathbf{W}^e .

Ruch gazu będziemy rozważać w układzie współrzędnych z osią x_1 równoległą do kierunku lokalnego wektora \mathbf{B} w interesującym nas punkcie, osią x_2 skierowaną do lokalnego środka krzywizny linii siły przechodzącej przez dany punkt, oraz osią x_3 prostopadłą do osi x_1 i x_2 . Przez R oznaczamy promień krzywizny toru cząsteczki w polu elektrycznym.

Jeżeli uznamy R_2 i R_3 za wielkości związane z rozbieżnością linii sił w punkcie początkowym, obowiązujące będą następujące równania

$$\begin{aligned} B_1 = B, \quad B_2 = B_3 = 0, \\ \frac{\partial B_z}{\partial x_i} = \frac{B}{R}, \quad \frac{\partial B_3}{\partial x_i} = 0, \quad \frac{\partial B_2}{\partial x_2} = \frac{B}{R_2}, \\ \frac{\partial B_3}{\partial x_3} = \frac{B}{R_3}, \\ \frac{\partial B_1}{\partial x_i} = - \left(\frac{B}{R_2} + \frac{B}{R_3} \right). \end{aligned} \quad (16)$$

Składowe pola magnetycznego $\mathbf{r} \times \mathbf{B}$ wynoszą:

$$\frac{\partial B_3}{\partial x_2} - \frac{\partial B_2}{\partial x_3}, \quad \frac{\partial B_1}{\partial x_3}, \quad \frac{B}{R} - \frac{\partial B_1}{\partial x_2}.$$

Iloczyn wektorowy \mathbf{r} i pola wektorowego \mathbf{B} jest wirowością tego pola. Wirowość jest stopniem zmian natężenia pola w kierunku \perp do pola. Wirowość określa się przez znalezienie pochodnych składowej wzdłuż osi x względem y i z , pochodnych składowej y względem x itd.

$$\mathbf{r} \times \mathbf{B} = \mathbf{i} \left(\frac{\partial}{\partial y} B_z - \frac{\partial}{\partial z} B_y \right) + \mathbf{j} \left(\frac{\partial}{\partial z} B_x - \frac{\partial}{\partial x} B_z \right) + \mathbf{k} \left(\frac{\partial}{\partial z} B_y - \frac{\partial}{\partial y} B_x \right).$$

Ponieważ nie ma zderzeń, może wystąpić dostrzegalna różnica pomiędzy składowymi tensora ciśnień $p_3 = p_{11}$ oraz p_{22} i p_{33} .

Dopuszczalne jest jednak założenie $p_{22} = p_{33} = p_n$.

Z równań geometrycznych dotyczących równowagi sił mamy:

$$\frac{\partial p_{12}}{\partial x_1} = \frac{p_s - p_n}{R}, \quad \frac{\partial p_{12}}{\partial x_2} = \frac{p_s - p_n}{R_2}, \quad \frac{\partial p_{12}}{\partial x_{12}} = \frac{p_s - p_n}{R_3}, \quad \frac{\partial p_{13}}{\partial x_1} = \frac{\partial p_{23}}{\partial x_2} = \frac{\partial p_{23}}{\partial x_3} = 0. \quad (17)$$

Z pomocą wzorów (17) znajdujemy

$$\frac{\partial p_{h_1}}{\partial x_h} = \frac{\partial p_s}{\partial x_1} - \frac{p_s - p_n}{B} \frac{\partial B_1}{\partial x_1}, \quad \frac{\partial p_{h_2}}{\partial x_h} = \frac{\partial p_n}{\partial x_2} + \frac{p_s - p_n}{\partial x_2} \frac{\partial B_2}{\partial x_2}, \quad \frac{\partial p_{h_3}}{\partial x_h} = \frac{\partial p_n}{\partial x_3}. \quad (18)$$

Zależności te mogą być stosowane oddzielnie dla składowych ciśnienia jonowego i dla składowych ciśnienia elektronowego.

Następnie rozwiązujemy równania (15 a) i (15 b) dla kierunków prostopadłych do linii sił pola magnetycznego, tzn. dla składowych x_2 i x_3 .

Wychodzimy z równania ruchu dla elektronów niosących prąd w plazmie znajdującej się w polu elektrycznym. Elektrony poruszają się z prędkością

$$\mathbf{V} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2, \quad (19)$$

\mathbf{E} — pole ładunku przestrzennego prostopadłe do kierunku pola magnetycznego, podczas gdy jony są bardzo słabo odchylane przez pole magnetyczne i przyspieszane tylko przez pole elektryczne \mathbf{E} . Zaniedbując człony inercyjne w równaniu ruchu elektronów (15) wprowadzamy pojęcie „wektora dryfu“

$$\mathbf{U} = c \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2}. \quad (20)$$

W oparciu o zależności (18) otrzymujemy:

$$\frac{\partial}{\partial x_k} (p^e)_{hk} = \frac{\partial p_n^e}{\partial x_2} + \frac{p_s^e - p_n^e}{B} \frac{\partial B_2}{\partial x_2}$$

ponieważ

$$\begin{aligned} \frac{\partial B_2}{\partial x_2} = \frac{B}{R_2} \quad \text{więc} \quad \frac{\partial}{\partial x_k} (p^e)_{hk} &= \frac{\partial p_n^e}{\partial x_2} + \frac{p_s^e - p_n^e}{R_2} \\ - \frac{\partial}{\partial x_2} (p^e)_{h_2} &= \frac{\partial p_n^e}{\partial x_2} + \frac{p_s^e - p_n^e}{R} \\ - \frac{\partial}{\partial x_3} (p^e)_{h_3} &= \frac{\partial p_n^e}{\partial x_3}. \end{aligned} \quad (21)$$

Korzystając z (20) i (21) z równań (15 a, b) otrzymujemy następujące zależności:

$$\begin{aligned} W_2^e &= -u_2 + u_2 + \frac{C}{NeB} \frac{\partial p_n^e}{\partial x_3} \\ W_3^e &= -u_3 - \frac{C}{NeB} \left(\frac{\partial p_n^e}{\partial x_2} + \frac{p_s^e - p_n^e}{R} \right). \end{aligned} \quad (22)$$

Wyniki te mogą być połączone w jeden wzór

$$\mathbf{W}^e = -\mathbf{u} + \mathbf{U} - \frac{C}{NeB^2} \left\{ (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) p^e + \mathbf{B} \times \left[(\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{B} \frac{p_s^e - p_n^e}{B^2} \right] \right\} \quad (23)$$

oraz $\mathbf{W}^i = -\gamma \mathbf{W}^e$.

W równaniu (15 a) zaniedbujemy W^i (ponieważ zaniedbujemy ruch jonów słabo odchylonych w polu magnetycznym). Pozostawiając $\frac{Du}{Dt}$ jako wielkość, która będzie rozważona później, rozwiązujemy równanie (23) względem U_2 i U_3 . Wyniki te łączymy w jedno wyrażenie:

$$\mathbf{u} = \mathbf{U} + \frac{Mc}{eB^2} \left(\mathbf{B} \times \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \right) + \frac{c}{NeB^2} \left\{ (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) p_n^i + \mathbf{B} \times [(\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{B}] \frac{p_s^i p_n^i}{B^2} \right\}. \quad (24)$$

Przez podstawienie otrzymanej wartości na U do równania (23) otrzymujemy przekształcone równanie na W^e :

$$\begin{aligned} W^e &= \frac{Mc}{eB^2} \left(\mathbf{B} \times \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \right) + \frac{c}{NeB^2} \left\{ (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) p_n^i + \mathbf{B} \times [(\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{B}] \cdot \frac{p_s^i - p_n^i}{B^2} \right\} - \\ &\quad - \frac{c}{NeB^2} \left\{ (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) p_n^e + \mathbf{B} \times [(\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{B}] \frac{p_s^e - p_n^e}{B} \right\} \\ W^e &= \frac{Mc}{eB^2} \left(\mathbf{B} \times \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \right) + \frac{c}{NeB^2} \left\{ (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) p_n + \mathbf{B} \times [(\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{B}] \cdot \frac{p_s - p_n}{B^2} \right\} \end{aligned} \quad (25)$$

gdzie: $p_n = p_n^i + p_n^e$.

Ponieważ prąd przewodzenia $\mathbf{J} = -NeW^e$, można wyrazić

$$\mathbf{J} = \frac{NM_c}{B^2} \left(\mathbf{B} \times \frac{D\mathbf{u}}{Dt} \right) + \frac{c}{B^2} \left\{ (\mathbf{B} \times \mathbf{r}) p_n + \mathbf{B} \times [(\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}) \mathbf{B}] \frac{p_s - p_n}{B^2} \right\}. \quad (26)$$

Zaniedbując prąd przesunięcia w celu uzyskania równania na $\frac{D\mathbf{u}}{Dt}$ korzystamy z zależności:

$$4\pi \left(\frac{\mathbf{J}}{c} \right) = \mathbf{r} \times \mathbf{B}, \quad \mathbf{r} \times \mathbf{B} = \frac{\mathbf{B} \times [\mathbf{B} \times (\mathbf{r} \times \mathbf{B})]}{B^2}.$$

Plazma pod wpływem zewnętrznego pola magnetycznego może być opisana za pomocą modelu gazu jednoskładnikowego. Z drugiej strony ze względu na swoją anizotropowość rozkład elektronów i jonów pod wpływem sił Lorentza będzie anizotropowy. Plazmę taką opisują równania:

$$\begin{aligned} c \cdot \text{grad } p &= \mathbf{J} \times \mathbf{B} \\ \mathbf{E} + \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} &= \frac{1}{N_e} \text{grad } p \end{aligned}$$

\mathbf{E} , \mathbf{B} , \mathbf{J} są niezależne od czasu w równaniach Maxwella.

więc $\text{rot } \mathbf{E} = 0$,

$$\text{rot } \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}$$

$$\text{div } \mathbf{E} = 4\pi e(Ne)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0.$$

Stosujemy tożsamość, która jest spełniona, gdy ograniczymy się do kierunków x_2 i x_3 .

$$4\pi\left(\frac{\mathbf{J}}{c}\right) = -\frac{\mathbf{B} \times [\mathbf{B} \times (\mathbf{r} \times \mathbf{B})]}{B^2} \quad (27)$$

stąd $\mathbf{J} = \left(\frac{c}{4\pi}\right) \mathbf{r} \times \mathbf{B}$.

Ruchy termiczne jonów w kierunku równoległym do \mathbf{B} powodują, że składowe prędkości cząstek i prędkość rozchodzenia się są małe, dają w wyniku przeciwnym dryf jonów, prostopadły do \mathbf{B} . Dryf ten powstaje w wyniku tego, że siła Lorentza przeciwdziała siłom odśrodkowym jonów poruszających się po liniach sił magnetycznych. Dryf ten daje prąd o tym samym kierunku jak $\mathbf{r} \times \mathbf{B}$ i dlatego $4\pi \frac{\mathbf{J}}{c}$ i $\mathbf{r} \times \mathbf{B}$ mogą być równoważne.

W oparciu o równanie (15 b):

$$NM \frac{Du}{Dt} = -NeE_n^* - \frac{N_e}{c} (\mathbf{W}^e \times \mathbf{B})$$

i zależności

$$\mathbf{E}^* = \mathbf{E} + (\mathbf{u} \times \mathbf{B})/c = \frac{1}{N_e} \nabla \left(p_n^e + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \left(p_n^e + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}}{N_e} \left(\frac{p_s^e - p_n^e}{B^2} - \frac{1}{4\pi} \right),$$

dla składowych prostopadłych do \mathbf{B} otrzymujemy

$$NM \frac{Du}{Dt} = -\nabla \left(p_n + \frac{B^2}{8\pi} \right) - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \left(\frac{p_s - p_n}{B^2} - \frac{1}{4\pi} \right). \quad (28)$$

Za pomocą tej zależności (28) można wyeliminować wyrażenie $\frac{Du}{Dt}$ z równania (24).

$$u = U + \frac{Mc}{MeB^2} \mathbf{B} \times \left\{ -\nabla \left(p_n^e + \frac{B^2}{8\pi} \right) - (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \left(\frac{p_s^e - p_n^e}{B^2} - \frac{1}{4\pi} \right) \right\} + \frac{c}{NeB^2} \left\{ (\mathbf{B} \times \nabla) p_n^e + \mathbf{B} \times [(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}] \frac{p_s^e - p_n^e}{B^2} \right\}$$

otrzymujemy:

$$u = U - \frac{c}{NeB^2} \left\{ \underbrace{\mathbf{B} \times \nabla \left(p_n^e + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \left(\frac{p_s - p_n}{B^2} - \frac{1}{4\pi} \right) [(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}] \times \mathbf{B}}_{\text{I}} \right\}, \quad (29)$$

II

gdzie człon I określa krzywiznę linii sił, a wyrażenie II opisuje dryf powstający z reakcji wobec \mathbf{B} odśrodkowej siły ruchu wzdłuż krzywej sił.

Z przeprowadzonych obliczeń wynika, że prędkość dryfowania całkowicie zjonizowanego gazu zależy głównie od wielkości pola magnetycznego \mathbf{B}

oraz wpływu grad B i $\frac{\partial B}{\partial t}$ traktowanych jako małe perturbacje mające swój udział w wektorze prędkości.

Równanie (29) może być użyte do badania ruchu cząsteczek w trzech różnych konfiguracjach pola magnetycznego (toroidalnej, soczewkowej i spiralnej).

Oznaczenia stosowane w tekście

- N_s — liczba cząstek typu S na jednostkę objętości,
 $\rho_s = N_s m_s$ — gęstość masy,
 $\rho_{es} = N_s e_s$ — gęstość ładunku dla każdego typu cząstek oddzielnie,
 $u_{sh} = \xi_{sh}$ — średnia wartość prędkości cząstek,
 $qu_h = \sum \rho_s u_{sh}$ — średnia prędkość przepływu gazu jako całości,
 $W_{sh} = U_{sh} - U_h$ — składowa prędkość dyfuzji cząstek typu s względem średniego przepływu masy,
 ϵ — przenikalność dielektryczna,
 ϵ_{hk} — tensor przenikalności dielektrycznej,
 $J_{sh} = \rho_{es} W_{sh}$ — natężenie prądu elektrycznego,
 B — indukcja elektryczna,
 p_{hk} — tensor ciśnienia elektronów,
 E — natężenie pola elektrycznego,
 $x = x_1, y = x_2, z = x_3$ — współrzędne kartezjańskie,
 D — promień Debye'a; $D = \left(\frac{\kappa T}{8\pi e^2 N} \right)^{1/2}$ przy $T_e = T$ i $N = N$,
 κ — stała Boltzmanna,
 T_e — temperatura elektronów ($^{\circ}\text{K}$),
 T — temperatura plazmy (lub jeżeli plazma nie jest izotermiczna — temperatura jonów),
 p^e — ciśnienie elektronów,
 p^i — ciśnienie jonów,
 v — prędkość termiczna elektronu,
 \bar{u} — prędkość unoszenia albo dryfowania w kierunku pola.

Abstract: A method for determining the drift velocity of fully ionized gas in the presence of a steady homogeneous magnetic field is given. The determination of average drift velocity is assumed in a first approximation that all electrons have the equal thermal velocity and then these velocities are subordinate to Maxwell distribution. The calculation was carried out by using Boltzmann equation for the distribution velocity function of the particles appear in the composition of gases.

Literatura

- [1] J. E. Drummond, *Plasma Physics*, Mc Graw-Hill Book Co., London 1961.
- [2] D. A. Frank-Kamieniecki, *Plazma — czwertoje sostojanije wieszczestwa*, Moskwa 1963.
- [3] F. H. Clauser, *Dynamika plazmy*, PWN, W-wa 1964.
- [4] S. Chandrasekhar i in., *Ann. Phys.*, **2**, 453 (1957).
- [5] K. M. Watson, *Phys. Rev.*, **102**, 19 (1956).
- [6] L. Spitzer, *Physics of Fully Ionised Gases*, Interscience Publishers, New York 1956.
- [7] W. B. Thompson, *An Introduction to Plasma Physics*, Pergamon Press, Oxford 1962.
- [8] S. Chapman, T. G. Cowling, *Mathematical Theory of Nonuniform Gases*, Cambr. Univ. Press, London 1952.
- [9] E. N. Parker, *Phys. Rev.*, **109**, 1874 (1958).

Zenon Cerowski

Katedra Fizyki B
Politechnika Śląska

Równania fal sprężystych w ośrodku dwufazowym

Elastic Waves Equations in Two Phase Systems

W artykule tym podano równania fal rozchodzących się w ośrodkach złożonych, składających się z ciała stałego (może być zwarte lub ziarniste) zwanego szkieletem oraz porów, tj. przestrzeni wewnątrz rozpatrywanej objętości nie zajętej przez ciało stałe (pory mogą być wypełnione cieczą lub gazem). Do ciał wyżej określonych należą przede wszystkim ośrodki gruntowe. Ciała złożone ze względu na wzajemne oddziaływanie składników można podzielić na następujące rodzaje:

- a) ciała zupełnie połączone,
- b) ciała zupełnie niepołączone,
- c) ciała niezupełnie połączone.

Ciała wchodzące w skład pierwszej grupy charakteryzują się tym, że przy działaniu na nie ciśnień naprężenia powstające, będą takie jak w ciele jednorodnym, tzn. nie będzie różnic w zachowaniu się składników. Stałe sprężyste takiego ciała będą wypadkowymi ciał składowych. Względna zmiana objętości ośrodka będzie sumą względnych zmian objętości składników. Jeżeli moduł sztywności $\mu = 0$, to jest, jak pokazał Wood w 1930 roku [14], wypadkowy moduł sprężystości objętościowej:

$$\frac{1}{k} = \frac{n}{k_2} + \frac{1-n}{k_1},$$

gdzie:

k_1, k_2 — objętościowy moduł ściśliwości ciał składowych, k — wypadkowy moduł ściśliwości objętościowej, n — porowatość, tj. stosunek objętości porów do całkowitej rozpatrywanej objętości.

Wewnątrz ośrodka będzie rozchodzić się jedna fala głosowa, której prędkość wyraża się następującym wzorem:

$$c^2 = \frac{k}{\rho_1(1-n) + \rho_2 n},$$

gdzie: ρ_1, ρ_2 — gęstość ciał składowych.

Takie same wyrażenie na prędkość rozchodzenia się fal otrzymuje P. L. Chambré [5] dla idealnej mieszaniny. Pojęcie u niego idealnej mieszaniny oznacza to samo co wyżej wprowadzone określenie ciała zupełnie połączonego. Zależność prędkości rozchodzenia się fal od własności ciał składowych wyprowadza autor dwoma sposobami: za pomocą współrzędnych Lagrange'a oraz z praw zachowania masy i pędu.

G. Shumway [16] rozszerza wyżej podane wyrażenie, ponieważ nie zakłada, że moduł sztywności $\mu = 0$. Pisze on, że w ciele złożonym fale ścinania są przenoszone tylko przez szkielec, a fale ściskania przez szkielec i ciecz poro-wypełniającą. Jeżeli połączenie między tymi dwoma fazami jest zupełne, to prędkość rozchodzenia się fal ściskania określa wzór:

$$c^2 = \frac{k + \frac{4}{3}\mu}{(1-n)\rho_1 + n\rho_2} = \frac{\lambda + 2\mu}{(1-n)\rho_1 + n\rho_2},$$

gdzie:

k — poprzednio podany wypadkowy moduł sprężystości objętościowej, μ — moduł sztywności (stała Lamego), λ — stała Lamego.

Do drugiej grupy ciał należą takie ośrodki, których ciała składowe będą pod wpływem działania ciśnienia zachowywać się tak jakby tworzyły dwa ośrodki i te były niezależnie poddawane działaniu ciśnienia, tzn. nie ma w ogóle oddziaływania między składnikami. Charakterystyczną cechą takich ośrodków będzie to, że jeżeli poddamy je działaniu fali, wówczas odbierać będziemy dwie fale: jedną rozchodzącą się w szkielecie, za której rozchodzenie się będą odpowiedzialne tylko własności szkieletu, i drugą rozchodzącą się w cieczy, której własności będą określone przez stałe cieczy [14].

Najbardziej istotną grupą ciał złożonych, a zarazem najmniej teoretycznie rozpracowaną, stanowią ośrodki niezupełnie połączone. Trudność a zarazem ciekawość stanowią różne możliwości oddziaływania składowych, a co się z tym bezpośrednio wiąże, różne wyniki rozwiązania problemu. Poza tym ciała takie są najbliższe ciałom rzeczywistym. Podstawowymi czynnikami wiążącymi fazy ciała złożonego są:

- a) wypadkowa bezwładność oraz wpływ bezwładności jednego składnika na bezwładność drugiego,
- b) wypadkowa sprężystość,
- c) czynnik struktury,
- d) tarcie między składnikami.

Wypadkowa bezwładność i wypadkowa sprężystość są w ograniczonym zakresie (gęstość wypadkowa jest równa sumie gęstości objętościowych składników $\rho = (1-n)\rho_1 + n\rho_2$, a wypadkowy współczynnik sprężystości jest sumą współczynników sprężystości $\beta = (1-n)\beta_1 + n\beta_2$ składników) uwzględnione już dla ciał zupełnie połączonych. Wspomniane czynniki w małym stopniu zdają

sprawę z wzajemnego oddziaływania ciał składowych, dlatego są wprowadzane uzupełnienia wypadkowego modułu sprężystości. Często spotykanym uzupełnieniem jest dodanie do wypadkowego modułu sprężystości modułu sprężystości styków ziaren [4], [6], [8], [9], [19] lub, co ma w konsekwencji takie samo znaczenie, modułu sprężystości struktury [16]. Artykułami uwzględniającymi największą ilość czynników wpływających na połączenie faz są publikacje Ja. I. Frenkla [7], M. A. Biota [2] i W. N. Nikołajewskiego [12] i [13]. Ja. I. Frenkel uwzględnia wpływ ciśnienia hydrostatycznego cieczy wypełniającej pory na własności sprężyste szkieletu, zwiększenie bezwładności szkieletu oraz cieczy wskutek ciśnienia hydrostatycznego cieczy i tarcia między ciałem stałym a cieczą.

Dla ośrodka jednorodnego idealnie sprężystego wyrażenia dla naprężeń są następujące:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= \lambda_1 \theta + 2\mu_1 \varepsilon_{xx} \\ \sigma_{yy} &= \lambda_1 \theta + 2\mu_1 \varepsilon_{yy} \\ \sigma_{zz} &= \lambda_1 \theta + 2\mu_1 \varepsilon_{zz} \\ \sigma_{yz} &= \mu_1 \varepsilon_{yz}; \sigma_{zx} = \mu_1 \varepsilon_{zx}; \sigma_{xy} = \mu_1 \varepsilon_{xy},\end{aligned}\quad (1)$$

gdzie:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx}, \dots, \sigma_{yz}, \dots & \text{ naprężenia} \\ \varepsilon_{xx}, \dots, \varepsilon_{yz}, \dots & \text{ składowe deformacji} \\ \theta = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz} & \text{ — zmiana objętości jednostkowego sześciangu, rozszerzalność objętościowa.}\end{aligned}$$

λ_1 i μ_1 — stałe Lamego.

W związku z przyjęciem ośrodka składającego się z ciała stałego nieidealnie sprężystego i porów wypełnionych cieczą trzeba w wyrażeniach dla naprężeń uwzględnić nieidealną sprężystość szkieletu, hydrostatyczne ciśnienie poro-wypelnacza oraz siły tarcia przy ruchu niestacjonarnym między szkieletem a porowypelniaczem.

Doświadczenia pokazują, że żadne z ciał stałych nie są idealnie sprężyste, wskutek czego rozchodząca się w nich energia zaburzenia maleje. Istnieją dwa poglądy na charakter strat. Jeden przyjmuje, że straty są natury lepkościowej, tzn. że energia strat w czasie cyklu jest proporcjonalna do częstotliwości i amplitudy prędkości zmian. Drugi natomiast, że straty są typu tarcia wewnętrznego, tj. energia strat nie zależy od częstości, a zależy tylko od natury materiału i amplitudy naprężeń. Przyjmujemy tutaj drugi rodzaj strat w szkielecie, ponieważ jak wykazały eksperymenty W. T. Borna [3] straty energii przy rozchodzeniu się fal w gruntach suchych nie zależą od częstotliwości. Taką samą naturę strat pokazują publikacje Bergmana [1], Peselnicka i Zietza [15], Mc Donala i in. [11], Lewykina [10], Siłajewej i Szaminy [17]. Z matematycznego punktu widzenia dla uwzględnienia nieidealnej sprężystości

szkieletu w miejsce stałych sprężystych λ_1 i μ_1 , należy podstawić odpowiednio $\lambda_1 = \lambda - i\lambda'$, $\mu_1 = \mu - i\mu'$ zespolone stałe sprężyste:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= (\lambda - i\lambda')\theta + 2(\mu - i\mu')\varepsilon_{xx} \\ \sigma_{yy} &= (\lambda - i\lambda')\theta + 2(\mu - i\mu')\varepsilon_{yy} \\ \sigma_{zz} &= (\lambda - i\lambda')\theta + 2(\mu - i\mu')\varepsilon_{zz} \\ \sigma_{yz} &= (\mu - i\mu')\varepsilon_{yz} \\ \sigma_{zx} &= (\mu - i\mu')\varepsilon_{zx} \\ \sigma_{xy} &= (\mu - i\mu')\varepsilon_{xy}.\end{aligned}\quad (2)$$

Zgodnie z przyjętym charakterem strat λ' i μ' nie zależą od częstości.

Równania rozpatrzone dotychczas odnoszą się do ciał, których pory nie są wypełnione. Przyjmujemy obecnie, że wszystkie pory są wypełnione cieczą, która może swobodnie przez nie przechodzić, tzn. może swobodnie wpływać do rozpatrywanej objętości szkieletu lub z niej wypływać. Ciecz znajdująca się w obszarach porów wywiera ciśnienie p , które działa także na szkielet gruntu. Jeżeli cząsteczki szkieletu są ściśliwe, wówczas zgodne z tym co przyjęto wyżej, że ciecz może swobodnie wpływać i wypływać ze szkieletu otrzymano [7]:

$$\frac{\delta V_1}{V_1} = \frac{\delta V_2}{V_2} = -\frac{p}{k_1}, \quad (3)$$

gdzie: V_1 , V_2 — odpowiednio objętości szkieletu i porów, k_1 — objętościowy moduł ściśliwości szkieletu.

Z (3) wynika, że zmiana objętości całego rozpatrywanego agregatu powstała wskutek ciśnienia hydrostatycznego p zmienia się w tym samym stosunku:

$$\frac{\delta V}{V} = -\frac{p}{k_1}, \quad (4)$$

gdzie: $V = V_1 + V_2$.

