

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

PTF

TOM IX

ZESZYT 1

---

1958

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Ludwik Natanson (Warszawa)  
*Zastępca Redaktora Naczelnego* — Karol Majewski (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Teoretycznej* — Przemysław Zieliński (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Doświadczalnej* — Kazimierz Rosiński (Warszawa)  
*Sekretarz Redakcji* — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

*Adres Redakcji:* Warszawa, Hoża 69

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IX

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1958

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Ludwik Natanson (Warszawa)  
*Zastępca Redaktora Naczelnego* — Karol Majewski (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Teoretycznej* — Przemysław Zieliński (Warszawa)  
*Red. Działu Fizyki Doświadczalnej* — Kazimierz Rosiński (Warszawa)  
*Sekretarz Redakcji* — Barbara Tulczyjew (Warszawa)

**ZAKŁAD FIZYKI**  
**Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej**  
**w Lublinie**

no 710

*Adres Redakcji:* Warszawa, Hoża 69

Maszynopisy prac należy nadsyłać w 2 egzemplarzach pod adresem Redakcji. O przyjęciu do druku decyduje Komitet Redakcyjny. Autorzy otrzymują 25 odbitek bezpłatnie.



SPIS TREŚCI WEDŁUG AUTORÓW

	Str.	zesz.
I. Adamczewski — O przewodnictwie elektrycznym ciekłych dielektryków	49	(1)
I. Adamczewski — Podstawy teoretyczne przewodnictwa elektrycznego ciekłych dielektryków	261	(3)
K. Antonowicz — Magnetyczny rezonans jądrowy i jego zastosowanie	303	(3)
J. Aulaytner — Międzynarodowa Konferencja poświęcona mechanicznym właściwościom ciał niemetalicznych, Leningrad	693	(6)
I. Białynicki-Birula — recenzja: S. Flügge i M. Marschall — „Metody rachunkowe teorii kwantów”	712	(6)
B. Buras — Pobudzenie rotonów w helu II przez „zimne” neutrony	189	(2) —
G. F. Chew — Struktura nukleonu	75	(1)
D. Czernawski — O wielorodnym powstawaniu cząstek w zderzeniach o wysokiej energii	653	(6)
Z. Chyliński i W. Wolter — Zagadnienie modyfikacji wzorów na procesy promieniowania elektromagnetycznego i tworzenia par elektronowych	249	(3)
M. W. Fock — Wygaszanie zewnętrzne, oddziaływania wzajemne aktywatorów i migracja dziur w fosforach ZnS-Cu i ZnS-Cu,Co	197	(2)
M. Gaj — Powierzchnie asferyczne w układach optycznych o symetrii obrotowej	543	(5)
M. Gaj — Powierzchnie asferyczne w układach bez osi symetrii	643	(6)
J. Gierula — Zderzenie nukleonu o energii $3 \cdot 10^{14}$ eV z nukleonem w emulsji fotograficznej	91	(1)
J. Gierula — Dwucentrowy model zderzeń nukleonów najwyższych energii	687	(6)
M. Halaunbrenner — recenzja: B. W. Dieriaquin — „Co to jest tarcie”	363	(3)
W. Heisenberg — Model Lee i kwantyzacja nieliniowych równań pola	379	(4)
W. Heisenberg — Kwantowa teoria pól i cząstki elementarne	495	(5)
A. Hrynkiwicz — Konferencja reakcji jądrowych niskich i średnich energii, Moskwa	374	(3)
E. Igras — II Wszzechzwiązkowa Narada Mikroskopii Elektronowej, Moskwa	689	(6)
L. Infeld — Moje wspomnienia o Władysławie Natansonie	130	(2)
J. Janik — Neutrony jako narzędzia badań substancji magnetycznych	429	(4)
W. K. i E. S. — Konferencja poświęcona cząstkom elementarnym w Padwie i Wenecji	96	(1)
J. Kaliński — Wzmacniacz prądu stałego WPS-1	333	(3)
J. Kaliński — Wzmacniacz selektywny WS-2	593	(5)
R. Kolodziejski — recenzja: R. Sachs — „Fizyka teoretyczna jądra atomowego”	362	(3)
W. Królikowski — O porównaniu z doświadczeniem teorii mezonowej	151	(2) —
W. Królikowski — Konferencja Fizyki Wysokich Energii, Genewa	697	(6)
E. Kuchowicz — Konferencja Spektroskopii Jądrowej, Leningrad	459	(4)

M. Lefeld-Sosnowska — O strukturze węgla i grafitów . . . . .	559	(5)
I. M. Lifszic — Quasicząstki we współczesnej fizyce . . . . .	627	(6)
K. Majewski — III Sesja Rady Naukowej ZIBJ, Dubna . . . . .	221	(2)
W. Natanson — Autobiografia . . . . .	115	(2)
J. Nikliborc — Wspomnienie o Czesławie Reczyńskim w 50-lecie wynalazienia lampy kwarcowej . . . . .	137	(2)
J. Nikliborc — Polowa mikroskopia jonowa . . . . .	417	(4)
A. Pais — Działalność naukowa T. D. Lee i C. N. Yanga . . . . .	243	(3)
T. Piech — W 10 rocznicę śmierci profesora Konstantego Zakrzewskiego . . . . .	371	(4)
A. Piekara — Wspomnienie o profesorze Natansonie jako o myślicielu i humaniście . . . . .	125	(2)
J. Rayski — recenzja: L. Infeld — „Nowe drogi nauki” . . . . .	611	(5)
W. Rubinowicz — Wkład Tomasza Younga w teorię uginania światła . . . . .	183	(2)
J. Rzewuski — O inwersjach czasu i przestrzeni . . . . .	159	(2)
J. Rzewuski — recenzja: W. Rubinowicz — „Kwantowa teoria atomu” . . . . .	475	(4)
W. Rytzel — Wzmacniacz impulsów z dyskryminatorem diodowym, typ WI-1 . . . . .	587	(5)
A. Salam — Cząstki elementarne i symetrie czasoprzestrzeni . . . . .	479	(5)
L. Sosnowski — Aktualne zagadnienia fizyki półprzewodników . . . . .	145	(2)
R. Sosnowski — Pomiar polaryzacji neutrino . . . . .	327	(3)
R. Sosnowski — Reakcja termojądrowa w wyładowaniach o dużej mocy . . . . .	328	(3)
R. Sosnowski — Pomiar polaryzacji elektronów . . . . .	445	(4)
T. Skaliński — Orientacja optyczna atomów i jej wykrywanie metodami rezonansu magnetycznego . . . . .	515	(5)
M. Suffczyński — Rezonans spinowy i elektronowy o centrach V . . . . .	27	(1)
M. Suffczyński — recenzja: Z. Matyáš — „Wstęp do kwantowej teorii półprzewodników” . . . . .	111	(1)
M. Suffczyński — Konferencja „Teoria pasmowa metali i struktura powierzchni Fermiego”, Londyn . . . . .	224	(2)
M. Suffczyński — Konferencja „Spektroskopia ciał stałych”, Malvern . . . . .	599	(5)
A. Trautman i W. Tulczyjew — Grawitacja i niezmienniczość . . . . .	3	(1)
A. Trautman — recenzja: L. Landau i E. Lifszic — „Teoria pola” . . . . .	711	(6)
Z. A. Trapieznikowa — Niektóre własności optyczne nowych luminoforów aktywowanych pierwiastkami z grupy ziem rzadkich . . . . .	211	(2)
W. Tulczyjew — patrz A. Trautman i W. Tulczyjew . . . . .		
J. Weyssenhoff — Działalność naukowa profesora W. Natansona . . . . .	120	(2)
W. Wolter — patrz Z. Chyliński i W. Wolter . . . . .		
O. Wolczek — Górna atmosfera oraz pozaziemskie promieniowania elektromagnetyczne i strumienie cząstek w świetle badań wykonanych za pomocą sztucznych satelitów i raket wysokościowych . . . . .	573	(5)
A. Wrzesińska — Mechanizm świecenia fosforów krystalicznych — luminoforów . . . . .	281	(3)
C. N. Yang — Prawo zachowania parzystości i inne prawa symetrii w fizyce . . . . .	615	(6)
P. Zieliński — Letnia Szkoła Fizyki Teoretycznej w Les Houches . . . . .	94	(1)
W. Zonn — recenzja: W. Iwanowska — „Radioastronomia” . . . . .	361	(3)
J. Żylicz — Konferencja spektroskopii jądrowej i reakcji jądrowych, Dubno . . . . .	347	(3)