Po wprowadzeniu tych czynników wyrażenia dla naprężeń przyjmą następującą postać:

$$\begin{aligned}\sigma_{xx} &= (\lambda - i\lambda')\left(\theta + \frac{p}{k_1}\right) + 2(\mu - i\mu')\left(\varepsilon_{xx} + \frac{p}{3k_1}\right) \\ \sigma_{yy} &= (\lambda - i\lambda')\left(\theta + \frac{p}{k_1}\right) + 2(\mu - i\mu')\left(\varepsilon_{yy} + \frac{p}{3k_1}\right) \\ \sigma_{zz} &= (\lambda - i\lambda')\left(\theta + \frac{p}{k_1}\right) + 2(\mu - i\mu')\left(\varepsilon_{zz} + \frac{p}{3k_1}\right) \\ \sigma_{yz} &= (\mu - i\mu')\varepsilon_{yz} \\ \sigma_{zx} &= (\mu - i\mu')\varepsilon_{zx} \\ \sigma_{xy} &= (\mu - i\mu')\varepsilon_{xy}.\end{aligned}\quad (5)$$

Przy rozważaniu równań równowagi pozostaje jeszcze uwzględnić czynnik powodujący wzrost bezwładności zależny od ciśnienia hydrostatycznego p , pro-

porejonalny do zajmowanych objętości, a więc $(1-n)\nabla p$ dla szkieletu oraz $n\nabla p$ dla cieczy i czynnik występujący przy ruchu niestacjonarnym zależy od sił tarcia między szkieletem a porowypelniaczem, który zależy od różnicy prędkości tych ciał, tj. równa się:

$$K \left(\frac{\partial \vec{u}_1}{\partial t} - \frac{\partial \vec{u}_2}{\partial t} \right), \quad (6)$$

gdzie: \vec{u}_1 — wektor przesunięcia szkieletu, \vec{u}_2 — wektor przesunięcia cieczy, K — współczynnik $= \frac{n_2 \rho_2 g}{k_\varphi}$, [18] ρ_2 — gęstość cieczy, g — przyspieszenie ziemskie, k_φ — współczynnik filtracji.

Uwzględniając te wyrażenia otrzymano następujące równania ruchu dla ciała stałego i cieczy:

$$\begin{aligned} d_1 \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2} + (1-n) \frac{\partial p}{\partial x} &= (1-n) \left(\frac{\partial \delta_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \delta_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial \delta_{xz}}{\partial z} \right) + K \left(\frac{\partial u_1}{\partial t} - \frac{\partial u_2}{\partial t} \right) \\ d_1 \frac{\partial^2 v_1}{\partial t^2} + (1-n) \frac{\partial p}{\partial y} &= (1-n) \left(\frac{\partial \delta_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial \delta_{yy}}{\partial y} + \frac{\partial \delta_{yz}}{\partial z} \right) + K \left(\frac{\partial v_1}{\partial t} - \frac{\partial v_2}{\partial t} \right) \\ d_1 \frac{\partial^2 w_1}{\partial t^2} + (1-n) \frac{\partial p}{\partial z} &= (1-n) \left(\frac{\partial \delta_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \delta_{zy}}{\partial y} + \frac{\partial \delta_{zz}}{\partial z} \right) + K \left(\frac{\partial w_1}{\partial t} - \frac{\partial w_2}{\partial t} \right), \end{aligned} \quad (7)$$

gdzie: $d_1 = \frac{\gamma_1}{g} \rho_1 (1-n)$,

γ_1 — ciężar objętościowy szkieletu,

u_1, v_1, w_1 — współrzędne wektora przesunięcia \vec{u}_1 ,

$$d_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} + n \frac{\partial p}{\partial x} = K \left(\frac{\partial u_2}{\partial t} - \frac{\partial u_1}{\partial t} \right)$$

$$d_2 \frac{\partial^2 v_2}{\partial t^2} + n \frac{\partial p}{\partial y} = K \left(\frac{\partial v_2}{\partial t} - \frac{\partial v_1}{\partial t} \right)$$

$$d_2 \frac{\partial^2 w_2}{\partial t^2} + n \frac{\partial p}{\partial z} = K \left(\frac{\partial w_2}{\partial t} - \frac{\partial w_1}{\partial t} \right)$$

$$d_2 = \frac{\gamma^2}{g} = \rho_2 n, \quad (8)$$

γ_2 — ciężar objętościowy porowypelnacza,

u_2, v_2, w_2 — współrzędne wektora przesunięcia \vec{u}_2 .

Po podstawieniu w równaniu (7) i (8) wyrażen na σ (5) i uwzględnieniu, że

$$\varepsilon_{xx} = \frac{\partial u}{\partial x}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\partial v_1}{\partial y}, \quad \varepsilon_{zz} = \frac{\partial w_1}{\partial z}$$

$$\varepsilon_{xy} = \frac{\partial v_1}{\partial x} + \frac{\partial u_1}{\partial y}, \quad \varepsilon_{yz} = \frac{\partial w_1}{\partial y} + \frac{\partial v_1}{\partial z},$$

$$\varepsilon_{zx} = \frac{\partial u_1}{\partial z} + \frac{\partial w_1}{\partial x}$$

równania powyższe w postaci wektorowej będą:

$$d_1 \frac{\partial^2 \vec{u}_1}{\partial t^2} + (1-n)\nabla p = (1-n) \left\{ [\lambda + \mu - i(\lambda' + \mu')] \nabla \theta + \right. \\ \left. + \frac{\lambda + \frac{2}{3}\mu - i(\lambda' + \frac{2}{3}\mu')}{k_1} \nabla p + (\mu - i\mu') \Delta \vec{u}_1 \right\} + K \frac{\partial}{\partial t} (\vec{u}_1 - \vec{u}_2) \quad (9)$$

$$d_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2} + n \nabla p = K \frac{\partial}{\partial t} (\vec{u}_2 - \vec{u}_1). \quad (10)$$

W wyrażeniach tych są trzy niewiadome, wobec tego równań jest za mało. Wystarczy wziąć jednak jeszcze równanie ciągłości cieczy, aby cały problem można było rozwikłać.

Równanie ciągłości ma postać

$$\frac{\partial \rho_2}{\partial t} + \operatorname{div} \rho_2 \frac{\partial \vec{u}_2}{\partial t} = 0. \quad (11)$$

Ponieważ przyjęto, że zmiany są niewielkie, więc $\rho_2 = \rho_2^0 + \delta \rho_2$ i w miejsce ρ_2 można w przybliżeniu podstawić ρ_2^0

$$\operatorname{div} \frac{\partial \vec{u}_2}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_2^0} \frac{\partial (\rho_2^0 + \delta \rho_2)}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_2^0} \frac{\partial \delta \rho_2}{\partial t}, \quad (12)$$

$$\text{ale } \frac{\delta \rho_2}{\rho_2} = \frac{p}{k_2} = \frac{\delta \rho_2}{\rho_2^0}, \quad (13)$$

$$\text{więc: } \operatorname{div} \frac{\partial \vec{u}_2}{\partial t} = - \frac{1}{k_2} \frac{\partial p}{\partial t}. \quad (14)$$

W celu sprowadzenia tych równań do prostszych postaci rozłożono je na równania fal podłużnych i poprzecznych.

Podstawiono więc:

$$\vec{u}_1 = \operatorname{grad} \varphi_1 + \operatorname{rot} \psi_1 \quad \vec{u}_2 = \operatorname{grad} \varphi_2 + \operatorname{rot} \psi_2,$$

z tego wynika $\theta = \operatorname{div} \vec{u}_1 = \operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi_1 = \Delta \varphi_1$.

Podstawiając te wyrażenia w równania (9), (10) i (14) znaleziono następujące wzory:

z równania (9)

$$d_1 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} = (1-n) [\lambda + 2\mu - i(\lambda' + 2\mu')] \Delta \varphi_1 + \\ + \left[\frac{\lambda + \frac{2}{3}\mu - i(\lambda' + \frac{2}{3}\mu')}{k_1} - 1 \right] (1-n)p + K \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_1 - \varphi_2)$$

$$d_1 \frac{\partial^2 \psi_1}{\partial t^2} = (1-n)(\mu - i\mu') \Delta \psi_1 + K \frac{\partial}{\partial t} (\psi_1 - \psi_2),$$

z równania (10)

$$d_2 \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} = -np + K \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_2 - \varphi_1).$$

$$d_2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t^2} = K \frac{\partial}{\partial t} (\psi_2 - \psi_1), \quad (15)$$

z równania (14)

$$\Delta\varphi_2 = -\frac{p}{k_2}.$$

Ponieważ $k_1 = \lambda + \frac{2}{3}\mu - i(\lambda' + \frac{2}{3}\mu')$, więc wyrażenia (15) przyjmą następującą ostateczną postać:

$$\begin{aligned} d_1 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} &= (1-n)[\lambda + 2\mu - i(\lambda' + 2\mu')] \Delta\varphi_1 + K \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_1 - \varphi_2) \\ d_2 \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial t^2} &= np + K \frac{\partial}{\partial t} (\varphi_2 - \varphi_1) \\ \Delta\varphi_2 &= -\frac{1}{k_2} p \\ d_1 \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} &= (1-n)(\mu - i\mu') \Delta\psi_1 + K \frac{\partial}{\partial t} (\psi_1 - \psi_2) \\ d_2 \frac{\partial^2 \psi_2}{\partial t^2} &= K \frac{\partial}{\partial t} (\psi_2 - \psi_1). \end{aligned} \quad (16)$$

Abstract: The equations of elastic waves in a system which is composed of solid and liquid phases are derived under the assumption of an ideal elasticity of the liquid and an unideal elasticity of the solid state.

Literatura

- [1] L. Bergman, *Ultrazwuk*, Moskwa 1957.
- [2] M. A. Biot, *J. Appl. Phys.*, **33**, nr 4, 1482 (1962).
- [3] W. T. Born, *Geophysics*, **6**, 132 (1941).
- [4] H. Brandt, *J. Appl. Mech.*, **22**, nr 4, 474 (1955).
- [5] P. L. Chambré, *JASA*, **26**, nr 3, 329 (1954).
- [6] I. W. Czarewa, *Izw. AN SSSR*, seria geofiz., **9**, 1044 (1956).
- [7] Ja. I. Frenkel — *K teorii sejsmičeskich i sejsmoelektričeskich jwlenij wo wlasnoj počwie*, Dzieła wybrane, t. 2., Moskwa—Leningrad 1958.
- [8] F. Gassmann, *Geophysics*, **19**, nr 4, 673 (1951).
- [9] E. A. Kozłow, *Izw. AN SSSR*, seria geofiz., **8**, 1009 (1962).
- [10] A. I. Lewykin, *Izw. AN SSSR*, seria geofiz., **3**, 389 (1962).
- [11] F. J. McDonal, F. A. Angona, R. L. Mills, R. L. Sengbush, R. G. Van Nostrad, E. E. White, *Geophysics*, **23**, nr 3, 421 (1958).
- [12] W. N. Nikolajewski, *Inż. Ż.* **2**, nr 3, 54 (1962).
- [13] W. N. Nikolajewski, *Inż. Ż.* **3**, nr 3, 251 (1963).
- [14] N. R. Paterson, *Geophysics*, **21**, nr 3, 691 (1956).
- [15] L. Peselnick, I. Zietz, *Geophysics*, **24**, nr 2, 285 (1959).
- [16] G. Shumway, *Geophysics*, **25**, nr 2, 451 (1960).
- [17] O. O. Siłajewa, O. G. Szamina, *Izw. AN SSSR*, seria geofiz., **9**, 1354 (1960).
- [18] O. Ja. Szechter, *Trudy NJJ osnovanii i fundamentow*, **22**, (1953).
- [19] J. E. White, R. L. Sengbush, *Geophysics*, **18**, nr 1, 54 (1953).

Franciszek Kaczmarek

Katedra Fizyki Molekularnej
Uniwersytetu im. A. Mickiewicza
w Poznaniu

Gęstości strumieni energii i natężenia pól elektrycznego i magnetycznego wiązek światła laserów

Flux Densities and Electric and Magnetic Field Strengths of Laser Beams

Wstęp

Znajomość gęstości energii promienistej, a także natężenia pola elektrycznego względnie magnetycznego wiązki świetlnej lasera jest niezbędna w wielu zastosowaniach naukowych i technicznych kwantowych generatorów światła (laserów). W tym celu przedstawiono poniżej tabelę oraz krótkie omówienie najważniejszych parametrów pracy najczęściej stosowanych laserów stałych i gazowych. Z uwagi na wielką ilość rozmaitych laserów tabela zawiera dane najbardziej charakterystyczne. W tabeli tej pominięto lasery półprzewodnikowe; z uwagi na ich dość rozbieżne wiązki światła oraz stosunkowo niewielki stopień spójności zastosowania tych laserów są raczej ograniczone. Czas trwania emisji lasera stałego może być zmieniany w szerokich granicach. Lasery gazowe mogą pracować zarówno w sposób ciągły, jak i impulsowy. Stąd energie lub moce wiązek świetlnych zmieniają się od mJ (mW) do kilkudziesięciu J (kilku kW).

1. Czas trwania emisji lasera

W najczęściej stosowanych laserach rubinowych względnie szklanych (szkło optyczne aktywowane neodymem) impuls świetlny składa się z wielu krótkotrwałych oscylacji, a całkowity czas jego trwania waha się zwykle od około 100 do około 1500 μ s. Długość impulsu lasera zależy przede wszystkim od własności źródła pompującego; jest on stosunkowo krótki w przypadku stosowania liniowych lamp błyskowych, natomiast ulega dość znacznemu wydłużeniu, jeśli do pobudzenia rubinu stosuje się spiralne lampy błyskowe. Długość łuku świetlnego w spiralnej lampie błyskowej jest niekiedy dziesięciokrotnie większa

od długości tego łuku w lampie liniowej. W specjalnych układach modulacji dobroci wnęki rezonansowej lasera uzyskuje się skrócenie czasu trwania akcji laserowej o wiele rzędów wielkości. Energia całkowita impulsu ulega przy tym mniej więcej dziesięciokrotnemu zmniejszeniu. Tego typu impulsy świetlne przyjęło się nazywać gigantycznymi, ponieważ ich moc jest z reguły nie mniejsza od 1 MW. Stosując różne układy modulacji stosunkowo łatwo otrzymuje się impulsy świetlne o czasie trwania od około 1 μ s do kilkunastu ns. Impulsy mikrosekundowe w odróżnieniu od nanosekundowych nazywać będziemy quasigigantycznymi. W tabeli podano moc średnią impulsu świetlnego lasera stałego. Warto podkreślić, że moc chwilowa poszczególnych oscylacji („spajków“) tworzących impuls świetlny może być kilkakrotnie większa. Lasery gazowe pracują w zasadzie w sposób ciągły. W niektórych przypadkach wykonuje się jednak specjalne lasery impulsowe, które emitują wiązki świetlne o mocy chwilowej wielokrotnie większej od mocy wiązek ciągłych. Długość impulsu wynosi zwykle około 1 μ s, a częstotliwość powtarzania — 1000 Hz. Na przykład laser He-Ne pracujący w sposób ciągły wytwarza wiązkę świetlną o mocy kilku mW. W układzie impulsowym zdolny on był wytwarzać impulsy o mocy szczytowej 80 W. Podobnie buduje się impulsowe lasery jonowe. Moc chwilowa impulsu świetlnego może wzrosnąć w tym przypadku do 1 kW (1 W w układzie pracy ciągłej).

2. Rozbieżność wiązki światła lasera

Rozbieżność wiązki światła lasera stałego zależy od jakości optycznej rubinu (szkła neodymowego), od rodzaju stosowanego rezonatora optycznego, oraz uwarunkowana jest zjawiskami dyfrakcji. Zwykle rozbieżność ta wynosi około 30 minut kątowych, co w mierze łukowej odpowiada kilku miliradianom. Rozbieżność wiązki lasera stałego można zmniejszyć kilkakrotnie przez wydłużenie rezonatora optycznego do kilku metrów. Zwiększa to jednak prógową energię wzbudzenia i zmniejsza energię emitowanego impulsu świetlnego. W niektórych przypadkach stosuje się optyczne selektory kątowe, które zmniejszają mniej więcej dziesięciokrotnie rozbieżność emitowanej wiązki. Umieszczenie małej przesłony wewnątrz rezonatora optycznego lasera powoduje również zmniejszenie rozbieżności emitowanej wiązki światła.

W laserze gazowym długość rezonatora optycznego wynosi zwykle od jednego do kilku metrów. W laserze tym decydujący wpływ na rozbieżność wiązki światła ma krzywizna zwierciadeł rezonatora optycznego. W najczęściej stosowanym układzie zwierciadeł konfokalnych rozbieżność ta wynosi od kilku do kilkunastu minut kątowych i zmniejsza się do kilkunastu sekund, gdy zwierciadła wklęsłe zostaną zastąpione płaskimi. Dla przykładu w laserze gazowym, którego rezonator jest zbliżony do konfokalnego, a długość rury wyładowawczej wynosi 3 m, średnica plamki świetlnej na zwierciadle wyjściowym wynosiła 5 mm i powiększała się do 45 mm w odległości 22 m od lasera. Roz-

bieżność emitowanej wiązki wynosiła w tym przypadku 6 minut. W układzie rezonatora wklęsło-wypukłego ten sam laser wytwarzał wiązkę o rozbieżności mniejszej od 1 minuty.

3. Ogniskowanie wiązki światła lasera

a) Gęstość strumienia energii wiązki lasera w ognisku soczewki osiągać może wartości przewyższające 10^{12} W/cm². Dla porównania warto przypomnieć, że przebicie powietrza w polu elektrycznym fali świetlnej wymaga gęstości energii 3×10^{12} W/cm². Średnica plamki świetlnej w ognisku zależy przede wszystkim od rozbieżności początkowej lasera. Dla soczewek krótkoogniskowych straty dyfrakcyjne odgrywają mniejszą rolę. W wyniku dyfrakcji następuje rozmycie ogniska w kierunku prostopadłym do osi optycznej o wartość

$$\Delta l' \cong 1,22 \frac{\lambda}{D} f,$$

gdzie D jest średnicą wiązki, a f — odległością ogniskową soczewki. Dla $\lambda = 0,7 \mu$ (laser rubinowy), $D = 1$ cm i $f = 5$ cm, co często ma miejsce w zastosowaniach zogniskowanych wiązek światła laserów, wówczas

$$\Delta l' \cong 4,25 \mu.$$

Poszerzenie dyfrakcyjne jest więc w tym przypadku tak małe, że można je całkowicie zaniedbać. Znacznie większe rozmycie ogniska następuje w wyniku początkowej rozbieżności θ skupianej wiązki. Wynosi ono

$$\Delta l'' = f \cdot \theta.$$

Dla soczewki $f = 5$ cm i rozbieżności $\theta = 5 \times 10^{-4}$ radiana, typowej dla wiązki lasera rubinowego, otrzymujemy

$$\Delta l'' = 25 \mu.$$

Obserwowane w praktyce średnice plamek świetlnych w ognisku wynoszą zwykle od 100 do 200 μ (dla soczewek $f \cong 10$ cm) lub kilkadziesiąt μ (dla soczewek $f \cong 1$ cm). Wielkości plamek w ognisku ustala się eksperymentalnie mierząc przy pomocy mikroskopu średnicę wypalonego w ognisku otworka w bardzo cienkiej folii metalowej.

W przypadku lasera gazowego pracującego w układzie rezonatora płaskiego średnica plamki w ognisku może wynosić kilkanaście μ , lub nawet mniej, zależnie od odległości ogniskowej soczewki.

b) Objętość ogniska. Dyfrakcja światła skupionego przez soczewkę powoduje zmiany jego natężenia w obszarze ogniska nie tylko w kierunku prostopadłym do osi optycznej, ale również w kierunku podłużnym. Z tego powodu wprowadzić można pojęcie objętości ogniska. Objętość ta ma kształt walca o podstawie równej średnicy pierwszego pierścienia ciemnego i wysokości równej odległości między punktami na osi, w których natężenie światła zmniejsza

się do zera. Punkty te położone są symetrycznie względem ogniska w odległościach

$$\Delta z = \pm \frac{f^2 \lambda}{2a^2},$$

gdzie $2a$ jest średnicą wiązki przed zogniskowaniem. Objętość ogniska wynosi zatem

$$V = \pi \left(\frac{1,22 \lambda f}{2D} \right)^2 \frac{2f^2 \lambda}{2a^2} \cong 4,7 \left(\frac{f}{D} \right)^4 \lambda^3.$$

W przypadku soczewki $f = 1$ cm oraz wiązki lasera rubinowego, również o średnicy 1 cm, otrzymujemy:

$$\text{średnica walca} - \Delta l' = 1,22 \left(\frac{\lambda}{D} \right) f = 0,85 \mu,$$

$$\text{wysokość} - 2\Delta z = 4 \left(\frac{f}{D} \right)^2 \lambda = 2,78 \mu,$$

$$\text{objętość ogniska} - V = 1,6 \mu^3,$$

$$\text{stosunek wysokości do średnicy} - \frac{2\Delta z}{\Delta l'} = 3,3.$$

4. Monochromatyczność wiązki światła lasera

Miarą stopnia monochromatyczności wiązki lasera może być szerokość połówkowa jego linii emisyjnej. Lasery stałe pracujące impulsowo wysyłają światło o wiele rzędów wielkości mniej monochromatyczne od światła laserów gazowych. Szerokość połówkowa linii emisyjnej lasera rubinowego zmienia się zwykle od około $0,1 \text{ cm}^{-1}$ (dla kryształów optycznie niejednorodnych) do około $0,001 \text{ cm}^{-1}$. W długościach fali przedział ten wynosi od $4,7 \times 10^{-2}$ do $4,7 \times 10^{-4} \text{ \AA}$. Monochromatyczność wiązki lasera stałego można zwiększyć istotnie umieszczając w jego rezonatorze optycznym przesłony oraz selektor modowy. Akcja laserowa rozwija się w takim rezonatorze tylko w jednym rodzaju (modzie) drgań. Bardzo dobrym selektorem modowym jest rezonator typu Fabry-Perot, lub po prostu układ dwóch lub więcej płytek płaskorównoległych, umieszczonych we wnętrzu rezonatora lasera. W przypadku lasera gazowego szerokość połówkowa emitowanej linii jest niemierzalna metodami optycznymi. Szerokość tę określa się metodami elektroniczno-optycznymi (metodą dudnień); wynosi ona od kilkudziesięciu kHz do kilku Hz, zależnie od rodzaju rezonatora optycznego oraz jego stabilności mechanicznej. Stabilność krótkoczasowa lasera gazowego może być bardzo duża; zmiany częstotliwości emitowanej linii mogą nie przekraczać kilka Hz. W dłuższym czasie, rzędu godzin lub dni, jest ona znacznie mniejsza.

5. Wzmacnianie wiązki światła lasera

Spójna i monochromatyczna wiązka światła lasera może być wzmacniana przy pomocy kwantowych wzmacniaczy światła, które zachowują jej kierunek i fazę drgań. Wzmacniacz światła zbudowany jest podobnie jak laser, z tym, że pozbawiony jest on sprzężenia zwrotnego w postaci zwierciadeł. Wzmacniana wiązka światła przechodzi jednokrotnie przez element czynny (rubin lub szkło aktywowane), który znajduje się w stanie inwersji populacji odpowiednich poziomów energetycznych. Współczynnik absorpcji elementu czynnego jest zatem ujemny. Zwykle kwantowy wzmacniacz światła tworzy kaskadę kilku jednakowych stopni, pompowanych do stanu inwersji populacji, podobnie jak laser. Wzmocnienie jednego stopnia jest niewielkie i nie przekracza wartości 10. Kwantowy generator światła oraz odpowiednia kaskada wzmacniająca zdolne są do wytwarzania wiązek światła o gęstości strumienia rzędu 10^{12} W/cm².

6. W zestawieniu wyników liczbowych w tabeli posługiwano się następującymi znanymi związkami

Gęstość strumienia energii:

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}.$$

Korzystamy z relacji:

$$\epsilon \epsilon_0 E^2 = \mu \mu_0 H^2,$$

$$\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}},$$

$$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}},$$

$\sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ — jest oporem falowym próżni.

Dla prostoty obliczeń przyjmijmy $\mu = \epsilon = 1$. Natężenie światła jest średnią czasową strumienia energii.

Kładąc $E = E_0 \sin \omega t$ oraz $H = H_0 \sin \omega t$ otrzymujemy:

$$I = \langle E_0 H_0 \sin^2 \omega t \rangle_t = \frac{E_0 H_0}{2}.$$

Stąd

$$E_0 \left(\frac{\text{V}}{\text{m}} \right) = \sqrt{2I \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}}, \quad [I] = \frac{\text{W}}{\text{m}^2},$$

$$E_0 \left(\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right) \cong 27,46 \sqrt{I \left(\frac{\text{W}}{\text{cm}^2} \right)},$$

Rodzaj lasera	Długość fali [Å]	Praca. Długość impulsu $t[\mu s]$	Energia [J]	Moc [W]	Średnica wiązki [mm]	Przekrój wiązki [cm ²]	Gęstość strumienia energii [W/cm ²]
Rubinowy małej mocy	6943	impulsowa 300	1	$3,33 \times 10^3$	5	0,1963	$1,7 \times 10^4$
Rubinowy średniej mocy	6943	impulsowa 300	10	$3,33 \times 10^4$	10	0,7850	$4,24 \times 10^4$
Rubinowy dużej mocy	6943	impulsowa 300	100	$3,33 \times 10^5$	15	1,766	$1,88 \times 10^5$
Rubinowy quasigigantyczny	6943	impulsowa 1	1	10^6	10	0,7850	$1,27 \times 10^6$
Rubinowy gig. średniej mocy	6943	impulsowa 3×10^{-2}	1	$3,33 \times 10^6$	10	0,7850	$4,24 \times 10^7$
Rubinowy gig. dużej mocy	6943	impulsowa 3×10^{-2}	10	$3,33 \times 10^8$	10	0,7850	$4,24 \times 10^8$
Lasery szklane neodymowe	10600	impulsowa od 300 do 3×10^{-2}					
Laser gazowy He-Ne	6328	ciągła	—	10^{-3}	3	0,0706	$1,42 \times 10^{-2}$
Laser He-Ne dużej mocy	6328	ciągła	—	0,1	3	0,0706	1,42
Laser jonowy argonowy	4880 5145	ciągła	—	1	2	0,0314	31,84
Laser argonowy dużej mocy	4880 5145	ciągła	—	100	10	0,7850	$1,27 \times 10^2$
Laser argonowy dużej mocy	4880 5145	impulsowa 1	—	10^3	3	0,0706	$1,24 \times 10^4$
Laser azotowy ultrafioletowy	3371	ciągła	—	10^{-2}	3	0,0706	0,142
Laser azotowy dużej mocy	3371	impulsowa 10^{-4}	—	10^3	5	0,1963	$5,09 \times 10^3$
Laser molekularny na CO ₂	105915	ciągła	—	10^2	10	0,7850	$1,27 \times 10^2$
Laser na CO ₂ dużej mocy	105915	ciągła	—	10^3	15	1,766	$5,66 \times 10^2$

Nateżenie pola (amplituda)		Nateżenie pola magnetycznego [Oe]	Średnica plamki w ognisku wyzn. eksper. [μ]	Przekrój plamki w ognisku [cm^2]	Gęstość strumienia energii w ognisku [W/cm^2]	Nateżenie pola elektrycznego w ognisku (amplituda)		Uwagi
[V/cm]	[j. el. st.]					[V/cm]	[j. el. st.]	
$3,58 \times 10^3$	11,93	11,93	50	$1,96 \times 10^{-5}$	$1,70 \times 10^8$	$3,58 \times 10^5$	$1,19 \times 10^3$	
$5,66 \times 10^3$	18,87	18,87	100	$7,85 \times 10^{-5}$	$4,24 \times 10^8$	$5,66 \times 10^5$	$1,88 \times 10^3$	
$1,19 \times 10^4$	39,67	39,67	100	$7,85 \times 10^{-5}$	$4,56 \times 10^9$	$1,85 \times 10^6$	$6,17 \times 10^3$	
$3,09 \times 10^4$	103	103	100	$7,85 \times 10^{-5}$	$1,27 \times 10^{10}$	$3,09 \times 10^6$	$1,03 \times 10^4$	
$1,79 \times 10^5$	597	597	100	$7,85 \times 10^{-5}$	$4,24 \times 10^{11}$	$1,79 \times 10^7$	$5,97 \times 10^4$	
$5,66 \times 10^5$	$1,89 \times 10^3$	$1,89 \times 10^3$	100	$7,85 \times 10^{-5}$	$4,24 \times 10^{12}$	$5,66 \times 10^7$	$1,88 \times 10^5$	
								Energie wiązek i pozostałe parametry zbliżone do odpowiednich parametrów laserów rubinowych
3,27	$1,09 \times 10^{-2}$	$1,09 \times 10^{-2}$	10	$7,85 \times 10^{-6}$	$1,28 \times 10^2$	$3,10 \times 10^2$	1,03	wiązka jednodowowa
32,70	0,109	0,109	10	$7,85 \times 10^{-6}$	$1,28 \times 10^4$	$3,10 \times 10^3$	10,33	wiązka jednodowowa
$1,55 \times 10^2$	0,517	0,517	10	$7,85 \times 10^{-6}$	$1,27 \times 10^5$	$9,78 \times 10^3$	32,60	wiązka jednodowowa
$3,09 \times 10^2$	10,03	1,03	100	$7,85 \times 10^{-5}$	$1,27 \times 10^6$	$3,09 \times 10^4$	103	wiązka wielodowowa
$3,27 \times 10^3$	10,90	10,90	20	$3,14 \times 10^{-6}$	$3,19 \times 10^8$	$4,90 \times 10^5$	$1,63 \times 10^3$	Częstotliwość powtarzania — 1000 Hz
10,25	$3,42 \times 10^{-2}$	$3,42 \times 10^{-2}$	10	$7,85 \times 10^{-6}$	$1,28 \times 10^3$	$9,78 \times 10^2$	3,26	
$1,96 \times 10^3$	6,52	6,52	10	$7,85 \times 10^{-6}$	$1,27 \times 10^8$	$3,09 \times 10^5$	$1,03 \times 10^3$	Częstotliwość powtarzania — 1000 Hz
$3,09 \times 10^2$	1,03	1,03	100	$7,85 \times 10^{-5}$	$1,27 \times 10^6$	$3,09 \times 10^4$	$1,03 \times 10^2$	wiązka wielodowowa
$6,52 \times 10^2$	2,17	2,17	200	$3,14 \times 10^{-4}$	$3,18 \times 10^6$	$4,89 \times 10^4$	$1,63 \times 10^2$	wiązka wielodowowa

oraz

$$H_0 \left(\frac{\text{A}}{\text{m}} \right) = \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_0 \left(\frac{\text{V}}{\text{m}} \right).$$

Dalej

$$1 \text{Oe} = \frac{10^3 \text{ A}}{4\pi \text{ m}} \cong 79,6 \frac{\text{A}}{\text{m}},$$

$$1 \frac{\text{A}}{\text{m}} = 12,56 \times 10^{-3} \text{Oe}.$$

Natężenie pola magnetycznego wiązki świetlnej lasera mierzone w Oe wynosi zatem

$$\begin{aligned} H_0(\text{Oe}) &= \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} \frac{4\pi}{10^3} E_0 \left(\frac{\text{V}}{\text{m}} \right) = \frac{4\pi}{10} \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} E_0 \left(\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right) = \\ &= 3,33 \times 10^{-3} E_0 \left(\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right) = E_0 \text{ (j. el. st.)}. \end{aligned}$$

W tabeli przedstawiono najważniejsze parametry pracy laserów stałych i gazowych. Obliczono gęstości strumieni energii oraz natężenia pól elektrycznego i magnetycznego.