POSTĘPY FIZYKI  
TOM IX — 1958

KOLEJNY SPIS TREŚCI

ZESZYT 1

A. Trautman i W. Tulczyjew — Grawitacja i niezmienniczość . . . . .	3
M. Suffczyński — Rezonans spinowy i elektronowy o centrach V . . . . .	27
I. Adamczewski — O przewodnictwie elektrycznym ciekłych dielektryków . . . . .	49
G. F. Chew — Struktura nukleonu . . . . .	75
NOWOŚCI NAUKOWE	
Zderzenia nukleonu o energii $\sim 3 \cdot 10^{14}$ eV z nukleonem w emulsji fotograficznej (J. Gierula) . . . . .	91
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Letnia Szkoła Fizyki Teoretycznej w Les Houches (P. Zieliński) . . . . .	94
Konferencja poświęcona cząstkom elementarnym w Padwie i Wenecji (E.S. i W.K.) . . . . .	96
KRONIKA	
RECENZJE	
Z. Matyáš — „Wstęp do kwantowej teorii półprzewodników” (rec. M. Suffczyński) . . . . .	111

ZESZYT 2

W. Natanson — Autobiografia . . . . .	115
J. Weysenhoff — Działalność naukowa profesora W. Natansona . . . . .	120
A. Piekara — Wspomnienie o profesorze Natansonie jako o myślicielu i humaniście . . . . .	125
L. Infeld — Moje wspomnienie o Władysławie Natansonie . . . . .	130
J. Nikliborc — Wspomnienie o Czesławie Reczyńskim w 50-lecie wyznaczenia lampy kwarcowej . . . . .	137
L. Sosnowski — Aktualne zagadnienia fizyki półprzewodników . . . . .	145
W. Królikowski — O porównaniu z doświadczeniem teorii mezonowej . . . . .	151
J. Rzewuski — O inwersjach czasu i przestrzeni . . . . .	159
W. Rubinowicz — Wkład Tomasza Younga w teorię uginania światła . . . . .	183
B. Buras — Pobudzenie rotonów w helu II przez „zimne” neutrony . . . . .	189
M. W. Fock — Wygaszanie zewnętrzne, oddziaływania wzajemne aktywatorów i migracja dziur w fosforach ZnS-Cu i ZnS-Cu, Co (tłum. P. Jaszczyn) . . . . .	197
Z. A. Trapieznikowa — Niektóre własności optyczne nowych luminoforów aktywowanych pierwiastkami z grupy ziem rzadkich (tłum. P. Jaszczyn) . . . . .	211
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
III Sesja Rady Naukowej ZIBJ, Dubna (K. Majewski) . . . . .	221
Konferencja „Teoria pasmowa metali i struktura powierzchni Fermiego”, Londyn (M. Suffczyński) . . . . .	224
KRONIKA	

ZESZYT 3

A. Pais — Działalność naukowa T. D. Lee i C. N. Yanga . . . . .	243
Z. Chyliński i W. Wolter — Zagadnienie modyfikacji wzorów na procesy promieniowania elektromagnetycznego i tworzenia par elektronowych . . . . .	249
I. Adamczewski — Podstawy teoretyczne przewodnictwa elektrycznego ciekłych dielektryków . . . . .	261
A. Wrzesińska — Mechanizm świecenia fosforów krystalicznych luminoforów	281
K. Antonowicz — Magnetyczny rezonans jądrowy i jego zastosowanie	303
NOWOŚCI NAUKOWE	
Pomiar polaryzacji neutrino (R. Sosnowski) . . . . .	327
Reakcja termojądrowa w wyładowaniach dużej mocy (R. Sosnowski)	328
NOWA APARATURA	
Wzmocniacz prądu stałego WPS-1 (J. Kaliński) . . . . .	333
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Konferencja reakcji jądrowych niskich i średnich energii, Moskwa (A. Hrynkiwicz) . . . . .	343
Konferencja spektroskopii jądrowej i reakcji jądrowych, Dubna (J. Żylicz) . . . . .	347
KRONIKA . . . . .	350
RECENZJE	
W. Iwanowska — „Radioastronomia” (Wł. Zonn) . . . . .	361
R. Sachs — „Fizyka teoretyczna jądra atomowego” (R. Kołodziejski)	362
B. W. Dieriażyn — „Co to jest tarcie” (M. Halaunbrenner) . . . . .	363

ZESZYT 4

T. Piech — W 10 rocznicę śmierci profesora Konstantego Zakrzewskiego . . . . .	371
W. Heisenberg — Model Lee i kwantyzacja nieliniowych równań pola . . . . .	379
J. Nikliborc — Polowa mikroskopia jonowa . . . . .	417
J. Janik — Neutrony jako narzędzia badań substancji magnetycznych . . . . .	429
R. Sosnowski — Pomiar polaryzacji elektronów . . . . .	445
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Konferencja Spektroskopii Jądrowej, Leningrad (Br. Kuchowicz) . . . . .	459
LISTY DO REDAKCJI . . . . .	463
KRONIKA . . . . .	465
RECENZJE	
W. Rubinowicz — „Kwantowa teoria atomu” (J. Rzewuski) . . . . .	475

ZESZYT 5

A. Salam — Cząstki elementarne i symetrie czasoprzestrzeni . . . . .	479
W. Heisenberg — Kwantowa teoria pól i cząstki elementarne . . . . .	495
T. Skaliński — Orientacja optyczna atomów i jej wykrywanie metodami rezonansu magnetycznego . . . . .	515
M. Gaj — Powierzchnie asferyczne w układach optycznych o symetrii obrotowej	543
M. Lefeld-Sosnowska — O strukturze węgla i grafitów . . . . .	559
O. Wołczek — Górna atmosfera oraz pozaziemskie promieniowania elektromagnetyczne i strumienie cząstek w świetle badań, wykonanych za pomocą sztucznych satelitów i rakiet wysokościowych . . . . .	573

NOWA APARATURA

Wzmacniacz impulsów z dyskryminatorem diodowym, typ WI-1 (W. Rytzel)	587
Wzmacniacz selektywny WS-2 (J. Kaliński)	593
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Konferencja „Spektroskopia ciał stałych”, Malvern (M. Suffczyński)	599
KRONIKA	605
RECENZJE	
L. Infeld — „Nowe drogi nauki” (J. Rayski)	611

ZESZYT 6

C. N. Yang — Prawo zachowania parzystości i inne prawa symetrii w fizyce	615
I. M. Lifszic — Quasicząstki we współczesnej fizyce	627
M. Gaj — Powierzchnie asferyczne w układach bez osi symetrii	643
D. Czernawski — O wielorodnym powstawaniu cząstek w zderzeniach o wysokiej energii	653
NOWOŚCI NAUKOWE	
Dwucentrowy model zderzeń nukleonów najwyższych energii (J. Gierula)	687
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
II Wszeczwiazkowa Narada Mikroskopii Elektronowej. Moskwa (E. Igras)	689
Międzynarodowa Konferencja poświęcona mechanicznym właściwościom ciał niemetalicznych, Leningrad (J. Auleytner)	693
Konferencja Fizyki Wysokich Energii, Genewa (W. Królikowski)	697
KRONIKA	701
RECENZJE	
L. Landau i E. Lifszic — „Teoria pola” (A. Trautman)	711
S. Elügge i M. Marschall — Metody rachunkowe teorii kwantów (I. Białynicki-Birula)	712

## WARUNKI PRENUMERATY CZASÓPISMA

### „POSTĘPY FIZYKI” — Dwumiesięcznik

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

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

1. Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch” Warszawa, ul. Srebrna 12, Konto PKO Nr. 1-6-100.020.
2. Urzędy pocztowe.  
Prenumerata ze zleceniem wysyłki za granicę — 40% drożej. Zamówienia dla zagranicy przyjmuje Przedsiębiorstwo Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch”, Warszawa, ul. Wilcza 46, konto PKO Nr. 1-6-100.024. Bieżące numery do nabycia w niżej podanych placówkach „Ruchu”, w księgarniach naukowych „Dom Książki”, we Wzorcowni ORWN PAN, oraz we Wzorcowni PWN.  
Informacji w sprawie sprzedaży egzemplarzy z poprzednich lat udziela Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch”, Dział Handlowy, Warszawa, ul. Srebrna 12.