Autor dziękuje doc. dr Stanisławowi Kielichowi, kierownikowi Katedry Fizyki Molekularnej UAM, za inicjatywę opracowania wyników tabeli, a mgr mgr H. Dymaczewskiemu i Z. Błaszczakowi za cenną pomoc.

Abstract: Flux densities as well as electric and magnetic field strengths of laser beams commonly used are calculated. A brief description of the laser parameters of main interest is given.

Literatura

- [1] W. R. Bennett, O. S. Heavens, *Optical Masers*, tłum. ros., wyd. Mir, Moskwa 1964.
- [2] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon Press, London 1959.
- [3] *Kwantowa Elektronika*, Wyd. Ak. Nauk ZSRR, Kijów 1966.

Bogumił Hałaciński

Instytut Fizyki
Politechnika Warszawska

O efekcie fotomechanicznym w alkalihalogenkach

On the Photomechanical Effects in Alkalihalides

1. Wstęp

Termin „efekt fotomechaniczny“ został wprowadzony po raz pierwszy przez Kuczyńskiego i Hochmana [1] w 1957 r. Mianem tym określili oni zaobserwowane przez nich zmiany twardości germanu występujące w trakcie oświetlania badanej powierzchni światłem lampy żarowej lub rtęciowej. Stwierdzili oni, że mikrotwardość germanu badana standardowymi metodami jest mniejsza w stanie oświetlonym, przy czym powyższy skutek nie był wywołany zmianą temperatury próbki.

Wydaje się celowe wprowadzenie na wstępie pewnego rozróżnienia pomiędzy terminami „efekt“ i „zjawisko“. W dalszym ciągu artykułu termin „zjawisko“ będzie używany jedynie w odniesieniu do klasy zjawisk, które są powtarzalne w takim sensie jak powtarzalny jest skutek działania światła na katodę fotokomórki (przy niezmiennych warunkach jej pracy). O „efekcie“ będzie zaś mowa w tych wypadkach, gdy działanie jakiegoś czynnika fizycznego na badaną próbkę wywołuje w niej trwałe zmiany pewnych wielkości. Trwałość powyższych zmian rozumiana jest w tym sensie, że nie ustępują one po przerwaniu działania danego czynnika. Przykładem takich zmian mogą być zmiany twardości kryształu w wyniku napromieniowania w kanale reaktora. Ta druga klasa procesów fizycznych nie jest więc powtarzalna, a jedynie odtwarzalna.

Pod nazwą efekt fotomechaniczny należy rozumieć takie zmiany własności mechanicznych, które są wywołane działaniem światła w trakcie, lub po deformacji plastycznej danego ciała. Termin światło należy rozumieć szeroko nie tylko jako zakres widzialny widma. Jak wskazują zebrane dotychczas fakty doświadczalne, omawiane efekty stymulowane są każdym rodzajem promieniowania, które powoduje pojawienie się w kryształach wolnych elektronów.

Zgodnie z podaną powyżej definicją do klasy efektów fotomechanicznych zaliczyć należy:

- a) zmiany modułów sprężystości ¹,
- b) zmiany tarcia wewnętrznego ²,
- c) zmiany granicy plastyczności
- d) zmiany twardości i mikrotwardości

2. Własności efektów fotomechanicznych.

§ 2. Własności efektów fotomechanicznych.

W trakcie deformacji plastycznej kryształu zachodzą gwałtowne zmiany wielu wielkości fizycznych charakteryzujących badaną próbkę, a między innymi obserwuje się wzrost przewodnictwa, strat dielektrycznych, tarcia wewnętrznego oraz spadek modułów sprężystości. Zmiany przewodnictwa i strat dielektrycznych są spowodowane generowaniem defektów punktowych [5], zaś za zmiany pozostałych dwu wielkości odpowiedzialne są wprowadzone do kryształu dyslokacje.

Po usunięciu naprężenia zewnętrznego następuje nawrót wszystkich wyżej wymienionych wielkości, przy czym jednak nie osiągają one z reguły wartości obserwowanych przed deformacją plastyczną. Zmiany modułów sprężystości i tarcia wewnętrznego, tj. efekt fotomechaniczny, obserwowane są w trakcie naświetlania zdeformowanych próbek promieniami X, a w przypadku próbek barwionych ³ powyższe efekty można wywołać oświetlając kryształ światłem odpowiedniej barwy.

Krzywa przedstawiona na rys. 1 ilustruje opisane powyżej zachowanie monokrystalicznej próbki NaCl, a przedstawiony przebieg tłumienia fal ultradźwiękowych jest typowy dla wszystkich alkalihalogenków. Pierwsza część krzywej jest związana z nawrotem tłumienia po deformacji plastycznej, część druga zaś ilustruje przebieg zmian tłumienia wywołanych oświetlaniem próbki błyskami światła białego. Należy zwrócić uwagę, że końcowa wartość tłumienia α_k jest bardzo zbliżona do wartości tłumienia obserwowanej przed deformacją próbki (prosta przerywana).

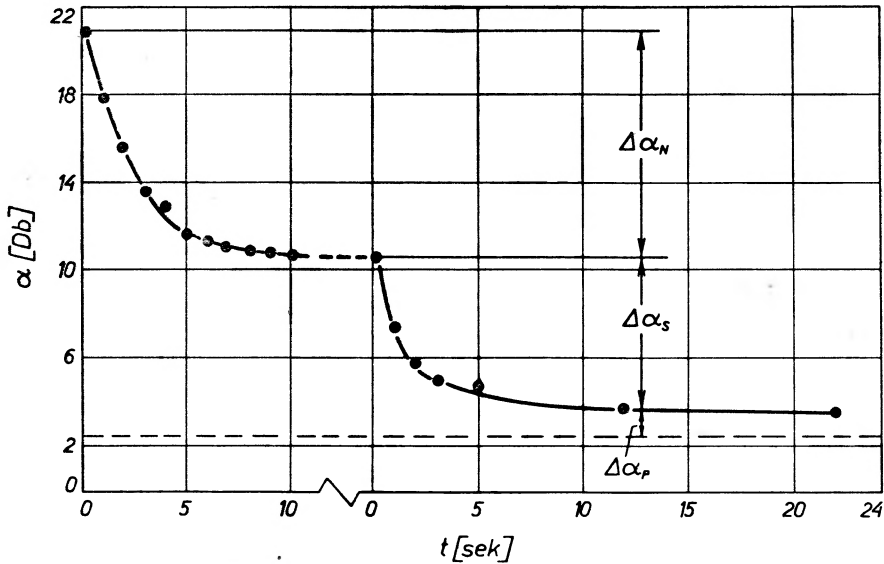
¹ Chodzi o moduł Younga i moduł ścinania.

² Pod mianem tarcia wewnętrznego rozumiemy dekrement tłumienia charakteryzujący szybkość zmiany energii drgań próbki w ciepło. Jest on równy stosunkowi energii straconej w ciągu półkresu do całkowitej energii drgań [3], [4]. Powyższy dekrement δ związany jest z współczynnikiem tłumienia α wyrażonym w decybelach na centymetr i charakteryzującym szybkość rozpraszania energii bieżącej fali płaskiej następującą zależnością: $\delta = \frac{1}{8,6} \alpha \cdot \lambda$.

³ Zabarwienie monokryształów alkalihalogenków spowodowane jest selektywną absorpcją światła przez punktowe defekty struktury zwane centrami barwnymi. W kryształach barwionych rentgenowsko zabarwienie nadają głównie centra F , złożone z elektronów schwytych przez luki anionowe [7]. Za absorpcję światła w pasmie F odpowiedzialne jest przejście elektronu analogiczne do przejścia $1s-2p$ w atomie wodoru. Dla NaCl długość fali odpowiadająca pikowi pasma F jest równa 456 nm.

Zmiany wartości tarcia wewnętrznego i modułów sprężystości występują zawsze jednocześnie i są ze sobą związane zależnością ilościową, tak że w pewnych wypadkach wyznaczanie zmian obu tych wielkości nie jest konieczne.

Rys. 2 ilustruje przebieg tłumienia w zdeformowanej próbce NaCl w trakcie naświetlania jej rentgenowskim promieniowaniem białym, którego składowa miękka była odfiltrowana przez blachę aluminiową o grubości 0,5 mm.



Rys. 1. Przebieg zmian tłumienia w barwionej próbce NaCl po deformacji plastycznej, $\Delta\alpha_N$ — odpowiada zmianie tłumienia dokonanej w trakcie nawrotu (w ciemności), $\Delta\alpha_S$ — zmiana tłumienia, która nastąpiła w trakcie oświetlania kryształu, $\Delta\alpha_P$ — trwała zmiana tłumienia

Porównanie danych doświadczalnych dotyczących wyżej opisanych efektów doprowadziło do stwierdzenia, że skutek działania napromieniowania X (w odniesieniu do zmian tłumienia i zmian modułów) jest identyczny ze skutkiem działania światła białego w przypadku oświetlania nim kryształów barwionych. Powyższe stwierdzenie było podstawą wniosku, że istnienie F centrów jest warunkiem koniecznym do wystąpienia efektu fotomechanicznego⁴. Obecnie wydaje się przeważać pogląd, że istotną rolę w przebiegu efektu fotomechanicznego grają uwolnione przez kwanty światła elektrony [2]. Pewne centra barwne, a w szczególności centra F mogą stanowić dogodne źródła fotoelektronów, ponieważ ich jonizacja wymaga znacznie mniejszych energii niż wynosi szerokość pasma wzbronionego w kryształach danego alkalihalogenka.

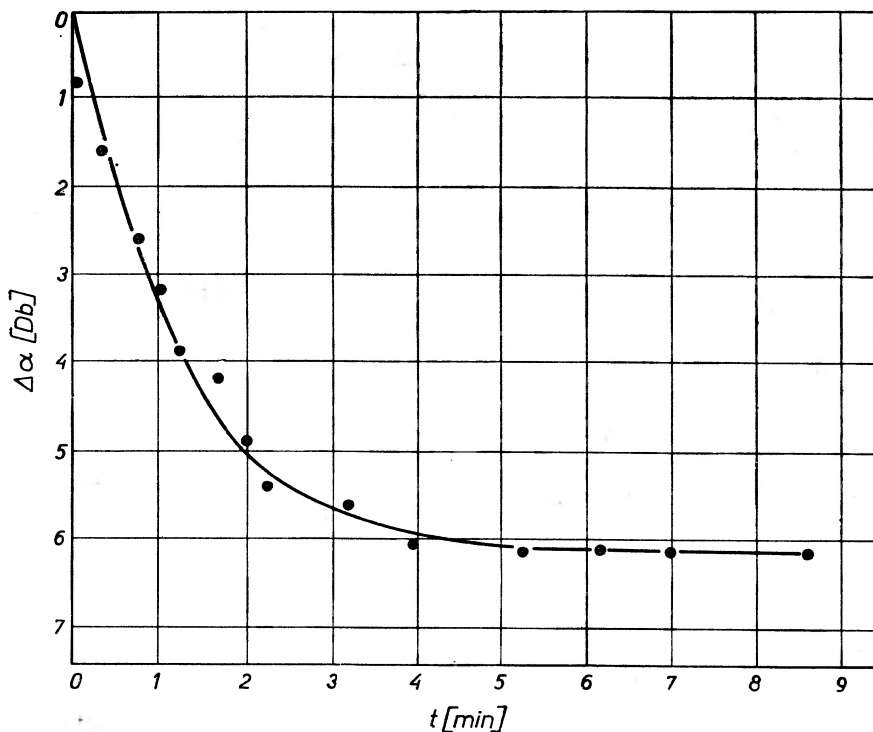
Badania efektu fotomechanicznego w temperaturach niskich, mające na celu ustalenie roli procesów dyfuzyjnych w przebiegu tego efektu, doprowadziły do stwierdzenia, że oświetlenie próbki światłem białym pochodzącym

⁴ W wypadku zmian tarcia wewnętrznego stymulowanych oddziaływaniem promieni X na kryształ niebarwiony F centra tworzą się w trakcie tego napromieniowania, co było podstawą do wyciągnięcia powyższego wniosku.

z lampy żarowej niweczyło częściowo skutek działania promieni X, tj. powodowało wzrost tarcia wewnętrznego i spadek modułów sprężystości. W zakresie częstości rzędu kiloherców pomiar modułu Younga danej próbki może być z łatwością przeprowadzony pośrednio przez określenie częstości jej drgań własnych, na podstawie znanej zależności

$$f \sim \sqrt{E}. \quad (1)$$

Rysunek 3 przedstawia rezultat doświadczenia przeprowadzonego przez Reinitza i Huntingtona [8] zrealizowanego w temperaturze ciekłego azotu. Na

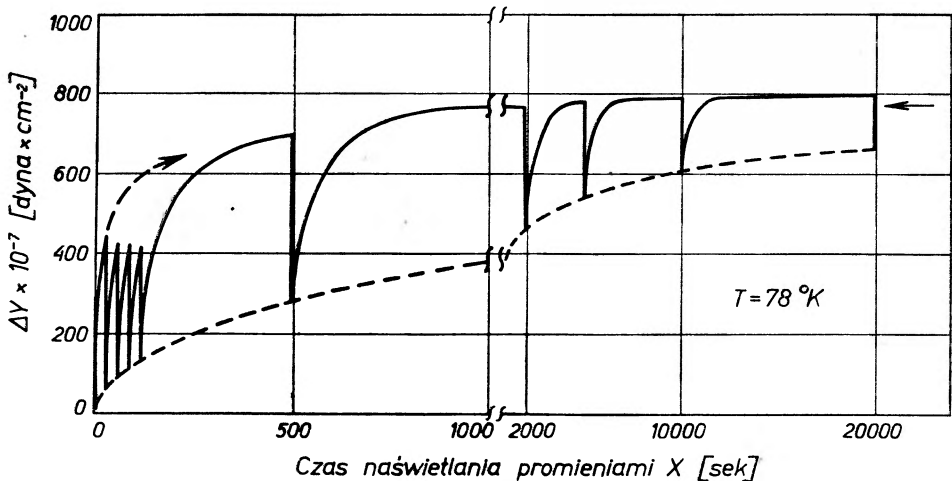


Rys. 2. Przebieg zmian tłumienia w zdeformowanej plastycyźnie próbce NaCl w trakcie napromieniowania X

osi rzędnych odkładano zmiany modułu Younga próbki, a na osi odciętych czas. Wznoszące się pod kątem odcinki krzywej odpowiadają zmianom zachodzącym w trakcie napromieniowania X.

Prostoliniowe odcinki pionowe obrazują maksymalne zmiany częstości osiągnięte podczas oświetlania próbki światłem białym (odcinki czasu, w ciągu których powyższe zmiany były osiągnięte, nie zostały zaznaczone na wykresie). Linia przerywana odpowiada przebiegowi trwałej zmiany częstości wywołanej działaniem promieni X, która nie mogła być usunięta przez działanie światła białego.

Badania czułości widmowej zmian modułów sprężystości stymulowanych światłem widzialnym były przeprowadzone przez Bauera i Gordona [9] dla dużej liczby barwionych kryształów różnych alkalikalogenków. Dla wszystkich powyższych kryształów wyniki doświadczeń okazały się jakościowo identyczne. Światło odpowiadające pasmu F' w zdeformowanych plastycznie kryształach zawierających F' centra powodowało zawsze skutek analogiczny do wpływu wywieranego przez promienie X lub γ , tj. spadek tarcia wewnętrznego i wzrost wartości modułów. Przeciwny skutek (tylko w temperaturach niskich) wywoływało oświetlenie kryształu światłem o określonej fali nazwanym światłem U (pasmem U). Maksimum pasma U we wszystkich wypadkach leżało po długo-

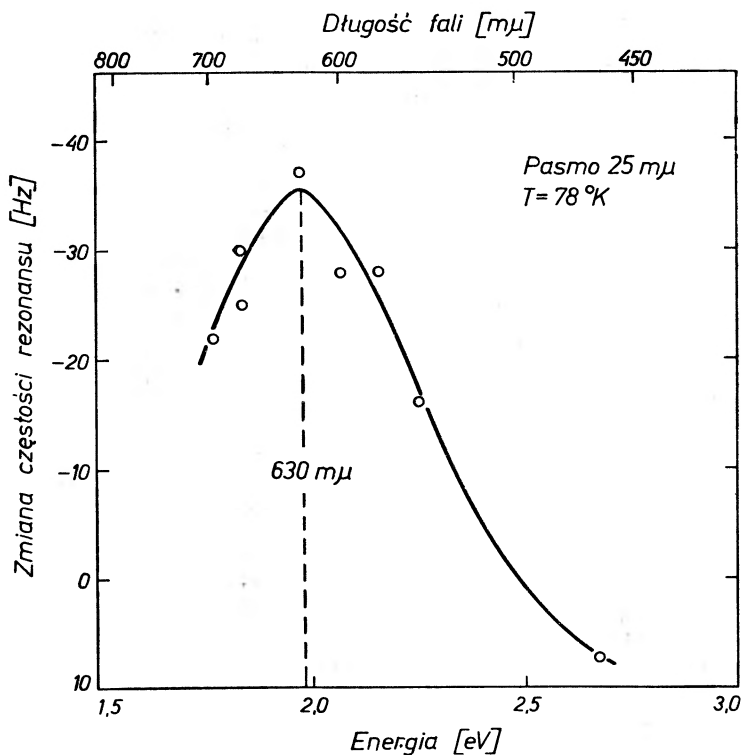


Rys. 3. Zmiany modułu Younga w trakcie na przemian po sobie następujących naświetlań promieniami X i światłem widzialnym

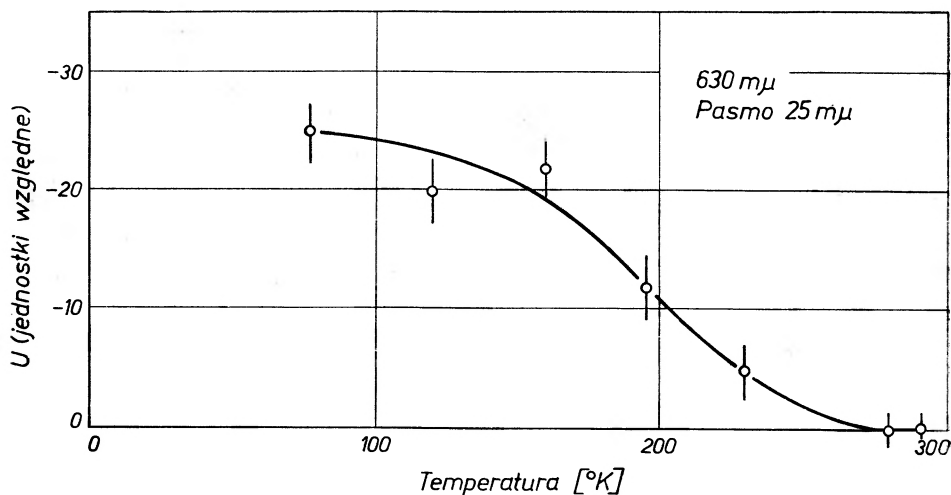
falowej stronie pasma F' . Należy podkreślić, że położenie maksimum pasma U nie jest związane z istnieniem jakiegokolwiek pasma absorpcji w tym przedziale widmowym. Ilustracją powyższych stwierdzeń jest rys. 4 zaczerpnięty z pracy Bauera-Gordona.

Badania efektu fotomechanicznego prowadzone w Polsce przez Pawłowski i Deputata [10], [11] impulsową metodą echa dla częstości rzędu megaherców dały dla fal podłużnych rezultaty zbliżone do wyników omówionych powyżej, tj. spadek tłumienia fal ultradźwiękowych w trakcie naświetlania kryształów światłem F' oraz wzrost tłumienia fal ultradźwiękowych podczas oświetlania światłem U .

Spadek modułu Younga i wzrost tarcia wewnętrznego wywołany światłem U interpretuje się na gruncie teorii Grant-Lücke jako proces odkotwiczania dyslokacji. Zdolność światła U do odkotwiczenia dyslokacji maleje wraz z temperaturą, tak że w temperaturze pokojowej proces odkotwiczania jest nieobserwowalny. Powyższą zależność temperaturową ilustruje rys. 5.



Rys. 4. Przebieg widmowej zależności zmian częstotliwości rezonansowej barwionych rentgenowsko próbek NaCl

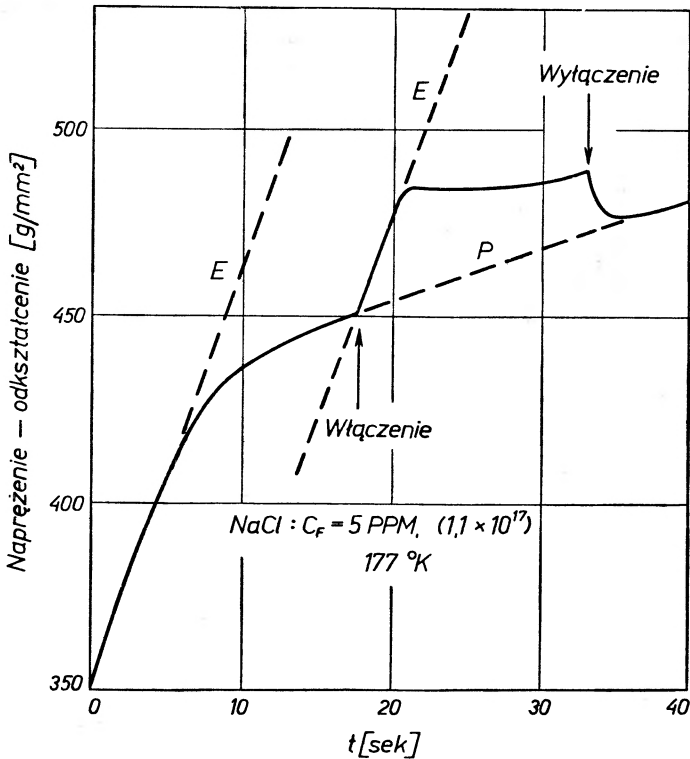


Rys. 5. Temperaturowa zależność zdolności światła U do odkotwiczenia dyslokacji

Stymulowany światłem proces zakotwiczenia wyrażający się wzrostem modułu i spadkiem tłumienia w kryształach barwionych addytywnie wykazuje bardzo słabą zależność temperaturową i jest on w sposób wyraźny związany z absorpcją światła przez centra F . Krzywa czułości widmowej procesu za-

kotwiczenia w kryształach barwionych addytywnie są zależne od technologii barwienia i są również związane z absorpcją światła przez różnego rodzaju centra barwne, przy czym nie muszą to być wyłącznie centra F' .

W niektórych kryształach NaCl barwionych addytywnie efekt fotomechaniczny był wywoływany oświetlaniem kryształu światłem monochromatycznym, którego obszar widmowy był przesunięty (względem pasma F') w kierunku fal dłużych nawet do 0,8 nm [12]. Powyższa cecha kryształów była zależna od technologii barwienia.



Rys. 6. Krzywa napężenie — odkształcenie dla barwionej próbki NaCl (strzałki) oznaczają odpowiednio moment włączenia i wyłączenia światła

Do efektów fotomechanicznych należy zaliczyć również wspomniany na wstępie efekt zmian plastyczności kryształów, był on wykryty i zbadany szczegółowo przez Nadeau [13], [14]. Nadeau stwierdził, że przebieg krzywej odkształcenie — napężenie jest wyraźnie zakłócony, jeśli w trakcie deformacji plastycznej barwiony kryształ alkalihalogenka został oświetlony błyskiem światła białego. To charakterystyczne zachowanie kryształów obrazuje rys. 6. Linia przerywaną P oznaczono spodziewany przebieg krzywej w przypadku braku oświetlenia. W trakcie całego eksperymentu szybkość odkształcenia ϵ kryształu pozostawała stała, co warunkuje proporcjonalność ϵ do t . W celu zbadania zależności widmowej stosowano wiązki światła wydzielone za pomocą odpowiednich filtrów.