#### PLACÓWKI „RUCHU”

Warszawa, ul. Nowo-piękna 3	Lublin, Krak. Przedmieście 72
Warszawa, ul. Nowy Świat 72 Pałac Staszica	Nowy Sącz, ul. Jagiellońska 10
Warszawa, ul. Wiejska 14	Łódź, ul. Piotrkowska 200
Białystok, Lipowa 1	Olsztyn, Pl. Wolności (kiosk)
Bielsko Biała, skl. nr 1, ul. Lenina 7	Opole, Rynek — sklep nr. 76
Bydgoszcz, ul. Armii Czerwonej 2	Ostrów Wlkp., ul. Partyzancka 1
Bytom, sklep nr 39, Pl. Kościuszki	Płock, ul. Tumska, kiosk nr 270
Chorzów, ul. Wolności 54	Poznań, ul. Dzierżyńskiego 1
Ciechocinek, kiosk nr 4 „Pod Grzybkiem”	Poznań, ul. Głogowska 66
Częstochowa, II Aleja 26	Poznań, ul. 27 Grudnia 4
Gdańsk, ul. Długa 33/34	Przemyśl, Pl. Konstytucji 9
Gdynia, ul. Świętojańska 9	Radom, ul. Moniuszki 5
Gliwice, ul. Zwycięstwa 47	Rzeszów, ul. Kościuszki 5
Gniezno, ul. Mieczysława 31	Sopot, ul. Monte Cassino 32
Grudziądz, ul. Mickiewicza, sklep nr 5	Sosnowiec, ul. 22 Lipca 30
Inowrocław, ul. Marchlewskiego 3	Szczecin, Al. Piastów róg Jagiellońskiej
Jelenia Góra, ul. 1-go Maja 1	Toruń, Rynek Staromiejski 9
Kalisz, ul. Śródmiejska 3	Wałbrzych, ul. Wysockiego obok pl. Grunwaldzkiego
Katowice Zach., ul. 3-go Maja 28	Włocławek, Pl. Wolności róg ul. 3 Maja
Kielce, ul. Sienkiewicza 22	Wrocław, Pl. Kościuszki, kiosk nr 9
Koszalin, ul. Zwycięstwa 38	Zabrze, Pl. 24 Stycznia pkt nr 50
Kraków, Rynek Główny 32	Zakopane, ul. Krupówki 51
Krynica, Stary Dom Zdrojowy	Zielona Góra, ul. Świerczewskiego 38

#### KSIEGARNIE NAUKOWE „DOM KSIĄŻKI”

Warszawa, ul. Krak. Przedmieście 7  
Kraków, ul. Podwale 6  
Łódź, ul. Piotrkowska 102a  
Poznań, ul. Armii Czerwonej 69  
Wrocław, Rynek 60

Ośrodek Rozpowszechniania Wydawnictw Naukowych PAN  
Warszawa, Pałac Kultury i Nauki (Wzorcownia)  
Wzorcownia PWN, Warszawa, ul. Miodowa 10

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

Złoty Fyzyki Dos. i Asystentów  
Uniwersytetu Marii Curie-Skłodowskiej  
Wydz. Matem.-Przyrodniczy  
LUBLIN

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM IX, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1958

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Warszawa 1, ul. Miodowa 10

Nakład 1882 egz. (1722+100)	Oddano do składania 3.XII.58
Ark. wyd. 7,75. Ark. druk. 7	Podpisano do druku 15.IV.58
Druk. sat. III kl. 80 g. 70×100	Druk ukończono w kwietniu 1958.
Cena zł 15,—	Zamówienie nr 2198/57 A-16