Stwierdzono, że efekt podwyższenia granicy plastyczności wywołuje światło o długościach fal absorbowanych przez centra barwne, z których najistotniejszą rolę odgrywają również centra F . Nadeau wykazał również istnienie efektu obniżenia granicy plastyczności jako skutku oświetlania światłem o określonej długości fali. Stwierdzono ponadto silną zależność temperaturową tego efektu, podobną do tej, jaka została podana przez Bauera i Gordona.

Widoczne już na pierwszy rzut oka analogie pomiędzy własnościami efektu Nadeau i efektami zmian tarcia wewnętrznego oraz modułów świadczą, że wszystkie one mogą być interpretowane jako wynik tego samego procesu zachodzącego w kryształach podczas oświetlania.

Interpretacja wyników

W r. 1956 A. Granato i K. Lucke [6] podali ilościową zależność między parametrami charakteryzującymi dyslokacje a tarcie wewnętrzne i względną zmianą modułu ścinania $\frac{\Delta G}{G}$ wynikającą z istnienia dyslokacji w kryształach metali. Podali oni następujące związki ilościowe wiążące istotne w naszym przypadku, a wymienione powyżej parametry.

$$\delta \sim AL^4, \quad (2a)$$

$$\frac{\Delta G}{G} \sim AL^2, \quad (2b)$$

gdzie: δ — ta część dekrementu tłumienia drgań podłużnych, która wynika z istnienia dyslokacji,

G — moduł ścierania,

A — suma długości pętli dyslokacyjnych w 1 cm³ kryształu,

L — średnia długość odcinka pętli dyslokacyjnej pomiędzy dwoma punktami zakotwiczenia.

Wielkość $1/L$ jest po prostu ogólną liczbą punktów zakotwieżeń na jednostkę długości pętli dyslokacyjnej.

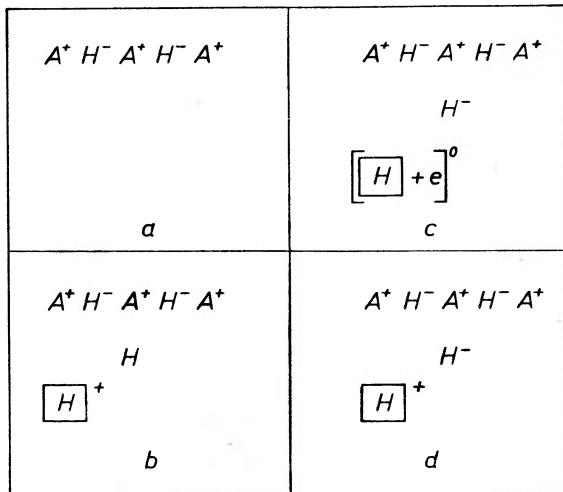
Omówione poprzednio efekty fotomechaniczne można więc interpretować jako wzrost lub spadek liczby punktów zakotwieżeń na świeżych dyslokacjach wytworzonych w trakcie deformacji plastycznej. Wzrost liniowej gęstości punktów zakotwieżeń zwiększa naprężenie niezbędne do wywołania ruchu dyslokacji, co w konsekwencji tłumaczy stymulowane światłem (lub promieniami X) efekty zmian modułów jak i efekt Nadeau. Zmiany tarcia wewnętrznego wynikają również z tej samej przyczyny, co można jakościowo przedstawić na gruncie poniższego modelu. Ilościowy opis strat energii drgań w teorii Granato i Lücke oparty jest na modelu porównującym każdy odcinek dyslokacji (między dwoma punktami zakotwieżeń) do napiętej struny.

Pod wpływem periodycznych zmian naprężeń odcinki pętli dyslokacyjnych drgają rozpraszając w ciągu każdego cyklu energię drgań w ciepło, analogicznie do struny drgającej w ośrodku lepkim.

Najbardziej istotnym elementem wyjaśnienia opisanych powyżej efektów od strony fizycznej jest wyjaśnienie procesów zachodzących podczas napromieniowania kryształu kwantami światła F , lub γ , co w skrócie można określić mianem modelu efektu fotomechanicznego.

Dotychczas modele takie zaproponowali: Frankl [15], oraz Bauer i Gordon [9].

Ponieważ temperaturowa zależność efektu fotomechanicznego wyklucza słuszność koncepcji Frankla, poniżej przedstawiony zostanie w ogólnym zarysie model Bauera-Gordona. Zrozumienie idei tego modelu może ułatwić nam rys. 7 (zaczepnięty z pracy [9]). Litery A i H na rys. 7 przedstawiają



Rys. 7. Kolejne etapy procesu kotwiczenia dyslokacji wg Bauera-Gordona

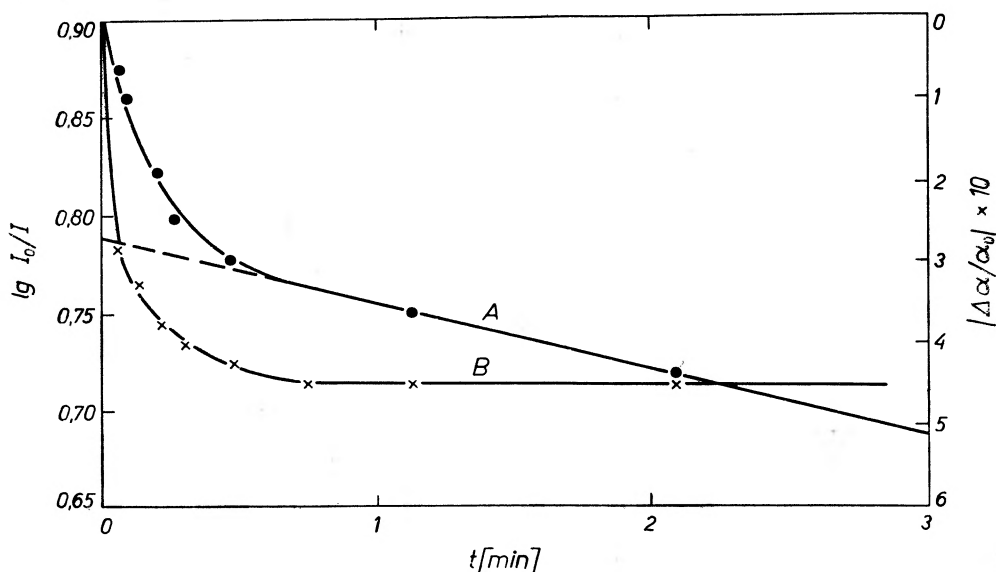
odpowiednio jony metalu i halogenu, które tworzą krawędź dyslokacji, tak że nadmiarowa płaszczyzna znajduje się (umownie) w górnej części rysunku. W trakcie napromieniowania kryształu promieniami X zachodzi proces atomizacji jonów halogenu (utrata nadmiarowego elektronu), a utworzony w takim procesie atom halogenu (znajdujący się poniżej krawędzi dyslokacji) może przebyć odległość rzędu stałej sieci i zająć położenie takie jak zaznaczono na rys. 7b zostawiając za sobą dodatnio naładowaną lukę. Zarówno luka, jak i przydyslokacyjny atom halogenu mogą chwytać wolne elektrony. Po schwytaniu elektronu luka przekształca się w F centr, w którym energia wiązania elektronu jest zmniejszona wskutek dystorsji sieci, zaś atom halogenu przekształca się w związany z dyslokacją jon halogenu, kotwiczący punktowo tą dyslokację (rys. 7c).

Według powyższego modelu proces odkotwiczenia w temperaturach niskich przebiega następująco: F centra położone najbliżej dyslokacji są jonizowane światłem z pasma U , po czym zachodzi rekombinacja pomiędzy jonem kotwiczącym a luką anionową, w wyniku czego zostaje odtworzona sytuacja wyjściowa (rys. 7a).

Trwałe zakotwiczenie dyslokacji obserwowane w temperaturach pokojowych spowodowane jest dyfuzją luk anionowych w kierunku od dyslokacji.

Ponieważ kwanty światła widzialnego nie mogą powodować atomizacji jonów halogenu, założono [11], że zdolność tę posiadają elektrony uwolnione z F centrów, dokonując tym samym ekstrapolacji modelu Bauera-Gordona. Powyższe założenie nie wskazuje źródła energii niezbędnej elektronu do atomizacji jonów halogenu (ewentualnie jonizacji do stanu Cl^+), jak również pozostawia bez rozwiązania problem wydajności tego procesu.

Kauzig i Ueta [16] wykazali, że w trakcie deformacji plastycznej generowane są pułapki elektronowe w liczbie $5 \cdot 10^{15}$ na 1 cm^3 i na 1% deformacji w przypadku NaCl. Pułapki te są odpowiedzialne za dużą szybkość odbarwiania



Rys. 8. Jednoczesny przebieg absorpcji optycznej (krzywa A) i względnych zmian tłumienia (krzywa B — skala prawa) w barwionej próbce NaCl w trakcie oświetlania

w trakcie oświetlania kryształu światłem odpowiadającym absorpcji w paśmie F . Biorąc pod uwagę, że proces zakotwiczenia dyslokacji (wg Bauera-Gordona) jest procesem kilkustopniowym, należało się spodziewać, że procesy zakotwiczenia będą zachodzić wolniej w porównaniu z procesami przychwytywania elektronów przez pułapki (w liczbie 10^{16} cm^{-3}). Porównanie przebiegu krzywych absorpcji i tłumienia fal ultradźwiękowych dla tej samej próbki NaCl przedstawia rys. 8. Widoczne jest, że wbrew oczekiwaniom zmiany tłumienia osiągają nasycenie prawie jednocześnie z zakończeniem szybkiego stadium odbarwiania.

W celu usunięcia trudności interpretacyjnych wysunięto hipotezę [2], że świeże dyslokacje są naładowane dodatnio. Założenie to oparto na wynikach potwierdzających istnienie w kryształach NaCl dyslokacji naładowanych zarówno dodatnio, jak i ujemnie [17], oraz stwierdzeniu różnic w szybkości trawienia dyslokacji świeżych i starych [18]. Przyjęcie wyżej wymienionej hipo-

tezy sugeruje, że źródłem dodatkowej energii fotoelektronów jest pole elektryczne wokół naładowanej dyslokacji, co pozwala wyjaśnić jakościowo dużą szybkość procesu kotwiczenia.

Opisana powyżej interpretacja oparta jest na dyslokacyjnej teorii tarcia wewnętrznego (Granto-Lücke), której słuszność została potwierdzona doświadczalnie w wypadku metali, jednak granice jej stosowności w odniesieniu do alkalihalogenków nie są znane. W związku z powyższym istnieje możliwość, że napotkane trudności interpretacyjne wyżej opisanych zjawisk fotomechanicznych wynikają z niedoskonałości przyjętego modelu zachowania dyslokacji w kryształach tego typu.

Zdaniem autora, wspomniany we wstępie efekt spadku twardości germanu w trakcie oświetlania należy interpretować podobnie jak efekt Nadeau obniżenia granicy plastyczności ze względu na deformację plastyczną materiału, które zachodzi podczas badania próbek w obszarze wokół penetratora twardościomierza.

Abstract: In this paper are described the changes of internal friction, hardness and elastic moduli which can be stimulated by illumination. Those effects are called the photomechanical effects. They can be observed in alkali halide crystals plastically deformed prior to illumination with some sorts of light quanta. The changes of mechanical quantities listed above are probably due to the process of dislocation pinning.

General experimental facts related to the mentioned above effects are discussed in this paper and Bauer-Gordon's model explaining tentatively obtained results is presented as well.

Literatura

- [1] G. C. Kuczyński, R. F. Hochman, *Phys. Rev.*, **108**, 946 (1957).
- [2] B. Hałaciński, *Zesz. Nauk. Pol. Warsz. (Mechanika)*, **24**, 51 (1968).
- [3] O. Mierkułow (red.), *Ultrazwukowyje Metody Issliedowaniija Dislokacji*, Izd. Inostr. Lit., Moskwa 1963.
- [4] C. Zener, *Elasticity and Anelasticity of Metals*, Chicago—Illinois 1948.
- [5] J. S. Koehler, *Imperfection in Nearly Perfect Crystals*, J. Wiley, New York 1952.
- [6] A. Granato, K. Lucke, *J. Appl. Phys.*, **27**, 583 (1959); **27**, 789 (1956).
- [7] J. H. Schulman, W. D. Compton, *Color Centers in Solids*, Pergamon Press Oxford, London 1962.
- [8] K. Reinitz, H. B. Huntington, *J. Appl. Phys.*, **32**, 1799 (1961).
- [9] C. L. Bauer, R. B. Gordon, *J. Appl. Phys.*, **33**, 672 (1962).
- [10] J. Deputat, Z. Pawłowski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Tech.*, **13**, 69 (1965).
- [11] J. Deputat, Z. Pawłowski, *Bull. Acad. Polon. Sci. Ser. Sci. Tech.*, **14**, 81 (1966).
- [12] B. Hałaciński, *praca doktorska*, Bibl. UMK, Toruń 1967.
- [13] J. S. Nadeau, *J. Appl. Phys.*, **35**, 669 (1964).
- [14] J. S. Nadeau, *J. Appl. Phys.*, **33**, 3480 (1962).
- [15] R. Frankl, *Phys. Rev.*, **92**, 573 (1953).
- [16] M. Ueta, W. Kanzig, *Phys. Rev.*, **97**, 1591 (1955).
- [17] N. W. Zagorujko, *Kristalografia*, **11**, No 3, 425 (1966).

Miron Gaj

Politechnika we Wrocławiu

Achromatyzacja układów optycznych**The Achromatization of Optical Systems**

Zagadnienia achromatyzacji układów optycznych są nierozzerwalnie związane z ich rozwojem i prace na ten temat są prowadzone we wszystkich większych ośrodkach zajmujących się problematyką optyczną. Również we wszystkich poważniejszych monografiach z zakresu teorii układów optycznych poświęca się im wiele uwagi. Temat ten pasjonował już Newtona. Opierając się na znanych wówczas ośrodkach optycznych (szkło kronowe, woda) o zbliżonych własnościach dyspersyjnych doszedł on do błędnego wniosku, że achromatyzacja układów optycznych składających się z powierzchni załamujących jest niemożliwa [1]. Było to między innymi powodem opracowania przez niego zwierciadlanych obiektów mikroskopowych składających się z dwóch zwierciadeł elipsoidalnych. Układy składające się wyłącznie z powierzchni odbijających dają odwzorowanie niezależne od długości fali użytego promieniowania. W sposób właściwy i gruntowny problemem achromatyzacji zajął się po raz pierwszy Dolond [2, 3, 4] wykorzystując w tym celu flint opatentowany w 1663 r. przez Tilsona [5]. Pomysł achromatyzacji pochodzi jednak, jak to słusznie zauważył Herzberger [6], od Ch. M. Halla, który pierwszy skonstruował achromatyczny obiektyw ze szkła kronowego i flintowego, ale go nie opublikował. Szkło kronowe było wytapiane już w XIV wieku, natomiast flintowe dopiero w połowie wieku XVII. Dysponując dobrym szkłem flintowym Dolond wykonał pierwszy dobry obiektyw achromatyczny i przez wielu uważany jest za twórcę układów achromatycznych. Układy te składają się z dodatniej soczewki wykonanej z kronu o większej mocy optycznej oraz ujemnej z flintu o mniejszej mocy optycznej. Moce optyczne soczewek φ_1 i φ_2 oraz ich liczby Abbego muszą spełniać następujące zależności

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 1 \quad (1a)$$

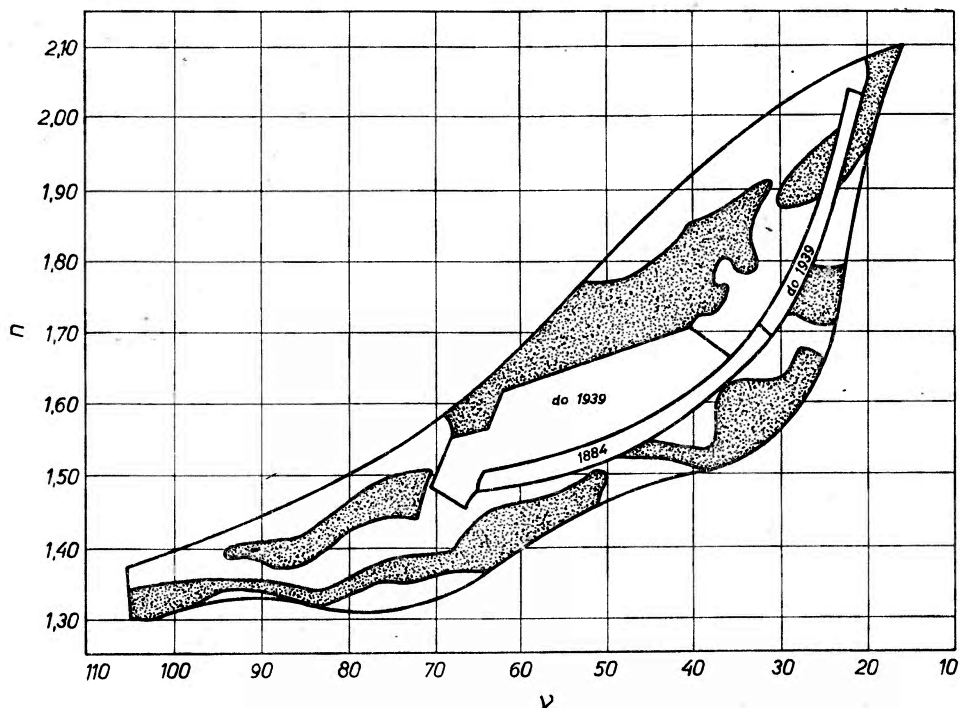
$$\frac{\varphi_1}{\nu_1} + \frac{\varphi_2}{\nu_2} = 0 \quad (1b)$$

Liczba Abbego jest dyspersją względną i dla zakresu widzialnego najczęściej przyjmuje się

$$v = \frac{n_d - 1}{n_F - n_C}.$$

Warunek (1a) jest wynikiem normowania wszystkich wielkości występujących w obliczeniach optycznych do ogniskowej $f' = 1$ mm. W konstrukcjach i obliczeniach optycznych jest przyjęte wyrażać wszystkie wielkości w milimetrach oraz opuszczać ich wymiary. Warunek (1b) wynika ze wzoru na moc optyczną soczewki cienkiej (nie uwzględnia się wpływu grubości na moc soczewek) i warunku, aby ogniskowe dla krańcowych linii widma były sobie równe. Dla innych barw ogniskowe już nie są równe, jednak różnice te dla wielu układów nie mają praktycznego znaczenia. Układy te zostały nazwane układami achromatycznymi i stosuje się je dość powszechnie w większości układów optycznych. W urządzeniach spektralnych, fotograficznych wysokiej klasy, a także niektórych mikroskopowych (apochromatach) korekcja ta jest jednak niewystarczająca. Różnica wartości zbiegowej dla danej długości fali i korygowanych zbiegowych na krańcach widma nosi nazwę widma wtórnego. W układach achromatycznych jest ono dość duże. Układ optyczny o zmniejszonym widmie wtórnym skonstruował po raz pierwszy w 1886 r. Abbe [7, 8]. Układ ten miał dla trzech barw tę samą zbiegową i był aplanatyczny dla dwóch barw. Układy tego typu zostały nazwane przez Zeissa apochromatami. W wielu zagadnieniach korekcja ta była jeszcze niewystarczająca. Dalszy rozwój prac w tym kierunku był jednak uzależniony od rozwoju szkieł optycznych. Zwrócił na to uwagę już Abbe nakłaniając Schotta w Jenie do systematycznych poszukiwań nowych rodzajów szkieł optycznych przez badania wpływu różnych składników chemicznych na własności szkła optycznego. Systematyczne badania wykazały, że niektóre związki chemiczne jak tlenki baru, wapna i cynku dotychczas nie używane do wytopów szkła optycznego powodują zwiększenie współczynnika załamania przy nieznacznym obniżeniu liczby Abbego. Szkła kronowe, którymi dysponowano wcześniej, miały dużą liczbę Abbego przy niedużym współczynniku załamania, a flinty miały małą liczbę Abbego przy większym współczynniku załamania. Badania Schotta doprowadziły do wyprodukowania ciężkich kronów i ciężkich flintów czyniąc hutę szkła w Jenie przodującą w produkcji szkieł optycznych. Oprócz szkieł optycznych Abbe stosuje również fluoryt CaF_2 , którego własności optyczne są do dziś lepsze, aniżeli we wszystkich produkowanych do chwili obecnej szklach optycznych. Odkrycie fluorytu było przez dwadzieścia lat trzymane w tajemnicy pod kryptonimem szkła X. Ze względu na niekorzystne własności mechaniczne soczewki z fluorytu wklejane były między soczewki wykonane ze zwykłych szkieł optycznych. Fluoryt jest powszechnie stosowany w apochromatycznych obiektywach mikroskopowych i w innych układach specjalnych. Dalszy rozwój szkieł optycznych przypada na okres przed drugą wojną światową. W firmie Eastman Kodak przeprowadzone zostały próby zastąpienia tlenku krzemu (zasadniczego składnika szkieł op-

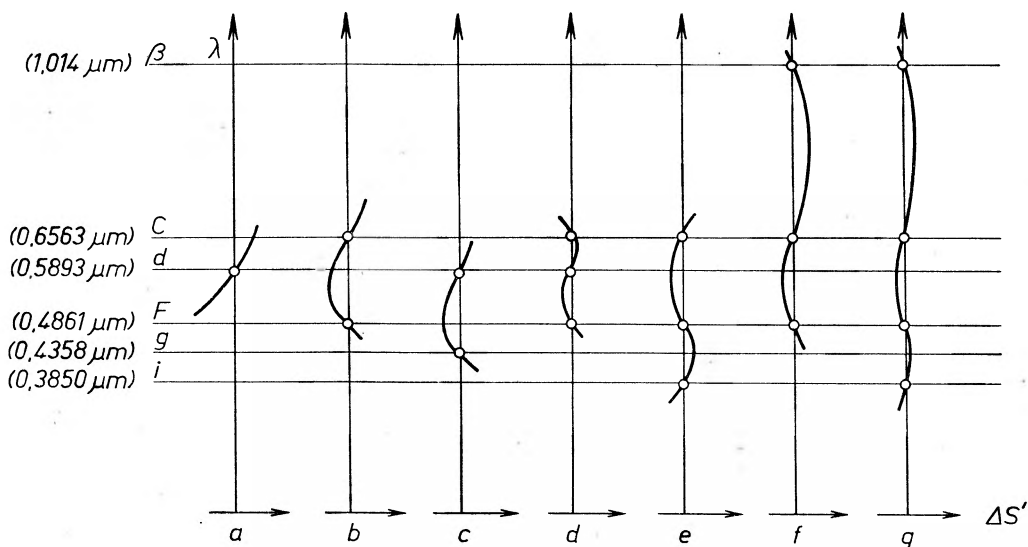
tycznych) przez tlenki pierwiastków ziem rzadkich (La_2O_3 , ThO_2 , Ta_2O_5 , TiO_2). Próby te zostały zakończone pełnym sukcesem. Szkło zawierające La_2O_3 zostało opatentowane przez Moreya w 1936 r. i nazwane szkłem lantanowym. Zastosowaniu dalszych tlenków poświęcone były późniejsze prace i patenty. Nazwa „szkła lantanowe“ przyjęła się dla wszystkich tych szkieł. W rozwoju szkieł optycznych można wyróżnić dwa równoległe kierunki. W jednym z nich



Rys. 1. Szkło optyczne przedstawione na wykresie $n(\nu)$

zwiększa się współczynnik załamania przy nieznacznych zmianach liczby Abbego (szkła lantanowe, bardzo ciężkie krony, barytowe ciężkie flinty i ciężkie flinty specjalne), w drugim natomiast zmniejsza się współczynnik załamania przy zachowaniu małych zmian liczby Abbego (fluorowe krzemy, fluorowe fosforowe krzemy także ciężkie, berylowo-fluorowe krony i głębokie flinty). Na rys. 1 przedstawiono zależność $n(\nu)$ dla obecnie produkowanych szkieł optycznych. Wydzielono szkła produkowane w 1884 r. przez Schotta, szkła których produkcja rozwinęła się do 1939 r. oraz szkła ostatnio opracowane [9]. Większość szkieł rozwiniętych w latach ostatnich należy do grupy szkieł specjalnych. Stosowanie tych szkieł rozszerzyło możliwości układów optycznych, pozwalając na zwiększenie apertury i pola widzenia przy równoczesnej poprawie korekcji chromatycznej. Szkła te również odgrywają bardzo istotną rolę w procesie automatyzacji obliczeń optycznych. Programy dla szybko liczących maszyn elektronicznych są zwykle tak opracowane, że maszyna sama

dobiera współczynniki załamania, liczby Abbego, promienie krzywizn i odstęp między soczewkami. Oczywiście, dobiera je z określonych przedziałów zmienności za każdym razem przekazywanym maszynom. Ze względu na prostotę programów i szybkość wyliczeń nie jest celowym przekazywanie maszynom szkieł katalogowych z regułą wyboru. Przy automatycznym doborze szkieł możliwość stosowania wielu gatunków o różnych charakterystykach jest bardzo istotna, gdyż szereg ciekawych obliczonych konstrukcji nie mógłby być praktycznie realizowany. Jeszcze obecnie brak jest gatunków szkieł, w których dużym współczynnikiem załamania odpowiadałaby duża liczba Abbego i na



Rys. 2. Widmo wtórne układów optycznych.

a — przedstawia układ nieachromatyzowany obliczony dla λ_D , *b* — układ o korekcji achromatycznej w zakresie widzialnym, *c* — układ o korekcji achromatycznej w zakresie fotograficznym, *d* — apochromat wizualny, *e* — apochromat o rozszerzonym zakresie na fale krótkie, *f* — apochromat o rozszerzonym zakresie na podczerwień, *g* — obiektyw o korekcji superachromatycznej

odwrot. Po uzyskaniu wyników przez maszynę dobiera się szkło najbliższe wyliczonemu i optymalizuje się ponownie. Przy małych różnicach w danych szkieł korekcja jest praktycznie niezmienna.

Aberracje chromatyczne są szczególnie niekorzystne w układach optycznych, gdyż istnieją w obszarze przyosiowym i należy je uwzględnić już przy wstępnych rozważaniach gabarytowych. Dla zilustrowania różnego stopnia korekcji aberracji chromatycznej sporządzono wykres (rys. 2) zmiany zbiegowej z długością fali światła λ .

Przed omówieniem prac dotyczących superachromatycznych układów optycznych należy wspomnieć o układach specjalnych. Trywialnym przykładem są wszystkie układy zwierciadlane pozbawione aberracji chromatycznych. Rozwinięciem tych układów są układy zwierciadlane z kompensacją

torami soczewkowymi. Kompensatory te mają na celu poprawić korekcję układów zwierciadlanych w środku pola widzenia, nie psując równocześnie ich własności achromatycznych. Przeważnie stosuje się dwa typy kompensatorów, a mianowicie afokalne i meniskowe. W kompensatorze meniskowym przy achromatyzacji istotną rolę odgrywa grubość meniska. Istnieje wiele układów meniskowych rozwiniętych głównie przez Maksutowa [10, 11, 12]. Menisk jest jedyną soczewką, a także układem optycznym, który może być achromatyzowany za pomocą jednego szkła optycznego. Najczęściej stosuje się szkło kronowe. Przez odpowiedni dobór promieni i grubości można uzyskać pełną jego achromatyzację. Zagadnieniem tym zajmuje się dla przedmiotu w nieskończoności Wołosow [13]. Przy wyprowadzeniu wyszedł z warunku, aby różnica zbiegowych dla dwóch długości fal świetlnych λ_1 i λ_2 była zerem. Przyjmuje, że iloczyn $n_F n_C$ mało się różni od kwadratu współczynnika załamania n dla średniej długości fali, oraz korzysta z tego, że promień jest duży, a różnica promieni mała i dochodzi do zależności

$$r_1 - r_2 = \frac{n^2 - 1}{n^2} d. \quad (2)$$

W tym warunku achromatyczności przybliżenia są tego rodzaju, że nie można określić jego dokładności. Zagadnieniem tym zajmuje się bardziej szczegółowo autor [14], wyprowadzając dokładniejszy warunek dla dowolnego położenia przedmiotu

$$e_2 = \frac{\rho_1 n^2 - d\sigma_1^2 - 2d\sigma_1 \rho_1 (n-1) - d\rho_1^2 (n-1)^2}{[n - d\sigma_1 - d\rho_1 (n-1)]^2}, \quad (3)$$

gdzie

$$e_1 = \frac{1}{r_1} \quad e_2 = \frac{1}{r_2} \quad \sigma_1 = \frac{1}{s_1}$$

s_1 — odległość przedmiotu od meniska.

Dla przedmiotu w nieskończoności po odpowiednich przekształceniach otrzymuje się

$$r_2 - r_1 = -d \left[1 - \frac{1}{n^2 - d\rho_1 (n-1)^2} \right]. \quad (4)$$

Zależność ta przechodzi w równanie (2), jeżeli

$$d\rho_1 (n-1)^2 \ll n^2. \quad (5)$$

Umożliwia to prawidłową ocenę błędów popełnianego przy stosowaniu równania (2). Przy spełnieniu warunku (3) menisk jest achromatyczny i może być stosowany jako kompensator nie psując własności chromatycznych układów zwierciadlanych.

Afokalne układy kompensujące achromatyzuje się, tak jak prawie wszystkie układy optyczne, w pierwszym przybliżeniu przy założeniu, że soczewki są

bardzo cienkie. W miejsce równania (1a) należy zastosować następującą zależność:

$$\varphi_1 + \varphi_2 = 0. \quad (6)$$

Jak stąd widać, można zastosować soczewki z tego samego szkła i układ automatycznie spełniając 1b jest achromatyczny i to dla dowolnej długości fali świetlnej. Dla soczewek cienkich jest to więc układ całkowicie wolny od aberracji chromatycznych.

W innych układach należy równanie (1b) rozpisać dla kilku długości fali. Jak wykazały badania Herzbergera [15, 16, 17, 18], przy spełnieniu warunku, aby zbiegowe dla czterech długości pokrywały się, widmo wtórne praktycznie nie istnieje. Wynika to stąd, że współczynnik załamania dla wszystkich szkieł może być przedstawiony za pomocą zależności

$$n = a_0 + a_1 \lambda^2 + \frac{a_2}{\lambda^2 - 0,035} + \frac{a_3}{(\lambda^2 - 0,035)^2}. \quad (7)$$

Wykazuje ona dużą dokładność z pomierzonymi wartościami współczynników załamania dla stosowanych szkieł optycznych w zakresie widzialnym oraz bliskiej podczerwieni i bliskim ultrafiolecie. Różnice pomiędzy wyliczonymi i mierzonymi wartościami współczynników załamania dla 9 linii widmowych zestawione są w tabelicy I. Wartości różnic pomnożone są przez 10^5 . Wielkości różnic są praktycznie bez znaczenia, jeśli się zauważy, że pomiar współczynnika załamania w wytwórniach szkieł optycznych wykonuje się z dokładnością 10^{-5} . Parametry a_1 , a_2 , a_3 , a_0 są stałymi współczynnikami określającymi szkło optyczne, przy czym długość fali musi być przedstawiona w μ . Z równania (7) widać, że 4 parametry w pełni określają własności optyczne szkieł. Jeżeli znamy współczynniki załamania dla 4 długości fali, to dla dowolnego λ współczynnik załamania można obliczyć następująco:

$$n_\lambda = b_1(\lambda)n_1 + b_2(\lambda)n_2 + b_3(\lambda)n_3 + b_4(\lambda)n_4. \quad (8)$$

Parametry $b_i(\lambda)$ zostały wyliczone przez Herzbergera. Są one niezależne od rodzaju szkła. Szklą w tabelicy I zostały podzielone na dwie grupy (szklą zwyczajne, szklą nadzwyczajne zwane także specjalnymi). Podział ten związany jest z ich własnościami dyspersyjnymi. Zwykle charakteryzuje się je przez dyspersję względną cząstkową

$$P_\lambda = \frac{n_\lambda - n_D}{n_F - n_C}. \quad (9)$$

Z liczbą Abbego ν związana ona jest następującą zależnością

$$P_\lambda = A_1 \nu + A_2 + e_\lambda. \quad (10)$$

Wielkość e_λ określa odchylenie od prostoliniowej zależności $P_\lambda(\nu)$ w ultrafiolecie i podczerwieni.

$$e_\lambda = A_3 e_{A'} + A_4 e_h. \quad (11)$$

Odpowiednio $e_{A'}$ będzie charakteryzowało odchylenie od linii prostej dla długości fali $\lambda = 7682 \text{ \AA}$ (linia A'), a e_h dla długości fali $\lambda = 4046 \text{ \AA}$ (linia h). Para-

metry A_1, A_2, A_3, A_4 można wyliczyć analogicznie do b_1, b_2, b_3, b_4 . Szkła, dla których można zaniedbać wielkość ϱ , zostały nazwane przez Herzbergera zwyczajnymi. Nazwa związana jest z tym, że większość szkieł wykonanych bez specjalnie skomplikowanych technologii należy do tej grupy. Pozostałe szkła nazwał nadzwyczajnymi lub specjalnymi.

Przy korekcy superachromatycznej przynajmniej jedno ze szkieł powinno być specjalne. Największe odstępstwo od liniowej zależności $P_\lambda(\nu)$ posiada fluoryt. Pod tym względem nie może jeszcze z nim konkurować żadne szkło optyczne. Korekcja na cztery barwy została zapoczątkowana przez Stephensa [19]. Bardziej dokładnie została zbadana przez Herzbergera [18], który wyprowadził warunek, jaki muszą spełniać szkła, aby układ był superachromatem. Przy obliczeniach wyszedł z założenia, że korekcja dla czterech barw jest możliwa w układach co najmniej trój soczewkowych. Do korekcji wybrał następujące długości fali: $\lambda_1 = 1,011\mu$, $\lambda_2 = 0,6563\mu$, $\lambda_3 = 0,486\mu$, $\lambda_4 = 0,365\mu$. Korekcja obejmuje więc podczerwień i ultrafiolet. Moce optyczne oblicza z zależności

$$\begin{aligned} \varphi_1 &= k(P'_2 - P'_3) \nu_{c1} \\ \varphi_2 &= k(P'_2 - P'_1) \nu_{c2} \\ \varphi_3 &= k(P'_1 - P'_2) \nu_{c3}, \end{aligned} \quad (12)$$

gdzie:

$$\begin{aligned} \nu_{ck} &= \frac{n_{F,k} - 1}{n_{F,k} - n_{C,k}} \\ P'_n &= \frac{n_{F,n} - n_{\lambda_1,n}}{n_{F,n} - n_{C,n}} \end{aligned}$$

$$k = \frac{1}{\nu_{c1}(P'_2 - P'_3) + \nu_{c2}(P'_3 - P'_1) + \nu_{c3}(P'_1 - P'_2)}.$$

Wzór na współczynnik k podany przez Herzbergera, jak to zauważono w pracy [20], zawierał błąd. Przytoczony wzór podaje już poprawną wartość k . Równanie (11) otrzymuje się z warunku jednoznaczności rozwiązania równań typu (1), który prowadzi do znikania wyznacznika. Ma to prosty sens geometryczny. Sporządzając wykres $P'_n(\nu_c)$ dla różnych szkieł otrzymuje się szkła tworzące superachromat z warunku, aby leżały na jednej prostej. Kombinacji takich jest bardzo dużo, jednak większość z nich prowadzi do dużych mocy optycznych poszczególnych składników uniemożliwiając prawidłową korekcję dla większych apertur. Herzberger podał przybliżony warunek, przy spełnieniu którego moce optyczne poszczególnych składników powinny być niewielkie

$$P'_1 - P'_2 \geq 0,07 \quad P'_2 - P'_3 \geq 0,07. \quad (13)$$

Warunek ten jednak nie zawsze jest wystarczający. Zmniejszenie k , a więc i mocy optycznych uzyskuje się przede wszystkim dla szkieł, przy których ϱ_λ (wzór 11) jest większe. Dla $\varrho_\lambda \rightarrow 0$ (szkła klasyczne) $k \rightarrow \infty$ i realizacja superachromatu jest niemożliwa. W pracy [20] podano sposób doboru szkieł, przy których otrzymane moce optyczne są nieduże. Zagadnienie to jest o tyle ważne,

że istnieje około 1000 szkieł, przy których achromatyzacja dla czterech barw jest możliwa. Do najlepszych rozwiązań prowadzi kombinacja z fluorytem, gdyż otrzymuje się stosunkowo najmniejsze moce optyczne (tab. II). Przez P''

Tablica II

Lp.	Rodzaj szkła	n_c	P'	P''	φ
1	Fluoryt	95,84	1,80482	-1,72807	2,31008
	LF4	42,41	1,74549	-1,94448	-2,58132
	SF2	34,58	1,70659	-2,04132	1,27124
2	Fluoryt	95,84	1,80482	-1,72807	2,29011
	LF3	42,74	1,74801	-1,94152	-2,41061
	SF12	34,47	1,70625	-2,05104	1,12050
3	Fluoryt	95,84	1,80482	-1,72807	2,09602
	BaSF51	41,70	1,75161	-1,92811	-1,98986
	SF2	34,58	1,70659	-2,04132	0,89384

oznaczono P_{λ_e} . Przeanalizowano również wpływ grubości na korekcję superachromatyczną wykazując, że przy małym stosunku grubości do promieni można przy małych zmianach uzyskać dobrą korekcję dla rzeczywistych układów. Obliczony układ ma dobrą korekcję aberracji aperturowych. Jest ona tego samego rzędu co u Herzbergera przy dwukrotnie mniejszej ilości soczewek.

Zagadnieniem pełnej achromatyzacji zajmuje się również H. Drucks [21]. Wychodząc z warunku, aby ogniskowa k -simpletowego układu bez odstępów powietrznych była dla wszystkich długości taka sama, otrzymuje

$$\sum_{j=1}^k \frac{R_j(\lambda)}{v_j} \varphi_j = 0, \quad (14)$$

gdzie

$$R(\lambda) = \frac{n_\lambda - n_C}{n_{F'} - n_C}$$

$$\varphi = \varphi(\lambda_e)$$

$$v = \frac{n_e - 1}{n_{F'} - n_C}.$$

Dla $\lambda = \lambda_{F'}$ funkcja $R_j(\lambda_{F'})$ z definicji równa jest jedności i równanie (14) przyjme prostą postać. W dalszej części pracy rozważa simplet trójsozewkowy, dla którego warunki achromatyzacji mogą być zapisane następująco:

$$\begin{aligned} \sum_{j=1}^3 \varphi_j &= 1 \\ \sum_{j=1}^3 \frac{\varphi_j}{v_j} &= 0 \\ \sum_{j=1}^3 \frac{R_j(\lambda)}{v_j} \varphi_j &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

Z ogólnych rozważań nad rzędami macierzy (bardzo eleganckich matematycznie) dochodzi do wniosku, że przy pełnej achromatyzacji, jeśli dodatkowo założy się, że przynajmniej dwie wartości ν_j są różne, funkcje $R_j(\lambda)$ muszą być tożsamościowo równe tj.

$$R_1(\lambda) \equiv R_2(\lambda) \equiv R_3(\lambda) \quad (16)$$

Oczywiście, szkła spełniające tożsamościowo ten warunek nie istnieją. Nie ma tu sprzeczności z badaniami Herzbergera, który rozważał achromatyzację dla czterech barw, gdyż i tak przybliżenie zaniedbujące grubości jest bardziej istotne aniżeli niedokładności we współczynniku załamania rzędu 10^{-5} . Wprawdzie niedokładności we współczynniku załamania $\sim 10^{-5}$ prowadzą do niedokładności w dyspersji cząstkowej $R(\lambda)$ około 10^{-3} , ale mimo to nie mają one większego znaczenia praktycznego. Dalsze rozważania H. Druksa dotyczą geometrycznej miary achromatyzacji dla simpletu trójsoczewkowego i mogą być wykorzystane przy achromatycznej klasyfikacji układów tego typu.

Równoległe prowadzone są prace nad superachromatycznymi obiektami dwusoczewkowymi. Możliwość korekcji dla czterech barw w obiektach dwusoczewkowych wykazał Schulz [22]. Uprzednio Maksutow obliczył dwusoczewkowy obiekt o zmniejszonym widmie wtórnym, którego korekcja była zbliżona do superachromatu [23]. Zastosował specjalne szkło fosforowo-aluminiowe. Ze względu na trudności w skorygowaniu błędów aperturowych zastosował powierzchnie asferyczne. Samo szkło nie wyszło jednak ze stadium prób i układ ten prawdopodobnie nie został wykonany. Rozważania Schulza dotyczą wstępnych obliczeń układów optycznych bez uwzględnienia wpływu grubości oraz dokładnych przeliczeń biegu promieni. Praktycznym obliczeniom dwusoczewkowych obiektów superachromatycznych poświęcona została praca [24]. Podano w niej prosty warunek, jaki muszą spełniać dwa szkła tworzące superachromat

$$\frac{n_{4,1} - n_{e,1}}{n_{1,1} - n_{e,1}} = \frac{n_{4,2} - n_{e,2}}{n_{1,2} - n_{e,2}}, \quad (17)$$

gdzie

$$n_{i,j} = n_j(\lambda_i)$$

$$n_{e,j} = n_j(\lambda_e).$$

Szkła spełniające powyższy warunek mają jednakowe wartości ogniskowych dla linii λ_C i λ_F oraz niezależnie dla linii λ_1 , λ_4 , λ_e . Liczne obliczenia wykazały, że korekcja jest analogiczna jak przy równoczesnym pokryciu czterech ognisk. Szkła spełniające ten wzór spełniają także kryterium podane przez Schulza. Widmo wtórne obliczanych układów dwusoczewkowych jest tego samego rzędu co dla trójsoczewkowych. Dokładne przeliczenia trygonometryczne wykazują jednak, że układ trójsoczewkowy ma znacznie mniejszą komę oraz odstępstwo od warunku sinusów. Do pełnej korekcji układu trójsoczewkowego nie jest

konieczny fluoryt, chociaż obecność jego bardzo ułatwia korekcję. W układzie dwusoczewkowym przy otworze względnym rzędu 1:4,5 nie można bez fluorytu dobrze skorygować aberracji sferochromatycznej (w policzonym przykładzie dla ogniskowej $f = 100$ mm wynosiła ona aż 2 mm). Przez zastosowanie dwu układów dwusoczewkowych ustawionych symetrycznie z nieznacznym retuszem jednego z simpletów uzyskano układ o korekcji lepszej, aniżeli w układzie trójsoczewkowym [20]. Jest on układem quasisymetrycznym zbudowanym ze szkła FK 50 i SK 20. Z tablicy III widać, że policzony układ ma mniejsze

Tablica III

Aberracje dwusimpletowego obiektywu superachromatycznego

A. Aberracja sferochromatyczna

Wysokość	λ_D	λ_2	λ_3	λ_1	λ_4
10,97	-0,024065	-0,046221	0,074822	-0,129085	0,163045
9,50	-0,060731	-0,066496	-0,005722	-0,135959	0,061568
7,76	-0,066657	-0,057332	-0,051994	-0,114443	-0,003914
5,49	-0,045398	-0,022124	-0,067949	-0,067808	-0,037573
0,005	0,000002	0,036199	-0,057006	0,001119	-0,042993

B. Aberracje polowe

Pole widzenia	krzywizna	astygmatyzm	koma	dystorsja %	chromatyzm wielkości
3,00°	-0,262124	-0,154944	0,074746	-0,0282	0,00433
2,60°	-0,196788	-0,116413	0,064654	-0,0211	0,00375
2,12°	-0,131280	-0,077646	0,052728	-0,0141	0,00307

aberracje sferochromatyczne od układu trójsoczewkowego przy praktycznie niezmiennych pozostałych aberracjach. Porównanie przeprowadzono dla trójsoczewkowego układu z fluorytem. Otrzymany układ jest prostszy technologicznie i realizowany jest bez fluorytu. Zagadnienie to jest przedmiotem dalszych badań.

Abstract: A historical outline of the progress on the achromatisation of optical systems has been described, starting from the first work of Newton to the present day. The influence of the new discoveries in the optical glass technology (new glasses) on the development of the optical systems has been analysed. The basic chromatic properties of the optical glasses as well as their classification into usual and special glasses has been discussed. Achromatic, apochromatic and superachromatic correction has been defined and the corresponding correction method described. The latter has been illustrated by some examples elaborated in different optical centres.

Literatura

- [1] I. Newton, *Phil. Trans.*, **6**, 3075 (1672).
- [2] J. Dolond, *Phil. Trans.*, **48**, 287 (1753).
- [3] J. Dolond, *Phil. Trans.*, **48**, 103 (1754).
- [4] J. Dolond, *Phil. Trans.*, **50**, 733 (1758).
- [5] A. N. Bardin, *Technologia optycznego szkła*, Moskwa 1955.
- [6] M. Herzberger, *Modern Geometrical Optics*, New York—London 1958.
- [7] E. Abbe, *Sitz. Ber. Jen. Ges. Med. Naturw.*, 107—128 (1886).
- [8] E. Abbe, *Z. Instrumentenkunde*, **10**, 1 (1890).
- [9] W. Vogel, *Jenaer Rundschau*, **10**, 75 (1965).
- [10] D. D. Maksutow, *Dokl. Akad. Nauk SSSR*, **37**, 4 (1942).
- [11] M. Gaj, *Optik*, **17**, 38 (1960).
- [12] M. Gaj, *Zesz. Nauk. Pol. Wr.*, **41**, 23 (1960).
- [13] D. C. Wołosow, *Metody raszcziota skłoznych fotograficznych sistem*, Moskwa 1948.
- [14] M. Gaj, *Zesz. Nauk. Pol. Wr.*, **41**, 15 (1960).
- [15] M. Herzberger, *J. Opt. Soc. Amer.*, **32**, 70 (1942).
- [16] M. Herzberger, H. Jenkis, *J. Opt. Soc. Amer.*, **39**, 984 (1949).
- [17] M. Herzberger, *Optica Acta*, **6**, 197 (1959).
- [18] M. Herzberger, *Appl. Optics*, **2**, 553 (1963).
- [19] R. E. Stephens, *J. Opt. Soc. Amer.*, **50**, 1016 (1960).
- [20] M. Gaj, J. Nowak, *Zesz. Nauk. Pol. Wr.*, **167**, 11 (1967).
- [21] H. Drucks, *Optik*, **23**, 523 (1966).
- [22] H. Schulz, *Optik*, **25**, 203 (1967).
- [23] D. D. Maksutow, *Astronomiczeskaja optika*, Moskwa 1946.
- [24] M. Gaj, J. Nowak, w opracowaniu.

Jerzy A. Zagroździński

Zakład Fizyki Fal Ultrakrótkich
Instytut Fizyki PAN

Mikrofalowy układ pomiarowy dla pasma 4 mm

Microwave Measurement Set Up for 4 mm Band

Wstęp

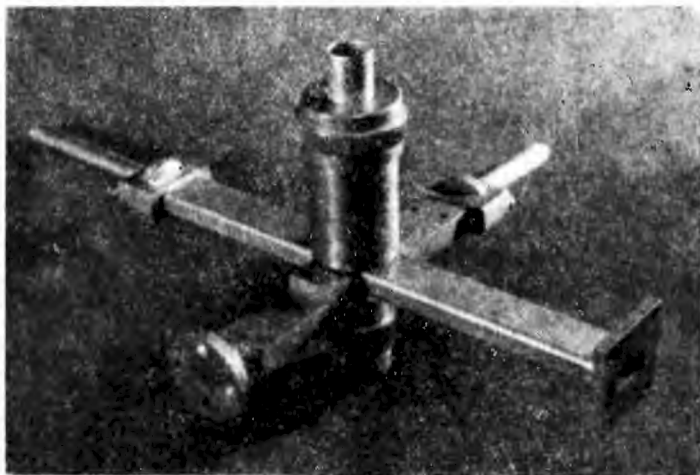
Zastosowanie i zainteresowanie własnościami materiałów o obszarze fal milimetrowych datuje się od dawna, a w latach ostatnich, dzięki tym metodom, szczególnie w spektroskopii ciała stałego, a także w diagnostyce plazmy osiągnięto szereg interesujących rezultatów. Celem niniejszego artykułu jest opis układu i niektórych jego elementów mikrofalowych, przeznaczonego zasadniczo dla spektroskopii ciał stałych, a przy nieznacznych zmianach użytecznego także w innych dziedzinach. W skład wchodzi szereg elementów, które nie są konieczne dla eksperymentu, np. w dziedzinie spektroskopii półprzewodników, natomiast mogą się okazać konieczne przy innych badaniach, a były nieodzowne dla konstrukcji i stwierdzenia własności innych elementów. I tak np. z zespołu elementów można złożyć układ pomiaru współczynnika odbicia, jakkolwiek w układzie spektroskopowym nie zachodzi konieczność jego pomiaru. We wszystkich elementach (chyba że będzie powiedziane inaczej,) zastosowano falowody prostokątne $3,10 \times 1,55$ mm lub kołowe $\varnothing = 3,17$ mm.

1. Powielacze częstotliwości

Historycznie rzecz biorąc, jako źródło sygnału w paśmie 4 mm wykorzystywano powielacze. W naszym przypadku były to potrajacze z częstotliwością 24 GHz na 72 GHz. Jakkolwiek w chwili obecnej zastosowanie klistronów czy lamp z falą wsteczną pozwala uniknąć dość kłopotliwego powielania, to jednak w przypadkach, gdy zachodzi konieczność stabilizacji częstotliwości źródła, co dość łatwo uzyskać konwencjonalnymi metodami przy niższych częstotliwościach, zastosowanie powielacza może mieć pewne zalety. Szereg rozwiązań przytoczono w literaturze [1 ÷ 7]. Dla naszych celów wybrano konstrukcję powielacza krzyżowego jak na rys. 1. Badano i wykorzystywano po-

wielacze zarówno o elementach półprzewodnikowych montowanych wewnątrz powielacza, jak i działających w oparciu o produkowane przemysłowo detektory krystaliczne, przeznaczone dla pasma 8 mm. Rezultaty eksploatacyjne okazały się podobne, zaś na właściwe działanie w głównej mierze wpływa uzyskanie poprawnego złącza o charakterystyce nieliniowej.

Na rys. 2 przedstawiono jedną z konstrukcji powielacza w oparciu o złącze montowane na skrzyżowaniu falowodów. Złącze tworzył kryształ krzemu i odpowiednio wykonana igła wolframowa. Szczegóły technologiczne można znaleźć w literaturze [1], [4], [7].

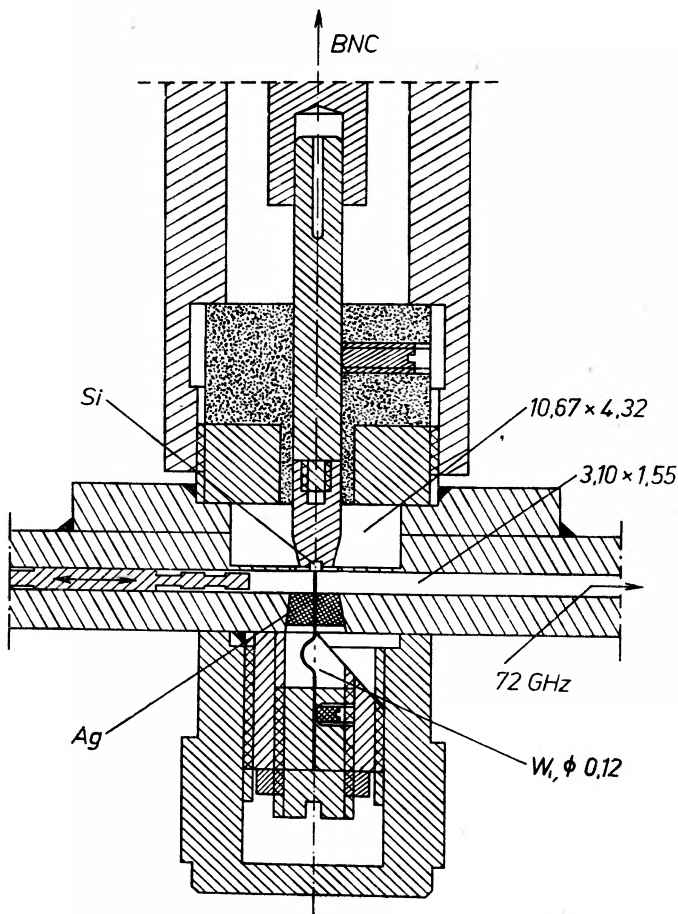


Rys. 1. Wygląd zewnętrzny powielacza (z 24 GHz na 72 GHz)

German dla powielania z 24 GHz na 72 GHz okazał się nieprzydatny. Kryształ krzemu lutowany indem pochodził z przemysłowo produkowanych diod krystalicznych z reguły produkcji radzieckiej. Wyniki są trudne do oceny z uwagi na bardzo silny, lecz przypadkowy wpływ wyboru punktu złącza i nacisk igły. Tym niemniej krzem, pochodzący z diod mieszejących typu DKS okazywał się znacznie bardziej przydatny, dając sygnał średnio 5 dB lepszy niż z kryształów typu DKI. Najlepsze wyniki osiągnięto stosując krzem pochodzący z diod DKW8, otrzymując straty przemiany od 22—27 dB (przy 100 mW mocy przykładowej). Pewną poprawę, z reguły ok. 2 dB można uzyskać stosując polaryzację wsteczną złącza napięciem kilku woltów przez opór ok. 30 kΩ. Otrzymane wyniki pokrywają się z wnioskami Netercota i Richardsona, cytowanymi w [7], którzy przewidują w przypadku potrajania straty 30—32 dB, jeżeli nie stosować żadnych zabiegów ulepszających. Stwierdzono ponadto, że charakterystyka mocy na częstotliwości 72 GHz w zależności od mocy na częstotliwości 24 GHz (rys. 3) wyraźnie rośnie ze wzrostem mocy przykładowej (aż do 100 mW), co preferuje warunki pracy z mocami tego rzędu. Z uwagi na uproszczenie konstrukcji zrezygnowano ze śrub różnicowych regulujących

precyzyjnie nacisk igły i wobec tego przytoczone wyniki mogą się nieco różnić od optymalnych.

Ustalenie i dobieranie punktu na powierzchni kryształu, w którym uzyskuje się dostatecznie duży sygnał wyjściowy, jest dość kłopotliwe i niestety nie

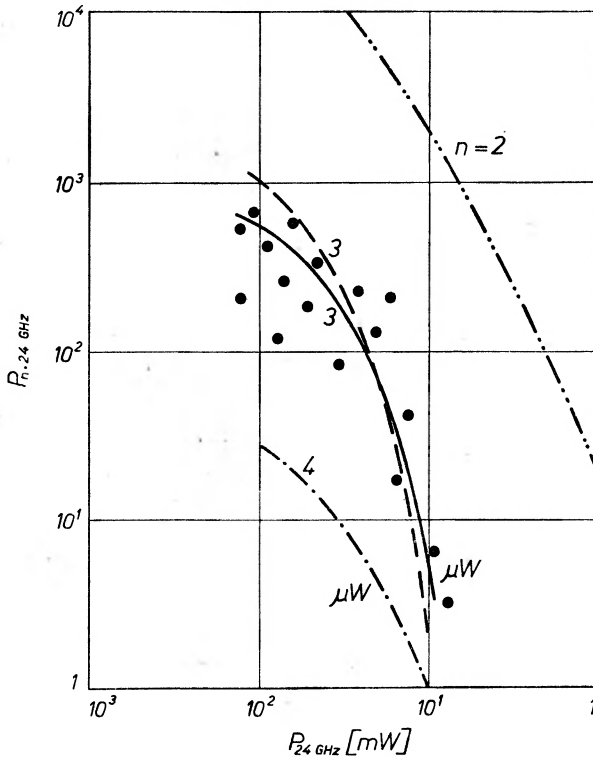


Rys. 2. Konstrukcja powielacza krzyżowego

istnieje żadna korelacja między charakterystyką $U-I$ a poziomem mocy powielonej. Natomiast stwierdzono pewne korelacje między własnościami detekcyjnymi sygnału o częstotliwości podstawowej, a poziomem harmonicznej i ten efekt wykorzystywano we wstępnym dobieraniu punktu pracy. W tym celu zamiast polaryzacji złącza złączano przyrząd wychyłowy i obserwowano składową stałą. Niewielka korekcja punktu, zwłaszcza nacisku igły, wystarczała dla dobrego ustalenia właściwego punktu pracy. Próby utrwalenia kontaktu nie dawały w przypadku krzemu zadowalających rezultatów. Z reguły po utrwaleniu złącza metodą przepuszczenia impulsu prądowego, poziom mocy wyjścio-

wej spadał od 2—10 dB, ale technika ta była niedopracowana — wyniki nie mogą być miarodajne.

Prócz powielacza o montowanych złączach wykonano kilka powielaczy przeznaczonych do pracy z komercyjnie dostępnymi diodami. Wykorzystywano diody DKW8, D402 prod. radzieckiej i 1N53 prod. amerykańskiej. Wyniki otrzymane z wspomnianymi diodami (w obudowie) były podobne, a straty



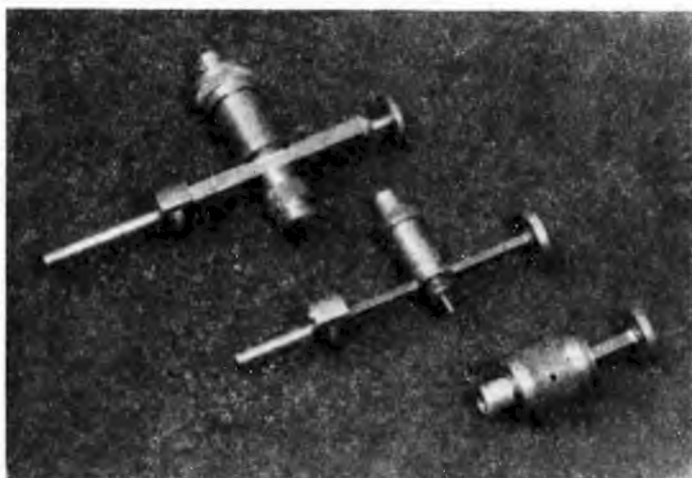
Rys. 3. Zależność mocy harmonicznych od mocy sygnału powielanego w powielaczach dla pasm milimetrowych, — wyniki autora, - - -; ·····; ····· wyniki Netercota i Richardsona cyt. w [7]

przemiany w stosunku do powielaczy o złączach bez obudowy były zaledwie 3 dB (dla diod DKW8) do 10 dB gorsze, a oczywiście stabilność pracy nieporównywalnie lepsza. Znacznie lepsze efekty można byłoby uzyskać stosując inne materiały. Zwłaszcza poleca się tu GaAs—n [5], gdzie wykorzystując efekt waraktorowy uzyskiwano straty przemiany rzędu kilku decybeli.

2. Detektory

Podobnie, jak w przypadku powielaczy, wykonano szereg wersji strojonych detektorów pracujących w oparciu o złącza montowane wewnątrz falowodu jak i dostosowane do diod detekcyjnych, produkowanych przemysłowo dla in-

nych pasm mikrofalowych. Rys. 4 przedstawia konstrukcję takiego detektora, podobną do konstrukcji powielacza. Wnioski przytoczone dla powielaczy potwierdzają się w całej rozciągłości dla detektorów. I tak detektory montowane wewnątrz falowodu z igłą wolframową i krzemem pochodzącym z diody DKW8 okazały się porównywalne ± 1 dB z diodami produkowanymi przemysłowo dla pasma 4 mm (D407 prod. radzieckiej), zaś dioda DKW8 w obudowie dawała wyniki zaledwie 3 dB gorsze. (W literaturze twierdzi się, że wyniki te mogą być gorsze 5—10 dB.) Prawdopodobnie jeszcze lepsze wyniki można by osiągnąć stosując falowody o mniejszej impedancji charakterystycznej drogą obniżenia wysokości falowodu w okolicach złącza. Pozwoliło by to na lepsze dopasowanie diody, które w badanych przypadkach pomimo niezłych wyników ekspery-



Rys. 4. Różne wersje głowic detekcyjnych, od góry: ze złączem montowanym, strojona; dla diod w obudowie, strojona; dla diod w obudowie falowodowej, aperiodyczna

mentalnych nie było zadowalające. Wszystkie przytoczone rezultaty odnoszą się do temperatury pokojowej. W tych warunkach w pasmie 4 mm detektory krystaliczne mają znaczną przewagę nad pneumatycznymi typu detektora Golaya, termicznymi czy fotodetektorami typu InSb, przeznaczonymi dla temperatur helowych, z uwagi na możliwości stosowania praktycznie dowolnych częstotliwości modulacyjnych.

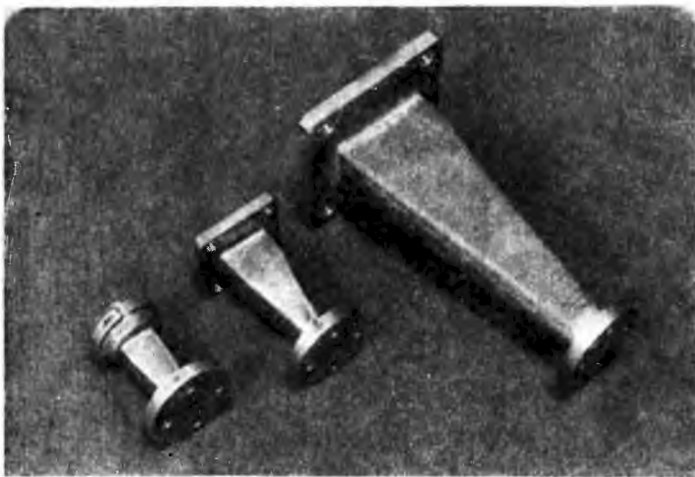
3. Prowadnice falowe

Dla celów spektroskopii prowadzenie fal z możliwie małymi stratami nie ma właściwie większego znaczenia. Występujące w układach eksperymentalnych odcinki prowadnic są z reguły krótkie. Tym niemniej istnieje szereg sytuacji, w których stosowanie odcinków prowadnic o małych stratach ma istotne zna-

czeniu. Z drugiej strony fale rzędu 4 mm są jeszcze zbyt długie by stosować w pełni techniki quasi optyczne. Elementy układów wypadają wówczas zbyt duże, a ponadto dochodzi dodatkowy czynnik, jakim jest niepożądane rozproszenie. Porównanie różnego typu struktur przytoczono w pracach [7], [8].

W tym stanie rzeczy za podstawową strukturę prowadzącą uznano falowód prostokątny $3,10 \times 1,55$ mm, którego teoretyczne straty (dla miedzi) 1,75 dB/m w praktyce wynosiły 4—5 dB/m w zależności od wykonawstwa.

W układach niskich temperatur laboratoria radzieckie z powodzeniem stosują falowody dielektryczne alkatenu ($\epsilon = 2,27$, $\text{tg} \delta \approx 20 \times 10^{-4}$) średnicy $\varnothing = 3$ dla fali 2 mm [13]. Tego typu pręt dielektryczny dla fali 4 mm wykazywał tłumienie kilku decybeli w temperaturze pokojowej. Osobną trudność

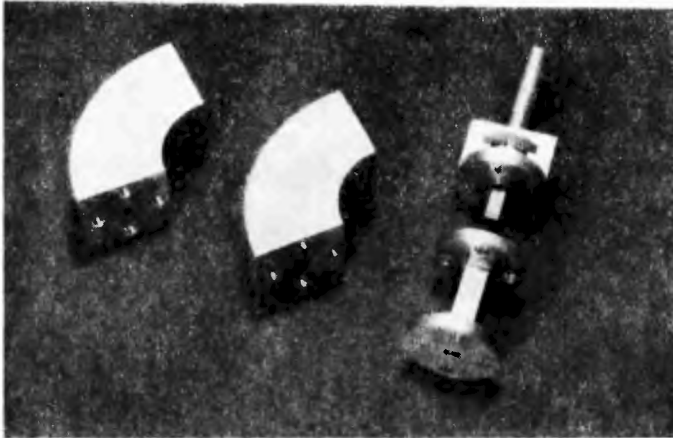


Rys. 5. Przejścia z różnych standardów falowych na falowód $3,10 \times 1,55$ mm

w praktyce laboratoryjnej sprawia utrzymanie względnej prostoliniowości tego typu przewodnic, gdyż każde zgięcie wprowadza dość duże tłumienie. Z tego względu wszędzie tam, gdzie konieczne są odcinki falowodu prostego jednorodnego o długościach przekraczających kilkadziesiąt centymetrów, stosowano falowody prostokątne ponadwymiarowe (*oversize*) [8—10].

Przeprowadzono szereg pomiarów struktur typu *oversize*. Tłumienie tego typu falowodów wynosiło w pasmie 4 mm 0,55 dB/m dla falowodu $7,11 \times 3,56$; 0,5 dB/m dla falowodu $10,63 \times 4,32$ i 0,45 dB/m dla $22,86 \times 10,16$. Stosowano piramidalne przejścia z pasma 4 mm na inne o długości kilku długości fal, przedstawione na rys. 5. Dla strat falowodów nie ma większego znaczenia czy falowody są składane i lutowane, czy elektroformowane, czy wreszcie ciągnione. Natomiast znacznie większy wpływ ma obróbka powierzchni. Przykładem elementów frezowanych i lutowanych są kolanka przedstawione na rys. 6. W dążeniu do stosowania możliwie krótkich odcinków, co jest niestety utrudnione z uwagi na wygodę konstrukcji, na rys. 6 przedstawiono także

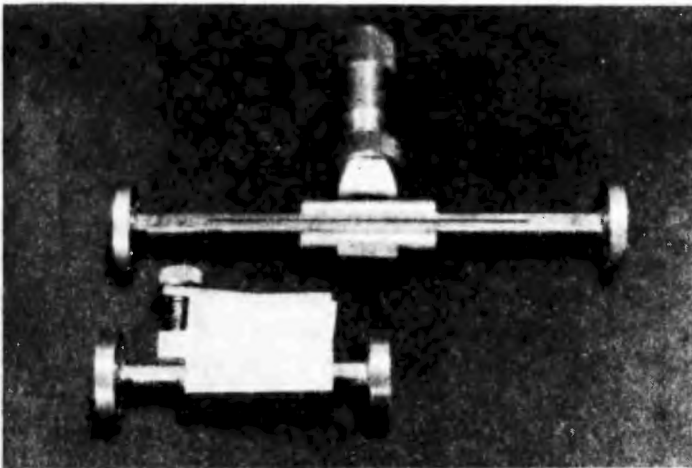
zwieracz falowodowy. Idea konstrukcji polega na tym, że układ zwieracza nie posiada własnego odcinka falowodu, a każdorazowo jest wykorzystywany odcinek falowodowy lub element, do którego miałby być dołączony konwencjonalny zwieracz.



Rys. 6. Kolanka falowodowe 90° i zwieracz uniwersalny przeznaczony do współpracy z dowolnym odcinkiem falowodu

4. Inne elementy traktu mikrofalowego

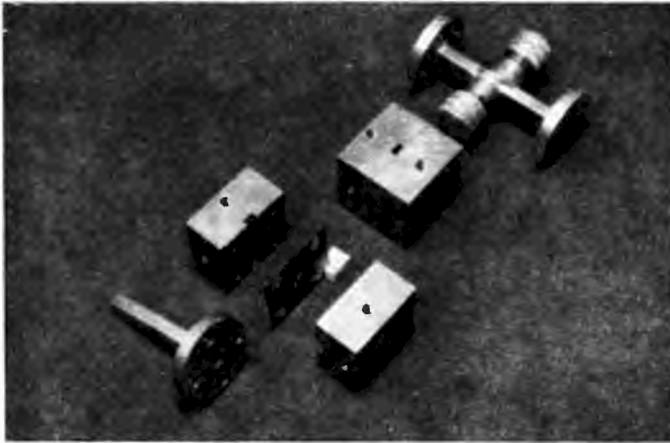
W toku konstrukcji opracowano szereg elementów układu mikrofalowego nieodzownych w jakichkolwiek układach pomiarowych. Do takich należą przesuwники fazy i tłumiki, przedstawione na rys. 7. Konstrukcja jest typowa



Rys. 7. Płetwowy tłumik (0—27 dB) lub przesuwnik fazy oraz oparty na zasadzie zmiany stałej propagacji poprzez ściskanie szerszego boku falowodu — („tire“) przesuwnik fazy

i jednakowa dla obu, różnica zaś polega na zastosowaniu w jednym płetwy mikowej, zaś w drugim płetwy mikowej napyłnionej chrominikieliną. Inną konstrukcję przesuwnika fazy — ściskanego — przedstawiono również na

rys. 7. Zasada działania tej dobrze znanej konstrukcji polega na zmianie stałej propagacji poprzez zmianę wymiaru falowodu. Zastosowano tutaj śrubę różnicową, niestety jednak nieodwracalne odkształcenia falowodu mosiężnego pogarszają nieco przewidywaną dokładność. Na następnym rysunku (rys. 8) przedstawiono obciążenie sztuczne zrealizowane za pomocą klina tłumiącego. Wybór tu jest duży; większość materiałów powszechnie dostępnych jak polietylen barwiony, guma węglowa, getynaks doskonale się nadaje. W ten sam spo-



Rys. 8. Obciążenie sztuczne, sprzęgacz kierunkowy 25 dB, konstrukcja kostkowego sprzęgacza i strojnik podwójny

sób można zresztą z łatwością realizować tłumiki stałe. Obok pokazano strojnik podwójny oparty na dwóch kołkach o zmiennym zanurzeniu.

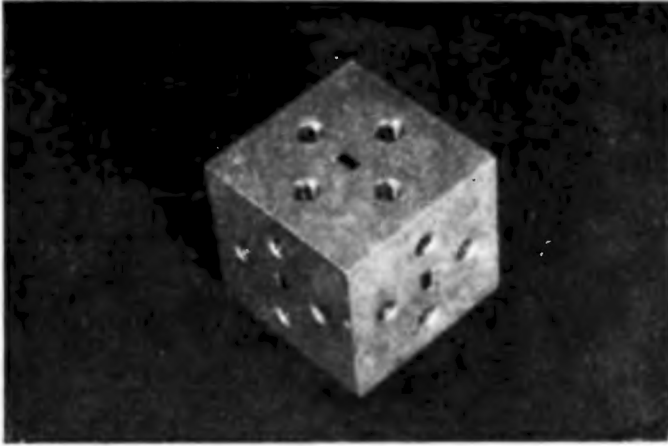
Wszelkiego typu rozwidlenia, sprzęgacze itp. wykonano w postaci konstrukcji kostkowej. Z punktu widzenia technologicznego poza metodami elektroformowania jest to konstrukcja na pewno wygodniejsza niż układy lutowane z odcinków rurek falowodowych.

Na rys. 9 przedstawiono układ sprzęgacza typu „magiczne T ” skompensowanego. Izolacja kanału różnicowego przekracza 40 dB w pasmie 5%, zaś podział mocy jest równy 3 dB z dokładnością układu pomiarowego.

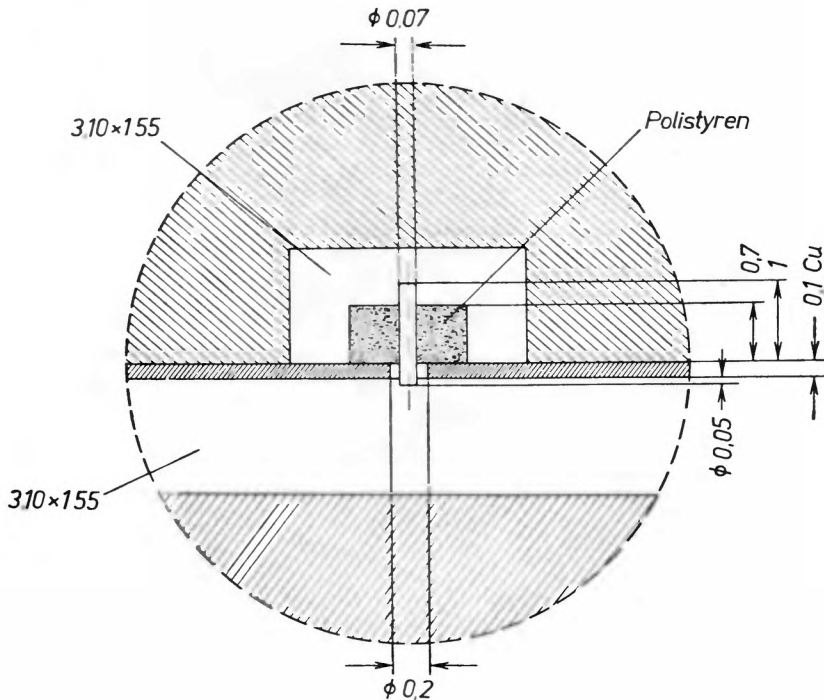
Na poprzednim rysunku (rys. 8) przedstawiono sprzęgacz kierunkowy, którego sprzężenie w warunkach laboratoryjnych można łatwo dobierać. Wkładki miedziane rozdzielające górny i dolny falowód mogą posiadać różne elementy sprzęgające, przeznaczone dla określonych wartości sprzężeń i różnych częstotliwości. Najczęściej wykorzystywano tu elementy sprzęgające w postaci dwóch otworów odległych o $\lambda/4$.

Można także wstawić wkładkę z sondą elektryczną i otrzymać sprzęgacz stanowiący przeciwieństwo sprzęgacza kierunkowego. Szkic układu przedstawia rys. 10. Otrzymany w ten sposób sprzęgacz jest niewrażliwy na kierunek propagowanej fali, a tylko na amplitudę pola w otoczeniu sondy i stanowi

analog sondy linii pomiarowej, lecz niestety nieruchomej. Jednakże sprzęgacz taki o sprzężeniu ≥ 25 dB w połączeniu z przesuwnikiem fazy, jak to pokazano na rys. 11, stanowi niezły układ dla pomiaru współczynnika odbicia.



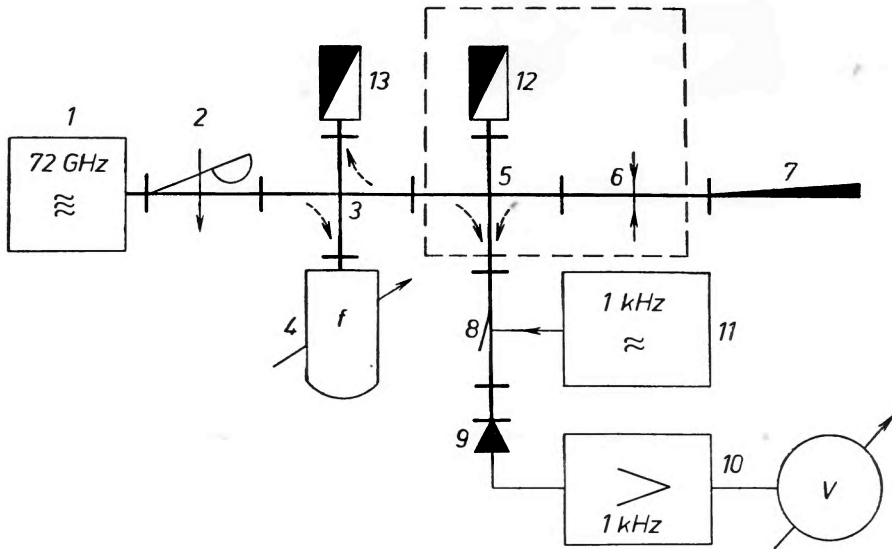
Rys. 9. Sprzęgacz typu „magiczne T”



Rys. 10. Fragment konstrukcji kostkowego sprzęgacza symetrycznego

Zrealizowany z pokazanych uprzednio elementów układ stanowił miernik impedancji, pozwalający na pomiar WFS w otoczeniu wartości 1 z dokładnością $\pm 5\%$. Dokładność pomiaru fazy była ograniczona dokładnością „ściska-

nego“ przesuwnika fazy, który wprowadzi sam nie wnosi mierzalnych odbić, to jednak jego przesunięcie fazy z powodów oczywistych silnie zależy od częstotliwości.



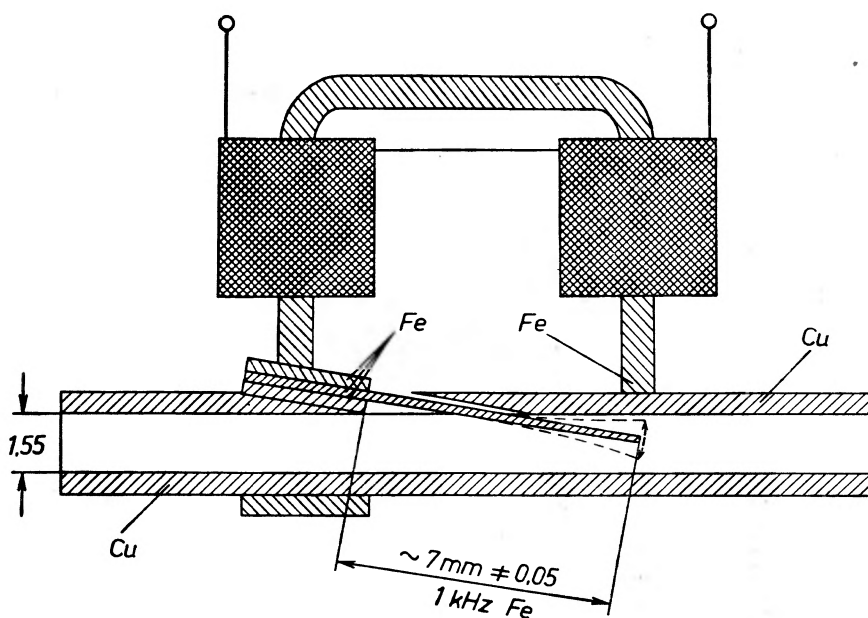
Rys. 11. Układ pomiarowy stosowany dla określenia współczynnika odbicia 1 — generator, 2 — tłumnik 30 dB, 3 — sprzęgacz kierunkowy, 4 — rezonator semikonfokalny typu Fabry-Perot jako falomierz, 5 — sprzęgacz symetryczny 25 dB, 6 — przesuwnik fazy typu ściskanego, 7 — badany element, 8 — modulator 1 kHz, 9 — głowica detekcyjna, 10 — wzmacniacz selektywny ze wskaźnikiem, 11 — generator modulacyjny, 12, 13 — sztuczne obciążenia; ramką obwiedziono właściwy miernik fali stojącej



Rys. 12. Złącze obrotowe z przejściem z falowodu kołowego $\varnothing 3,175$ na $3,10 \times 1,55$ oraz modulator diodowy i reaktancyjny (wibracyjny)

Na rys. 12 przedstawiono inne elementy traktu mikrofalowego, a to złącze obrotowe bezdławikowe, ciemne, przejścia z falowodu prostokątnego $3,10 \times 1,55$ na cylindryczny $\varnothing 3,18$ wykonane metodą elektroformowania oraz modulator reaktancyjny, przeznaczony do pracy z częstotliwością modulującą 1 kHz.

Zasada działania modulatora mechanicznego została przedstawiona na rys. 13. Elektromagnes zasilany częstotliwością 1 kHz wzbudza znajdujący się w falowodzie języczek stalowy dostrojony do mechanicznego rezonansu. Głębokość modulacji może być regulowana do 100%. Wadą układu są pewne straty dość silnie zależne od częstotliwości z uwagi na skomplikowaną geometrię układu drgającego i oczywistą trudność dopasowania. Brak elementów dyssypatywnych wymaga niestety dość silnego separowania układu zarówno od generatora, jak i od pozostałych elementów układu, zwłaszcza w przypadkach pomiaru współczynnika odbicia. W tym ostatnim przypadku z uwagi na słabe sprzężenie bądź to sondy, bądź sprzęgacza z rysunku 10 znacznie bardziej wygodne i celowe jest usytuowanie modulatora tuż przed diodą detekcyjną, dzięki czemu



Rys. 13. Zasada działania modulatora reaktancyjnego (wibracyjnego)

sprężenie rzędu 25 dB stanowi jego dodatkową separację od układu. Dla wyższych częstotliwości modulujących z powodzeniem wykorzystywano różnego typu modulatory diodowe na diodach dostępnych handlowo (rys. 12). W tych przypadkach pod nieobecność sygnału modulującego straty układu przekraczają 3 dB i dość silnie zależąc od częstotliwości wynoszą średnio 5–8 dB, a charakterystyka modulacyjna nie jest linią prostą. Zaletą jest ich oczywiście poprawna praca aż do niezwykle dużych częstotliwości.

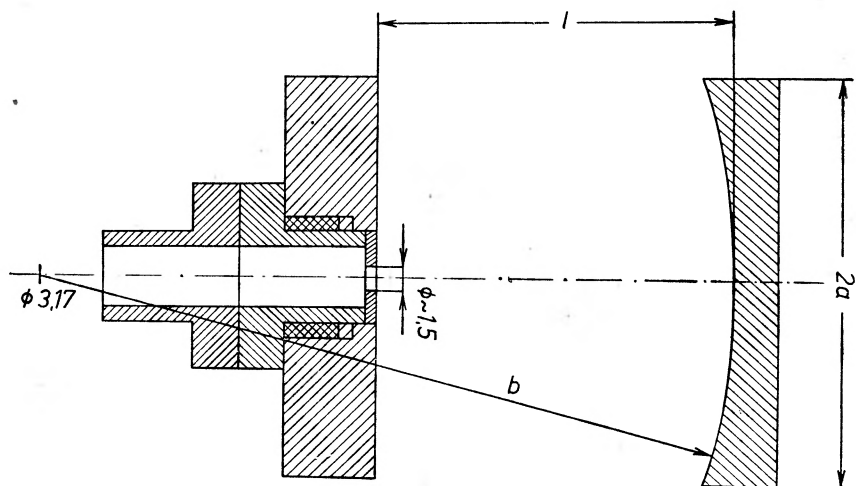
Np. modulator, w którym zastosowano diodę DKW8 prod. radzieckiej w obudowie, pracował poprawnie nawet przy 30 MHz; straty wynosiły 6 dB. Lepsze wyniki można osiągnąć, dołączając modulator równolegle do falowodu

za pośrednictwem układu dopasowującego i zwierając jego drugie wyjście ruchomym zwieraczem.

Szereg podobnych elementów w powiązaniu z techniką quasioptyczną przedstawiono w pracach [10—13], [34].

5. Rezonatory, falomierze i interferometry

Wymagania spektroskopii oraz stosunkowo niewielkie zakresy drgań kilostronów stawiają dość wysokie żądania odnośnie do dobroci rezonatorów dla fal milimetrowych. Jak wiadomo, konwencjonalne rezonatory mikrofalowe nie



Rys. 14. Konstrukcja opisywanych w tekście rezonatorów semikonfokalnych

spełniają ich absolutnie. Pozostają metody quasioptyczne i wnęki typu otwartego [14—24]. Pozostawiając na boku teoretyczny aspekt zagadnienia drgań w strukturach typu otwartego, szeroko rozpracowany w związku z badaniami laserów [14], [15], [24], w praktycznych rozwiązaniach dla układów pasm milimetrowych stosowane są różne modyfikacje rezonatorów typu Fabry-Perot, o zwierciadłach litych, półprzezroczystych lub w postaci siatek [22], [23]. Ze względu na łatwość realizacji, tolerancje ustawienia zwierciadeł i odporności na rozregulowanie, niewątpliwie najwygodniejsze są rezonatory konfokalne lub semi-konfokalne, tj. takie, że w ognisku jednego ze zwierciadeł, najczęściej sferycznego, znajduje się zwierciadło płaskie [15], [18], [19], [20].

Tego rodzaju rezonatory można z powodzeniem stosować jako wnęki spektroskopów [26] jak i jako falomierze. W toku niniejszego programu wykonano dwa rezonatory [19], oba pobudzone falowodem z kołową przesłoną.

Dane rezonatorów zestawiono w tablicy I, zaś oznaczenia wielkości podano na rys. 14.

Dane rezonatorów

Wielkość	Rezonator I	Rezonator II
b promień krzywizny zwierciadła sferycznego	5°	580
$2a$ średnica zwierciadeł	30	135
$N = a^2/b\lambda$ indeks Fresnela	1,12	1,96
α_D straty dyfrakcji dla rodzaju TEM_{00p} TEM_{01p} TEM_{11p} $TEM_{02p, 12p}$	5×10^{-3} 1×10^{-3} 3×10^{-3} —	1×10^{-7} 10^{-7} 10^{-7} 10^{-6}
straty na odbicie $\alpha_R \approx (2\omega\epsilon/\sigma)^{1/2}$	mosiądz $2,16 \times 10^{-3}$	aluminium $0,98 \times 10^{-3}$
$Q = kl/\alpha_D + 2\alpha_R$ dobroć teoretyczna bez obciążenia	9200 TEM_{00p} 7400 TEM_{01p}	230×10^3 dla wszystkich początkowych rodzajów
Dobroć pomierzona (z obciążeniem)	5700	80 000
Dobroć estymowana nieobciążona (z pomiaru)	~11000	~90 000
Zwierciadło płaskie sferyczne	lite, doskrobywane, lekko polerowane; lite, polerowane	lite doskrobywane, lekko polerowane; napyłone

Rezonator I (rys. 15) pracuje więc zasadniczo z rodzajem $TEM_{0,0,12}$, zaś w większym (II) można z uwagi na większe dobroci obserwować drgania $TEM_{m,n,q}$, gdzie $144 = q = 146$, zaś m i n są 0, 1, 2, a związek indeksów i długości fali określa wzór

$$\frac{l}{\lambda} = \frac{1}{2}q + \frac{1}{8}(1+m+n).$$

Jak wiadomo [14, 15], straty dyfrakcyjne w zasadzie maleją ze wzrostem indeksu Fresnela $N = \frac{a^2}{b\lambda}$, przy czym rozsądny wybór N zawiera się mię-

dzy $N = 0,5$ (duże straty dyfrakcyjne) i $N = 2$ (straty dyfrakcyjne znacznie mniejsze od strat na odbicie). Przy $N \approx 0,5$ praktycznie widoczny jest rezonans zaledwie jednego modu TEM_{00p} . Natomiast, jeżeli N jest duże, widoczne są drgania także modów z indeksami 1, 2 itd. Te wnioski uwzględniono wybierając wartości N , jak w tabelicy I. Rezonator I był w zasadzie przeznaczony do badań w niskich temperaturach i ten warunek wpłynął głównie na wybór jego wymiarów. Powierzchnie obu zwierciadeł polerowano konwencjonalnymi metodami, zaś zwierciadło płaskie dodatkowo doskrobywano widać. Rezonator II posiada zwierciadło sferyczne szklane napyłone aluminium, zaś zwierciadło płaskie metalowe (także aluminiowe) jedynie doskrobywane i lekko polerowane bez materiałów ściernych.

W obu rezonatorach pracujących w warunkach rezonatora odbiciowego sprzężenie z falowodem zapewniono przez cienkie tulejki otworem, w zasadzie



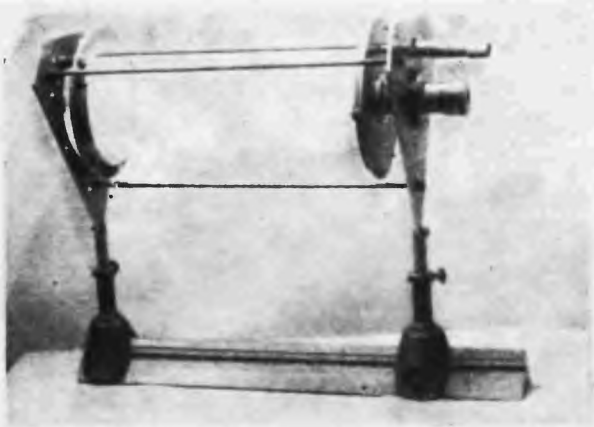
Rys. 15. Rezonator I, otwarty, stosowany jako wnęka spektroskopu

o średnicy ok. 1,5 mm, jakkolwiek istnieje łatwość zmiany otworu na inny. Otrzymane wyniki wykazują minimalne rozbieżności z przewidywaniami teoretycznymi, dotyczy to zwłaszcza rezonatora I. Pomierzona dobroć rezonatora okazała się nieco większa od przewidywanej. Wynika to stąd, iż z jednej strony określenie sprzężenia wnęki jest obarczone znacznym błędem, a z drugiej strony wyrażenia określające straty dyfrakcyjne, przytoczone w pracy [15], nie są zbyt dokładne.

Rezonator II (rys. 16) natomiast wykazywał dobroć znacznie mniejszą niż przewidywana. Fakt ten jest zrozumiały i wyjaśnienie jego nie pozwala niestety na żadne wnioski odnośnie do zależności teoretycznych. W rezonatorze tym zwierciadło sferyczne jest przesuwane za pomocą śruby różnicowej, pozwalając ocenić przesuwę zwierciadła z dokładnością $\pm 7 \times 10^{-4}$ mm. Przy tak długim rezonatorze pozwala to na pomiar zmian częstotliwości z dokładnością $\pm 0,7$ MHz.

Bezwzględny pomiar częstotliwości natomiast jest obarczony znacznym błędem ze względu na ograniczone możliwości przesuwu reflektora i nie przekracza $1,4 \times 10^{-3}$ (zaś błąd wynikający z tego, że rezonator nie pracuje jako konfokalny, nie przekracza $\frac{1}{\pi} \left(\frac{\lambda}{l} \right)^2 = 2 \times 10^{-4}$). Rezonator o tych kształtach ma jeszcze pewne zalety. Dzięki stosunkowo małym stratom dyfrakcyjnym, które normalnie silnie rosną ze wzrostem indeksu modu, łatwo pobudzają się wyższe rodzaje.

W zasadzie powinny przy symetrycznym pobudzeniu powstawać rodzaje jedynie o dwóch pierwszych indeksach nieparzystych, jednakże z powodu przy-



Rys. 16. Rezonator II stosowany jako falomierz

padkowych asymetrii powstają także drgania o parzystych indeksach i w rezultacie, jak widać z przytoczonego wzoru, drgania powstają przy przesuwie reflektora co $\lambda/8$. Efekt ten można wykorzystać dla zgrubnych pomiarów częstotliwości.

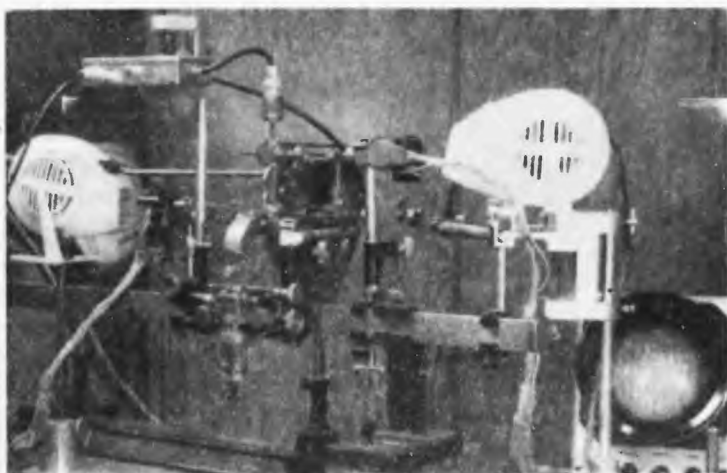
W toku doświadczeń z rezonatorami, zwłaszcza w zastosowaniach spektroskopii niskich temperatur, jeszcze jedna z cech [18, 19] rezonatorów semikonfokalnych okazała się niezwykle korzystna. Mianowicie, nawet dość znaczne odchyłki od równoległości zwierciadeł czy niewspółosiowości mają jedynie niewielki wpływ na dobroć rezonatorów. To różni je zasadniczo od innych, zapewniając łatwą justację układów, poprawną w szerokich granicach temperatur, jeżeli nie liczyć odstrojenia.

6. Wnioski

W toku doświadczeń stwierdzono, że w pasmie 4 mm zasadniczo poprawnie funkcjonuje konwencjonalny zespół elementów falowodowych bez zbytejnej potrzeby stosowania układów quasioptycznych. Nie dotyczy to jednak układów

rezonansowych i transmisji na większe odległości, gdzie dzięki quasi-optyce uzyskuje się już w tym zakresie częstotliwości znakomicie lepsze rezultaty.

Stosowanie metod quasioptycznych jest jednak znacznie wygodniejsze w tych częściach układu mikrofalowego, w których lokalizuje się badany materiał [25—31], np. otwartego rezonatora wówczas, gdy umieszcza się w nim próbkę badanej substancji, otwartej wnęki transmisyjnej przy badaniu warstw dielektrycznych itp. Fragment układu przeznaczony dla spektroskopii ciała stałego w oparciu o mostek mikrofalowy typu „magicznego T “ z jednej strony, kompensowany zmienną impedancją, wraz z falomierzem, rezonatorem dla umieszczania próbek i odbiornikiem superheterodynowym o mieszaczu nie-



Rys. 17. Fragment układu spektroskopu na pasmo 4 mm

zrównoważonym, przedstawiono na rys. 17. Większość widocznych elementów została już wyżej opisana.

Elementy quasioptyczne znajdują jeszcze zastosowanie w cechowaniu innych elementów. I tak np. szeroko wykorzystywane przez Irisovą i in. siatki dyfrakcyjne [22, 23] okazują się wygodnym w użyciu polaryzatorem, a w toku niniejszego programu były z powodzeniem wykorzystywane przy skalowaniu tłumików i jego rezonatory-falomierze.

Autor pragnie wyrazić podziękowanie Prof. dr K. Leibler za jej zainteresowanie niniejszą pracą, mgr inż. M. Klasie za pomoc w doświadczeniach, Kolegom z Zakładu Fizyki Fal Ultrakrótkich Instytutu Fizyki PAN za uwagi i wreszcie Pracownikom Warsztatu tegoż Zakładu, bez których praca ta nie zostałaby zrealizowana.

Abstract: A description of versatile microwave measurement set up and some its elements (4 mm wavelength) is given.

Literatura

- [1] L. E. Dickens, *IEEE Trans.*, **MTT-15**, No 1, 32 (1967).
- [2] P. J. Bauer, M. Cohn, I. M. Cotton, R. F. Packard, *Proc. IEEE*, **54**, No 4, 411 (1966).
- [3] W. M. Sharpless, *IEEE, Trans.*, **MTT-9**, No 1, 6 (1961).
- [4] F. L. Wentworth, J. W. Dozier, I. D. Radgers, *Microwave J.*, **7**, No 6, 69 (1964).
- [5] D. Kahng, *Bell Syst. Techn. J.*, **43**, No 1, 215 (1964).
- [6] J. R. Alday, J. W. Battles, F. R. Crane, *Proc. IEEE*, **53**, No 7, 741 (1965).
- [7] P. D. Coleman, R. C. Baker, *IRE Trans.*, **MTT-7**, No 1, 42 (1959).
- [8] A. F. Harvey, *Microwave Engineering*, Academic Press 1963.
- [9] C. W. van ES, M. Greves, F. C. de Ronde, *Microwave Philips Techn. Rev.*, **22**, No 4, 113 (1960/61).
- [10] A. J. de Hond, *Philips Rept.* (1965).
- [11] F. Sobel, F. L. Wentworth, J. C. Wiltse, *IEEE Trans.*, **MTT-9**, No 6, 512 (1961).
- [12] C. E. Barnes, *IEEE Trans.*, **MTT-9**, No 6, 519 (1961).
- [13] E. M. Dianov, N. A. Irisova, N. V. Karlov, *Pribory Tech. Eksper.*, No 4, 144 (1965).
- [14] A. G. Fox, T. Li, *Bell Syst. Tech. J.*, **40**, No 2, 453 (1961).
- [15] G. D. Boyd, I. P. Gordon, *Bell Syst. Tech. J.*, **40**, No 2, 489 (1961).
- [16] G. Schulten, I. P. Stoll, *IEEE Trans.*, **MTT-15**, No 7, 430 (1967).
- [17] G. Schulten, *IEEE Trans.*, **MTT-15**, No 1, 54 (1967).
- [18] I. W. Dees, A. P. Sheppard, *IEEE, Trans.*, **IM-14**, No 1/2, 52 (1965).
- [19] A. P. Sheppard, W. I. Rothamel, *Microwave J.*, **10**, No 2, 73 (1967).
- [20] D. H. Auston, R. I. Primich, R. A. Hayami, *Proc. Symp. Quasi—Optics*, Politechnic Institute of Brooklyn Press 1964.
- [21] R. G. Strauch, R. E. Cupp, M. Lichtenstein, I. J. Gallagher, *Proc. Symp. Quasi—Optics*, Politechnic Institute of Brooklyn Press 1964.
- [22] N. A. Irisova, E. A. Vinogradov, *Proc. 3-rd-Coll. Microw. Comm.* (1966), Akad. Kiado, Budápest 1966.
- [23] E. A. Vinogradov, E. M. Dianov, N. A. Irisova, *Pis'ma ŽETF*, **2**, No 7, 323 (1965).
- [24] Ľ. A. Vainstein, *Otkrytyje rezonatory i otkrytyje volnowody*, Sov. Radio (1966).
- [25] K. H. Breeden, A. P. Sheppard, *Microwave J.*, **10**, No 12, 59 (1967).
- [26] G. Schulten, *Microwave J.*, **10**, 12, 71 (1961).
- [27] K. S. Champlin, R. R. Krongard, *IEEE Trans.*, **MTT-9**, No 6, 545 (1961).
- [28] G. E. Conklin, *Rev. Sci. Instrum.*, **36**, No 9, 1347 (1965).
- [29] E. A. Vinogradov, N. A. Irisova, T. S. Mandelštam, T. A. Šmaonov, *Pribory Tech. Eksper.*, No 5, 192 (1967).
- [30] E. A. Vinogradov, E. M. Dianov, N. A. Irisova, *Radiotekhnika i Elektronika*, **10**, No 10, 1804 (1965).
- [31] E. M. Dianov, N. A. Irisova, *Žurn. Prikl. Spekt.*, **5**, No 2, 251 (1966).
- [32] E. M. Dianov, N. A. Irisova, A. M. Prochorov, *Probury Tech. Eksper.*, No 4, 140 (1965).
- [33] A. W. Černetskij, O. A. Zinoviev, O. V. Kozlov, *Apparatura i metody plazmiennych issledovanii*, Atomizdat (1965).
- [34] A. I. Simmons, *Microwave J.*, **10**, No 12, 102 (1967).

H. Hänsel: **Podstawy rachunku błędów**. Tłumaczył z języka niemieckiego B. Krajewski. WNT, Warszawa 1968, str. 148, cena 20 zł

Przy przeprowadzaniu pomiarów wielkości fizycznych w laboratoriach istotną rolę odgrywa nie tylko właściwa analiza wyników, ale również wyznaczanie ich dokładności. Analiza rezultatów eksperymentu bez krytycznej oceny dokładności jest bezwartościowa. Jeżeli ocena ta jest niewłaściwa, można wyciągnąć mylne wnioski. Prawidłowe rozwiązanie postawionego zagadnienia może zapewnić tylko, wraz ze starannie przeprowadzonym doświadczeniem, dokładne opracowanie i obliczenie wyników.

W książce niniejszej autor opisuje zasady, na których powinna opierać się ocena rezultatów pomiarów wielkości fizycznych. Książka zawiera 4 rozdziały. Rozdział pierwszy omawia zagadnienia wprowadzające, błędy przypadkowe i systematyczne. Rozdział drugi rozpatruje zagadnienia rachunku błędów w przypadku dużej liczby pomiarów, gdy błędy systematyczne są pomijalne w porównaniu z błędami przypadkowymi. Rozdział 3 przedstawia rachunek błędów w przypadku dowolnej liczby pomiarów, gdy błędy systematyczne nie są pomijalne w porównaniu z błędami przypadkowymi. Rozdział 4 podaje przykłady zastosowań metod opisanych w pierwszych trzech rozdziałach do opracowywania wyników, uzyskanych z pomiarów. Przykłady zaczerpnięte są z praktyki laboratoryjnej pracowni fizycznych. Rozwiązania i objaśnienia podane są w prostej formie, przejrzyste, tak jak powinien to robić student we własnym zeszycie pomiarowym. Wiadomości praktyczne i opisane przykłady można wykorzystać w wielu laboratoriach fizycznych i technicznych. Książka będzie pomocna dla szerokiego kręgu eksperymentatorów różnych specjalności. Chociaż w pierwszej kolejności przeznaczona jest ona dla studentów szkół wyższych odrabiających ćwiczenia w laboratorium z fizyki. Skorowidz rzeczowy zamieszczony na końcu książki ułatwia znalezienie potrzebnego hasła.

Henryk I. Lizurej

Milton A. Rothman: **Prawa fizyki**. Tłumaczył z języka angielskiego Z. Majewski. PWN, Warszawa 1968, Biblioteka Problemów, tom 119, str. 320, cena 30 zł

Omawiana książka w polskiej literaturze fizycznej jest swojego rodzaju unikatem. Jeżeli wiele problemów fizyki współczesnej doczekało się popularnych opracowań, to jednak odczuwało się brak książki, która by w formie popularnej dawała pogląd na całą fizykę współczesną. Książka Rothmana przeznaczona dla szerokiego kręgu czytelników i w dostępnej formie przedstawiająca prawa fizyki współczesnej częściowo zapełnia tę lukę.

Prawa fizyki dla ściślego sformułowania wymagają matematycznego ujęcia powszechnie znanych pojęć. Autorowi omawianej książki udało się ominąć ten problem i wyrazić w sposób prosty prawa fizyczne zaszyfrowane w równaniach fizyki teoretycznej. Jasne jest, że w ten sposób autor mógł dać tylko pojęcie o podstawowych prawach fizyki bez przedstawiania i omawiania tych wszystkich ilościowych związków i wniosków, które wymagają zastosowania aparatu matematycznego. Zadanie to jednak autor rozwiązał w sposób prosty i piękny. Wszystkie rozdziały napisane są w sposób zrozumiały i dostępny dla niespecjalisty. Od czytelnika nie wy-

maga żadnych wstępnych wiadomości, chociaż czytelnik bardziej zaznajomiony z fizyką będzie znacznie lepiej śledził tok rozumowania autora. Książka bez wątpienia okaże się pomocna dla tych, którzy interesują się fizyką współczesną, lecz nie pracują bezpośrednio w tej dziedzinie. Książkę tę z zainteresowaniem przeczytają również studenci fizyki i osoby interesujące się wyjaśnieniem sensu niektórych najbardziej podstawowych praw przyrody.

Książka zawiera 12 rozdziałów oraz trzy dodatki i obszerny skorowidz. Dla zorientowania czytelnika przytoczę tytuły rozdziałów: 1. *Co to jest prawo przyrody*, 2. *Założenia przyjmowane a priori*, 3. *Prawo zachowania pędu*, 4. *Prawo zachowania energii*, 5. *Prawo zachowania momentu pędu*, 6. *Prawa ruchu*, 7. *Sily pola*, 8. *Prawa teorii względności*, 9. *Prawdopodobieństwo i entropia*, 10. *Prawa fizyki kwantowej*, 11. *Cząstki elementarne*, 12. *Współczesny stan fizyki*.

Henryk I. Lizurej

Fizyka. Problemy, zastosowania, perspektywy. Tłumaczyli z języka rosyjskiego C. Krepski, A. Nadolny i J. Kryłow, WNT, Warszawa 1968, str. 432, cena 59 zł

Książka jest zbiorem wielu artykułów popularnonaukowych, w których przedstawione są zagadnienia fizyki współczesnej, astronomii, energetyki jądrowej, niektórych zagadnień chemii i biologii, fizyki lotu kosmicznego, teorii informacji i problemów przekazywania wiadomości. Artykuły napisane przez wybitnych radzieckich specjalistów zgrupowane zostały w czterech rozdziałach: *Problemy*, *Na pograniczu nauk*, *Zastosowania*, *Hipotezy*. Omawiają one zagadnienia wpływu fizyki na nauki przyrodnicze, techniczne i humanistyczne oraz najważniejsze problemy fizyki o budowie materii i prawach przyrody. Przedstawiają współczesny fizyczny obraz świata według stanu jaki nauka osiągnęła do roku 1962. Niektóre artykuły są więc nieco spóźnione i wymagają uzupełnienia. Wiedza fizyczna idzie wciąż naprzód. Okres jej polowicznej dezaktualizacji jest bardzo krótki i wykazuje tendencje do ciągłego skracania się. Dotyczy to w pierwszym rzędzie artykułów z rozdziału pierwszego.

W książce nie ma wzorów. Problemy fizyczne omawiane są bez użycia aparatu matematycznego. Autorzy dla jasności przedstawienia zjawisk fizycznych rezygnują z ich dokładnego opisu matematycznego, przytaczają wiele interesujących pomysłów i rozwiązań, podają liczne ciekawostki z dziedziny fizyki, techniki, elektroniki oraz interesujące wnioski biofizyczne. Autorzy wybierają fakty istotne i przedstawiają je w sposób interesujący i zajmujący, przekazują czytelnikowi atmosferę odkryć badawczych oraz technikę kunsztu badawczego.

Fizycy od dawna uznają symetrię przyrody. Symetrię tę rozciągają nawet na najgłębszy poziom świata, poziom atomu i jego cząstek oraz sił. Czy na tym poziomie świata fizycznego istnieją przypadki naruszenia symetrii i co z tego może wynikać, częściowo dowie się czytelnik z artykułu o symetrii świata.

Zajmujące opowiadania o bezpośrednim przekształceniu energii jądrowej w elektryczność, o tym jak od tego celu wykorzystuje się izotopy promieniotwórcze, półprzewodniki, co odkrywa przed ludzkością energetyka jądrowa, przeczyta czytelnik w dziale: zastosowania.

Z czego zbudowana jest otaczająca nas przyroda? Czy mogą być prędkości większe niż prędkość światła? Czy potrzebny jest wszechświat nieskończony? Czy czas jest odwracalny? O tym wszystkim opowiada się w książce. Ale nie tylko o tym. Autorzy mówią o metodach poznania, o tym jak człowiek osiąga tajniki przyrody.

Książka przeznaczona jest więc dla szerokiego kręgu czytelników. Dostępna jest w pierwszym rzędzie dla młodzieży szkolnej. Skorzystają z niej również studenci fizyki oraz nauczyciele fizyki w szkole średniej. Książka ta przydatna będzie również dla inżynierów, konstruktorów, przyrodników i w końcu samych fizyków.

Książka zaopatrzona jest w dodatek SI — nowy międzynarodowy układ jednostek miar oraz słowniczek terminów naukowych.

Henryk I. Lizurej

Jubileusz Profesora Wojciecha Rubinowicza

Duże audytorium Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego w dniu 22 lutego 1969 r. zapelniono się szczerze uczestnikami posiedzenia naukowego zorganizowanego w 80 rocznicę urodzin wybitnego polskiego fizyka prof. dra Wojciecha Rubinowicza. Organizatorami tej uroczystej sesji naukowej był Instytut Fizyki Teoretycznej Uniwersytetu Warszawskiego oraz Instytut Fizyki Polskiej Akademii Nauk. Na sesję przybyli: prezes Polskiej Akademii Nauk — prof. dr J. Groszkowski, minister Oświaty i Szkolnictwa Wyższego oraz wiceprezes PAN — prof. dr H. Jabłoński, wiceprezes PAN — prof. dr W. Nowacki, zastępca kierownika Wydziału Oświaty i Nauki KC PZPR — prof. dr Z. Kaczmarek, sekretarz naukowy PAN — prof. dr D. Smoleński, prorektor Uniwersytetu Warszawskiego — prof. dr W. C. Kowalski, sekretarz naukowy Wydziału III PAN — prof. dr M. Śmiałowski, oraz przedstawiciele niemal wszystkich ośrodków badawczych poświęconych fizyce i naukom pokrewnym z całego kraju. Rolę gospodarzy na sesji pełnili: dyrektor Instytutu Fizyki Teoretycznej UW prof. dr J. Werle oraz dyrektor Instytutu Fizyki PAN prof. dr J. Auleytner.

Sesję naukową otworzył i obradom przewodniczył prof. dr J. Werle. Powitał on Jubilata i wszystkich gości, a następnie w krótkich słowach scharakteryzował okres, w którym fizyka polska stała się częścią fizyki współczesnej. W istocie można uważać, że historia fizyki polskiej nie wykracza poza okres życia prof. Rubinowicza i należy On do jej najwybitniejszych przedstawicieli. Mówiąc o znaczeniu prac

naukowych prof. Rubinowicza, prof. Werle powiedział, że „nie podejmujemy się ocenić efektów ekonomicznych, jakie one przyniosły, tak jak nie możemy ocenić efektów ekonomicznych i wkładów do kultury i cywilizacji płynących z szeroko pojętych badań fizycznych. Dzieje się tak na skutek niezwyklej powszechności i ogromu oddziaływań fizyki na technikę i nauki pokrewne“.

Aby scharakteryzować działalność naukową i dydaktyczną Jubilata, poproszono przedstawicieli trzech kolejnych pokoleń uczniów Profesora o przegląd Jego działalności naukowej oparty również na ich własnych wspomnieniach.

Jako przedstawiciel starszej generacji uczniów Profesora zabrał głos prof. dr Jerzy Rayski. Na początku swego referatu przypomniał on, że istnieją jeszcze starsze pokolenia uczniów prof. Rubinowicza, do których należał, dziś niestety już nieżyjący, wybitny naukowiec prof. Jan Błaton. Charakteryzując sylwetkę naukową Jubilata, prof. Rayski podkreślił, że choć działalność naukowa prof. Rubinowicza jest niezwykle różnorodna, przede wszystkim pozostał On optykiem — w najszerszym rozumieniu tego słowa. Prace prof. Rubinowicza zarówno w dziedzinie zwanej dziś starszą teorią kwantów, jak i w zagadnieniach promieniowania multipolowego stanowią istotny i bardzo cenny wkład na drodze rozwoju teorii kwantów. Jest rzeczą niewątpliwą, że prace Profesora przyspieszyły powstanie mechaniki kwantowej w jej obecnej formie.

Mówiąc o kontaktach osobistych, ze wzruszeniem wspominał prof. Rayski dwa momenty: swoje ślubowanie doktorskie, które składał wobec prof. Rubinowicza oraz ślubowanie prof. Rubinowicza, które przyjmował podczas wręczania obecnemu

Jubilatowi doktoratu honoris causa Uniwersytetu Jagiellońskiego przyznanego Mu w szóstą rocznicę powstania tegoż Uniwersytetu. Słowa najserdeczniejszych życzeń pomyślności w imieniu własnym, wszystkich fizyków teoretyków polskich oraz Uniwersytetu Jagiellońskiego, który reprezentował, zakończyły referat prof. Ray-skiego.

Referat prof. dr Wojciecha Królikowskiego poświęcony był pracom prof. Rubinowicza dotyczącym promieniowania atomu. Między innymi, prof. Królikowski szczegółowo omówił najważniejsze osiągnięcia w teorii kwantów, do jakich należą reguły wyboru. Pierwsze prace w tej dziedzinie wykazały, że orbitalny moment pędu atomu wodoropodobnego w aktach emisji i absorpcji promieniowania może zmieniać się tylko o wartości 0 lub ± 1 . W dalszych pracach z roku 1928 odkryte zostały reguły wyboru dla promieniowania kwadrupolowego. Wyniki te znalazły piękne potwierdzenie w doświadczeniach. Późniejsze prace dotyczą natężenia linii kwadrupolowych oraz zjawiska rozszczepienia Zeemana dla tych linii. Prof. Królikowski podkreślił, że nad zagadnieniami promieniowania atomu i pokrewnymi pracowali też liczni uczniowie Profesora; wybitnymi ich przedstawicielami byli J. Błaton i B. Milianczuk. Okres powojenny jest okresem bardzo intensywnej działalności dydaktycznej i edytorskiej prof. Rubinowicza, w tym też okresie dał On swym uczniom wiele świetnych tematów prac doktorskich. Osiągnięcia prof. Rubinowicza w dziedzinie teorii atomu weszły na trwałe do historii fizyki polskiej i należą do jej najświetniejszych kart.

Dorobek naukowy prof. Rubinowicza w dziedzinie teorii dyfrakcji omówił doc. dr Bohdan Karczewski. Przypomniał on, że na dorobek ten składa się 29 prac, w tym jedna dwukrotnie wydana monografia i trzy artykuły przeglądowe. Teoria dyfrakcji pozostaje jednym z głównych zainteresowań prof. Rubinowicza od początku Jego działalności naukowej. Najwybitniejszą pracą spośród prac poświęconych dyfrakcji jest opublikowana w roku 1917 praca poświęcona teorii fali krawędziowej w teorii dyfrakcji Kirchhoffa. Aby zdać sprawę z wartości tej pracy, doc. Karczewski dał piękny

przeгляд historyczny pokazując losy przeglądów Younga na zjawisko dyfrakcji na przestrzeni całego wieku XIX. Według Younga, obraz dyfrakcyjny powstaje dzięki interferencji fali wprost padającej (rozchodzącej się zgodnie z prawami optyki geometrycznej) i fali „odbitej“ od brzegów krawędzi otworu dyfrakcyjnego. Idea ta znalazła swoją ścisłą szatę matematyczną w pracy prof. Rubinowicza z roku 1917. Została ona później uogólniona przez Profesora i innych, również na inne rodzaje fal.

Jednym z wyrazów prawdziwej pasji naukowej, która cechuje Jubilata, jest prowadzone przez Niego od wielu lat seminarium poświęcone aktualnym zagadnieniom optyki oraz systematyczne „domowe“ spotkania ze współpracownikami. Uczestnicy seminarium i najbliżsi współpracownicy wyrażają Profesorowi nie tylko podziw i szacunek, ale przede wszystkim swoją miłość i wdzięczność.

Po przemówieniach przedstawicieli uczniów Profesora, prof. Werle zwrócił uwagę, że z konieczności krótkie referaty obrazują tylko część działalności prof. Rubinowicza. Nie można na jednym posiedzeniu omówić całokształtu pracy Jubilata. W szczególności należy jednak wymienić, że prof. Rubinowicz jest od wielu lat przewodniczącym Rady Naukowej Instytutu Fizyki PAN oraz jest po raz drugi przewodniczącym Polskiego Towarzystwa Fizycznego. Uniwersytet Jagielloński oraz Uniwersytet im. Humboldta w Berlinie nadały Mu doktoraty honoris causa. Prof. Rubinowicz jest honorowym członkiem Polskiego Towarzystwa Fizycznego i pierwszym fizykiem, któremu Polskie Towarzystwo Fizyczne przyznało medal im. M. Smoluchowskiego za całokształt działalności naukowej.

W uznaniu zasług na polu naukowym i dydaktycznym decyzją Rady Państwa prof. Rubinowicz w przeddzień Jubileuszu odznaczony został Orderem Sztandaru Pracy I klasy. Dekoracji dokonał na sali prezes PAN prof. Groszkowski, który składając gratulacje w serdecznych słowach podkreślił zasługi Jubilata dla nauki polskiej, a następnie złożył Jubilatowi w imieniu własnym i Polskiej Akademii Nauk życzenia wszelkiej pomyślności.

Składanie życzeń i wręczanie kwiatów Jubilatowi przez przedstawicieli wielu instytucji, jak i przez osoby prywatne, oraz tradycyjne sto lat odśpiewane przez zebranych, stanowiły wyraz prawdziwie serdecznej i życzliwej atmosfery, jaka panowała w czasie posiedzenia.

Aby zilustrować dorobek pracy prof. Rubinowicza, Biblioteka Instytutu Fizyki Teoretycznej UW oraz Biblioteka Instytutu Fizyki PAN pod kierownictwem mgr Z. Mizgier zorganizowały wystawę poświęconą pracom naukowym i dydaktycznym Jubilata. Na wystawie zgromadzono i udostępniono wszystkie odbitki Jego prac naukowych oraz wszystkie wydania publikacji książkowych. Razem stanowiło to 97 pozycji podzielonych na cztery główne działy odpowiadające zainteresowaniom Profesora: metody matematyczne fizyki, teoria dyfrakcji, teoria kwantów i teoria promieniowania. Zwiedzający mogli obejrzeć dyplomy doktoratów honoris causa, dyplom członka honorowego PTF oraz dyplom medalu im. M. Smoluchowskiego. Chociaż celem wystawy był przede wszystkim przegląd naukowych prac Profesora, przynajmniej fragmentarycznie zilustrowano zdjęciami udział Profesora w zjazdach naukowych w kraju i za granicą, działalność w życiu organizacyjnym PTF oraz PAN. Osobne duże działy stanowiły prace o charakterze dydaktycznym, gdzie zgromadzono wszystkie skrypty i podręczniki jakie Profesor napisał oraz artykuły popularnonaukowe.

Bardzo interesującą część stanowił dział „Inni fizycy o twórczości Profesora”. Zgromadzono tutaj 14 pozycji, w których wyniki Profesora są omawiane lub szeroko cytowane. W szczególności są to książki: A. Sommerfelda, *Optik*, M. Born'a i E. Wolfa *Principles of Optics*, E. Whittakera *A History of the Theories of Aether and Electricity*, A. Sommerfelda *Atombau und Spektral linien* i inne. Znaną wypowiedź laureata nagrody Nobla prof. Kastlera, że prace prof. Rubinowicza stanowiły dla niego inspirację w pomysłach pompowania optycznego, można odnaleźć w zeszycie 3 Nauki Polskiej (str. 159) za rok 1968. Wystawa była bardzo starannie przygotowana zarówno pod względem treści, jak Postępy Fizyki, Tom XX, Zeszyt 2

i szaty zewnętrznej i przyjęta z dużym zainteresowaniem. Można jedynie wyrazić żal, że nie było możliwości szerszego jej udostępnienia.

Wspomnijmy jeszcze, że szczególną pomoc w organizowaniu sesji okazały Polskie Towarzystwo Fizyczne oraz Instytut Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego. Dla każdego, kto mógł przyczynić się do uświetnienia Jubileuszu, stanowiło to prawdziwą satysfakcję.

Zakończeniem tego krótkiego przeglądu z posiedzenia jubileuszowego, przypadającego w 55 roku pracy naukowej prof. Rubinowicza, niech będą życzenia, które pragnął wyrazić każdy uczestnik uroczystych obrad — życzenia wszelkiej pomyślności dla Jubilata.

Opracował A. Kujawski

Gaz neutronowy

Ultrazimne neutrony o prędkościach mniejszych od 10 m/sek, tj. energii rzędu 10^{-7} eV, podlegają prawu całkowitego odbicia przy dowolnym kącie padania. W Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej przeprowadzono eksperyment, który potwierdził słuszność tego prawa. Neutrony z reaktora impulsowego były spowalniane, a następnie wyprowadzone na zewnątrz za pomocą wygiętej i wypolerowanej od wewnątrz miedzianej rury długości około 10 m. Ultrazimne neutrony dyfundowały, odbijając się od ścianek rury, do liczników umieszczonych na drugim końcu. Liczniki rejestrowały neutrony w czasie między impulsami neutronów szybkich (przerwa między impulsami wynosiła 5 sek). Impulsowy charakter pracy pozwolił prawie zupełnie zlikwidować tło. Zmieniając ciśnienie helu w rurze udało się ocenić średni czas dyfuzji neutronu od spowalniacza do licznika. Wynosi on około 200 sek. W tym czasie neutron odbił się od ścianek średnio około 50 razy. Jeżeli użyć rury pokrytej wewnątrz wypolerowaną powierzchnią berylu, to strumień gazu neutronów w rurze będzie rzędu 10^8 n/cm² sek.

Ultradźwięczne neutrony zamknięte w wypolerowanym naczyniu można byłoby przechowywać, gdyby nie ich rozpad (około 12 min). Gęstość takiego gazu byłaby jednak bardzo mała. Zwykle mechaniczne sprężenie jest niedopuszczalne, ponieważ w tym procesie energia wewnętrzna gazu wzrasta i prędkości neutronów będą za duże, aby mogło nastąpić całkowite odbicie. W zasadzie gaz ultradźwięcznych neutronów jest przykładem rzeczywistego gazu idealnego, ponieważ oddziaływanie między neutronami jest niezwykle małe.

Możliwość zamknięcia gazu neutronowego w naczyniu pozwala zmierzyć jego elektryczny moment dipolowy z znacznie większą niż dotychczas dokładnością. Pomiar wielkości tego momentu wiąże się z zagadnieniem niezachowania CP.

Nowa metoda kolektywnego przyspieszania

Metodą kolektywnego przyspieszania prawdopodobnie będzie można uzyskać protony o energii rzędu 1000 GeV bez użycia wielkich synchrotronów. Metoda została zaproponowana przez G. Budkera i W. Wekslera i jest obecnie rozpracowywana w Zjednoczonym Instytucie Badań Jądrowych w Dubnej. Zasada metody jest następująca: elektrony wstrzykuje się (w Dubnej używa się elektronów o energii 1,5 MeV) w osiowo symetryczne pole magnetyczne w kierunku prostopadłym do pola. Elektrony poruszają się po kołowych orbitach w płaszczyźnie prostopadłej do pola. Teraz wprowadza się gazowy wodór, który zostaje zjonizowany przez strumień krążących elektronów. Następnie zwiększa się natężenie pola magnetycznego powodując zmniejszanie się pierścienia elektronów. Jednocześnie energia elektronów wzrasta. (Pole magnetyczne zmienia się od 0,2 do 10 kOe powodując zmniejszenie się pierścienia elektronów do 5 cm i zwiększenia energii elektronów do 15 MeV.) Po skurczeniu się pierścieni można przyspieszać dowolną metodą. W Dubnej używa się do przyspieszania pierścienia wzdłuż osi pola magnetycznego czterech stopni. Jeżeli gradient pola elektrycznego nie jest zbyt

wielki i liczba protonów (10^{11}) jest mała w porównaniu z liczbą elektronów (10^{13}), to protony są utrzymywane wewnątrz pierścienia. Jest to sposób ogniskowania wiązki. Ponieważ protony są przyspieszane do tej samej prędkości co pierścienia elektronów, to ich energia uzyskana podczas przyspieszania będzie około 50 razy większa od energii elektronów (stosunek masy protonu $1836 m_e$ do relatywistycznej masy elektronu $30-40 m_e$). Urządzenie w Dubnej powinno dawać wiązkę protonów o energii około 100 MeV. Wiazkę o wyższej energii można będzie otrzymać stosując większą ilość stopni przyspieszających.

W. P. Sarancew — kierownik grupy budowy nowych akceleratorów w Dubnej — zakomunikował, że uzyskano zwięźnienie pierścienia z maksymalnym prądem 2000 A. Ze strumienia 1,5 MeV-owych elektronów formowano pierścień o promieniu 40 cm. Po zwięźnieniu, jego promień maksymalny wynosił 5 cm, minimalny 0,15-0,20 cm. Utrzymano go około 50 mikrosekund. Dotychczas pierścienia elektronów nie przyspieszono. Prace obecnie postępują wolniej, ponieważ inżektor nie pracował kilka miesięcy.

Elektrony widzą strukturę magnetyczną

Dyfrakcja elektronów może być użyta do określenia parametrów siatki magnetycznej i daje nowe możliwości zastosowań. Fizycy z centrum badawczego North American Rockwell Corporation pokazali, że własności magnetyczne kryształu wpływają na obraz dyfrakcji elektronów. Badany kryształem był antyferromagnetyczny tlenek niklu. Poniżej temperatury Neela na kliszy pokazywały się dodatkowe linie nie odpowiadające liniom krystalograficznym. Linie zniknęły powyżej temperatury Neela, ponieważ wtedy zanika uporządkowanie magnetyczne. Jest to pierwszy eksperyment tego typu. Dowodzi on, że oddziaływanie magnetyczne między padającymi elektronami i elektronami kryształu może służyć badaniom struktury magnetycznej kryształów.

Promień lasera posiada mniejszą zdolność odbijającą

Niezachowanie CP

Wykonano niedawno pomiary pokazały, że impuls lasera zmniejsza zdolność odbijającą metali o 80% w momencie, gdy impuls osiąga maksymalną wartość. Obserwuje się również pewne osłabienie zdolności odbijającej po wygaszeniu impulsu laserowego. Osłabienie zdolności odbijającej tłumaczy się rozgrzaniem się powierzchni aż do temperatury topnienia. Takie jednak objaśnienie nie rozwiązuje zasadniczo problemu.

Zjawisko zdolności odbijającej metali, z punktu widzenia mikroskopowego, nie jest jeszcze należycie zbadane. Wiąże się ono z teorią fotowzbudzeń, na przykład z mikroskopową teorią efektu fotoelektrycznego.

Nadprzewodzące magnesy

W maju 1968 r. odbyła się w Moskwie konferencja poświęcona zagadnieniom fizykochemii, metaloznastwu i fizyce nadprzewodników. W licznych eksperymentach fizyki jądrowej i fizyki wysokich energii konieczne jest stworzenie silnego pola magnetycznego w dużej objętości. Korzystając z klasycznej metody — elektromagnesu zasilanego prądem — traci się znaczną ilość energii. Straty można znacznie zmniejszyć używając elektromagnes nawinięty nadprzewodzącym drutem. Na konferencji przedstawiono między innymi prace mające na celu znalezienie stopów pozwalających otrzymać silne pola magnetyczne i posiadające jednocześnie odpowiednie własności mechaniczne, pozwalające na wyciąganie z nich drutów. Najlepsze własności nadprzewodzące posiadają związki międzymetaliczne typu A_3B , jednak są one nadzwyczaj kruche i dlatego zastosowanie ich w nadprzewodzących solenoidach związane jest z dużymi trudnościami technologicznymi. Na konferencji zakomunikowano, że w solenoidzie nawiniętym drutem ze stopu niob-tytan oznaczonym symbolem 60T otrzymano w temperaturze 2° K rekordowe pole 112 kOe.

Na podstawie materiałów wiedeńskiej Konferencji Fizyki Wysokich Energii z września zeszłego roku, zamieszczamy tablice wartości $(\eta_{00})^2$ — stosunku amplitudy rozpadu K_2^0 , na dwa neutralne piony, do amplitudy rozpadu K_1^0 na dwa neutralne piony. Jak pokazano w tablicy, nie tylko dane z różnych źródeł nie zgadzają się, ale nawet pomiary tych samych autorów wychodzą poza granice błędów. Niektóre wartości są w zgodności z $(\eta_{+-})^2 = 4 \times 10^{-6}$ — stosunkiem amplitud rozpadu K_2^0 na dwa naładowane piony do amplitud rozpadu K_1^0 na dwa neutralne piony. Jeżeli η_{00} i η_{+-} są równe, to obserwowalne efekty niezachowania CP mogą wystąpić tylko w rozpadach K_2^0 .

Eksperyment	$(\eta_{00})^2 \times 10^6$
Gaillard I (CERN)	$18.5^{+10.5}_{-6.5}$
Gaillard II	13 ± 4
Cronin I (Princeton)	24 ± 5
Cronin II	15.3 ± 2.3
Cronin III	5.1 ± 1.2
Fitch (Princeton)	-2.7 ± 7
Berkeley	13 ± 3
CERN — Ecole Polytechnique — Orsay	4.8 ± 1.8

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Jubileuszowa Sesja Gliwickiego Oddziału PTF

W dniach 29 i 30 listopada 1968 roku, pod protektorem J. M. Rektora Politechniki Śląskiej Prof. dr inż. Jerzego Szuby odbyła się otwarta Jubileuszowa Sesja Naukowa z okazji 20-lecia istnienia Gliwickiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego. W czasie pierwszego posiedzenia po otwarciu Sesji zebrani wysłuchali trzech referatów. Pozostałe posiedzenia poświęcone były podsumowaniu działalności naukowej w okresie dwudziestolecia następujących katedr i zakładów: Katedry Fizyki Akademii Medycznej w Zabrze-

Rokitnicy, Katedry Fizyki A Politechniki Śląskiej, Katedry i Zakładu Chemii Ogólnej Akademii Medycznej w Zabrze-Rokitnicy, Zakładu Ferroelektryków, Zakładu Badań Strukturalnych i Zakładu Ferromagnetyzmu Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach, Zakłady Elektrofizyki Katedry Fizyki A Politechniki Śląskiej, Zakładu Fizyki Technicznej Katedry Fizyki A Politechniki Śląskiej, Katedry Fizyki B Politechniki Śląskiej, Zakładu Fizyki Współczesnej Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach.

Gliwicki Oddział Polskiego Towarzystwa Fizycznego powstał jako drugie Towarzystwo Naukowe po Gliwickim Oddziale Polskiego Towarzystwa Matematycznego. Utworzenie Gliwickiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego zostało zdecydowane na zebraniu organizacyjnym dnia 18.2.1948 roku. Jako członkowie założyciele figurują profesorowie: dr inż. Tadeusz Malarski i dr Marian Puchalik oraz szereg asystentów. Przewodniczącymi Oddziału byli kolejno: Prof. dr inż. Tadeusz Malarski, Prof. dr Marian Puchalik, Prof. dr Kazimierz Gostkowski, Mgr Marian Konopacki, Doc. dr Józef Szpilecki, Mgr Irena Postępska. Obecnie przewodniczącym jest Prof. dr Włodzimierz Mościcki.

Gliwicki Oddział PTF przez długi czas był jedynym stowarzyszeniem naukowym, skupiającym pracowników fizyki, elektrotechniki i mechaniki. Specjalnie silne były powiązania z przedstawicielami elektrotechniki i automatyki. Tematyka posiedzeń naukowych Towarzystwa ulegała z biegiem czasu zmianom. Gdy wzrosła liczba samodzielnych pracowników nauki, doktorów i docentów, tematyka Oddziału stała się coraz bardziej fizykalna. Gliwicki Oddział Polskiego Towarzystwa Fizycznego skupiał u siebie pracowników katedr fizyki Politechniki Śląskiej oraz Śląskiej Akademii Medycznej w Zabrze-Rokitnicy. W roku 1958 zgłasza swój akces grupa fizyków z Wyższej Szkoły Pedagogicznej w Katowicach. W dniu 5.9.1967 powstaje Sekcja Biofizyki, obejmująca dwie Katedry Śląskiej Akademii Medycznej: Katedrę Fizyki pod kierownictwem prof. dra Mariana Puchalika i Ka-

tedrę Chemii Ogólnej pod kierownictwem doc. dra Tadeusza Wilczoka.

Z działalności Gliwickiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Fizycznego przede wszystkim należy wymienić działalność organizacyjną takich imprez, jak zjazdy naukowe, okresowe posiedzenia naukowe z referatami, cykli tematyczne referatów. Na pierwszym miejscu należy wymienić zorganizowanie w dniach od 11 do 14 września 1963 r. XVIII Zjazdu Fizyków Polskich w Katowicach z udziałem ponad 600 osób.

W okresie 20-lecia na 253 posiedzeniach naukowych Oddziału wygłoszono 264 referatów, w tym goście 48, przedstawiciele elektrotechniki i automatyki 44. Pozostałe referaty wygłosili pracownicy katedr fizyki. Od chwili powstania grupy katowickiej w WSP mniej więcej połowa referatów wygłaszana jest w WSP w Katowicach.

Polskie Towarzystwo Fizyczne zwłaszcza w początkowym okresie swego istnienia wywierało silny wpływ na rozwój prac naukowych w katedrach, których pracownicy byli członkami Towarzystwa. Zebrania Towarzystwa były miejscem, w którym przeprowadzono rozważania naukowe, prowadzące następnie do prac naukowych, oraz referowano osiągnięcia naukowe. W późniejszym czasie rolę tę przyjęły na siebie seminaria prowadzone w katedrach. W ramach działalności naukowej pracownicy Gliwickiego Oddziału wygłaszali referaty naukowe nie tylko we własnym Oddziale, ale również w innych Towarzystwach. W szczególności udział członków Oddziału był zawsze liczny na urządzanych przez Polskie Towarzystwo Fizyczne zjazdach.

Z ważniejszych akademii urządzonych przez Zarząd Oddziału należy wymienić następujące: W roku 1952 połączone z posiedzeniem Senatu uroczyste posiedzenie poświęcone pamięci prof. dra Tadeusza Malarskiego, w roku 1958 akademii poświęcona pamięci prof. dra Stanisława Lorii, w roku 1959 urządzone przez Senat Akademicki z inicjatywy Polskiego Towarzystwa Fizycznego i przy jego udziale odnowienie doktoratu prof. dra Zygmunta Klemensiewicza. W roku 1964 w połączeniu z posiedzeniem Rady Wydziału Mechaniczno-Energetycznego uroczysta aka-

demia ku czci prof. dra Zygmunta Klemensiewicza. Wreszcie w 1966 r. uroczysta akademii ku czci profesora Uniwersytetu Jana Kazimierza we Lwowie dra Romana Negrusza.

Odbyło się kilka uroczystych posiedzeń, z których najważniejsze są: w roku 1952 poświęcone 80-leciu urodzin Mariana Smoluchowskiego, w roku 1953 — pamięci Prof. dr Czesława Białobrzeskiego, w roku 1954 pamięci Prof. dr Stefana Pieńkowskiego, w 1967 — 50-leciu śmierci Mariana Smoluchowskiego, wreszcie

w 1967 wspólnie z Polskim Towarzystwem Chemicznym akademii ku czci Marii Skłodowskiej-Curie.

W poszukiwaniu nowych form zainicjowano posiedzenia naukowe omawiające pracę poszczególnych ośrodków i katedr oraz mające na celu zapoznać obecnych z dysponowaną przez nie aparaturą.

W czasie ostatniej kadencji został zorganizowany przez Zarząd Gliwickiego Oddziału cykl wykładów z pokazami przeznaczonych dla młodzieży szkół średnich.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

Prenumeratę na kraj przyjmują urzędy pocztowe, listonosze oraz Oddziały i Delegatura „Ruch”.

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, 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 zdeaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch” w Krakowie, ul. Worcella 6, konto PKO nr 4-6-777.

Bieżące numery można nabywać 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.

TREŚĆ

A. Jabłoński — Henryk Niewodniczański jako optyk atomowy	129
A. Hrynkiewicz — Henryk Niewodniczański jako fizyk jądrowy	135
M. Born i W. Biem — Dualizm w teorii kwantów (<i>tlum. J. Turmau</i>)	145
K. Gumiński — Chemia teoretyczna w Polsce w latach 1965-1967	157
A. Bałanda — Bezpośrednie pomiary spektroskopowe na wiązce cząstek naładowanych i w strumieniu neutronów	169
K. Lełakowska — Obliczanie prędkości dryfowania całkowicie zjonizowanego gazu w polu magnetycznym	181
Z. Cerowski — Równania fal sprężystych w ośrodku dwufazowym	193
F. Kaczmarek — Gęstości strumieni energii i napięcia pól elektrycznego i magnetycznego wiązek światła laserów	201
B. Hałaciński — O efekcie fotomechanicznym w alkalihalogenkach	209
M. Gaj — Achromatyzacja układów optycznych	221
J. A. Zagrodziński — Mikrofalowy układ pomiarowy dla pasma 4 mm	233

RECENZJE

H. Hansel — Podstawy rachunku błędów (<i>H. I. Lizurej</i>)	251
M. A. Rothman — Prawa fizyki (<i>H. I. Lizurej</i>)	251
Fizyka. Problemy, zastosowania, perspektywy (<i>H. I. Lizurej</i>)	252

KRONIKA

CONTENTS

A. Jabłoński — Professor H. Niewodniczański as investigator in the Field of Atomic Optics	129
A. Hrynkiewicz — Professor H. Niewodniczański in the Field of Nuclear Physics	135
M. Born, W. Biem — Dualism in Quantum Theory	145
K. Gumiński — Polish Theoretical Chemistry 1965-1967	157
A. Bałanda — Direct Spectroscopic Measurements on the Neutron or Charged Particles Beam	169
K. Lełakowska — Calculations of the Drift Velocity of Fully Ionized Gas in Magnetic Field	181
Z. Cerowski — Elastic Waves Equations in Two Phase Systems	193
F. Kaczmarek — Flux Densities and Electric and Magnetic Field Strengths of Laser Beams	201
B. Hałaciński — On the Photomechanical Effects in Alkalihalides	209
M. Gaj — The Achromatization of Optical Systems	221
J. A. Zagrodziński — Microwave Measurement Set Up for 4mm Band	233

REVIEWS OF BOOK

CHRONICLE