Drukarnia im. Rewolucji Październikowej, Warszawa



Andrzej Trautman i Włodzimierz Tulczyjew

Instytut Fizyki PAN

## Grawitacja i niezmienniczość

W autobiografii Einsteina [1], pisanej na kilka lat przed śmiercią, można znaleźć następujące słowa:

„... ogólna teoria względności opiera się na następującym podstawowym stwierdzeniu. Prawa przyrody powinny się wyrażać przy pomocy równań kowariantnych względem grupy ciągłych przekształceń współrzędnych...”.

W liście do Infelda, noszącym datę 17.1.1955, pisze Einstein na temat wykładu, który Infeld miał wygłosić w Berlinie dla uczczenia 50-lecia teorii względności [2]:

„Zdaje mi się, że byłoby pięknie, gdyby Pan w swoim kazaniu wyjaśnił, że punkt ciężkości teorii tkwi w ogólnej zasadzie względności. Bo większość współczesnych fizyków jeszcze tego nie zrozumiała”.

Jednym z głównych oponentów Einsteina, o których wspomina w tym liście jest Fock. W szeregu artykułów oraz w niedawno wydanej książce [3] przedstawia on, odmienną od ogólnie przyjętej, interpretację teorii Einsteina. Zasadnicze elementy poglądów Focka są następujące: ogólna teoria względności to po prostu relatywistyczna teoria grawitacji oparta na założeniu riemannowskiej struktury czasoprzestrzeni. Nazwa „ogólna teoria względności” jest niewłaściwa, gdyż w teorii grawitacji jest mniej „względności”, rozumianej jako wyraz jednorodności czasoprzestrzeni, niż w szczególnej teorii względności. Fock uważa, że ogólna niezmienniczość równań grawitacji, do której Einstein przywiązywał dużą wagę, nie posiada znaczenia fizycznego. To, że w einsteinowskim sformułowaniu teorii grawitacji nie ma uprzywilejowanych układów współrzędnych, Fock poczytuje za wadę tej teorii. Aby temu zaradzić, wprowadza on jako wyróżnione, tzw. układy harmoniczne, mające stanowić uogólnienie układów inercjalnych. Fock odmawia również zasadzie równoważności tego znaczenia, które jej przypisywał Einstein. Według Focka równość masy bezwładnej i ważkiej wyczerpuje treść tej zasady.

Ogólna teoria względności powstała 40 lat temu; od dawna stanowi ona przedmiot zainteresowania tylko bardzo niewielkiej grupy fizyków. Nasuwają się poważne wątpliwości: czy warto się w ogóle zajmować sporami,

dotyczącymi interpretacji pewnych pojęć teorii, która jest bardzo odległa od wszelkich zastosowań praktycznych. Wątpliwości te byłyby uzasadnione, gdyby nie szczególne miejsce, jakie zajmuje interesująca nas teoria we współczesnej fizyce. Ogólna teoria względności to równocześnie teoria grawitacji i teoria określająca budowę czasoprzestrzeni, jedyna istniejąca teoria ogólnieinercyjna. Jest ona, jak dotąd, jedyną udaną teorią realizującą częściowo piękną ideę geometryzacji fizyki. Równania pola grawitacyjnego są nieliniowe, ale to chyba nie jest jedyną przyczyną tego, że pole to, jak na razie skutecznie opiera się wszelkim próbom kwantowania.

Wszystkie te względy wydają się przemawiać za celowością dokładnego wyjaśnienia podstaw fizycznych ogólnej teorii względności i uzyskania jednoznacznej interpretacji podstawowych jej pojęć. W niniejszym artykule, który należy rozumieć jako głos w dyskusji, postaramy się omówić znaczenie niezmienniczości równań fizyki, rolę zasady równoważności oraz kwestię układów współrzędnych w ogólnej teorii względności. Zagadnienia te odegrały ważną rolę w rozwoju teorii i od samego początku były przedmiotem wielu nieporozumień i polemik.

Równocześnie z powstaniem szczególnej teorii względności oczywistą stała się konieczność zbudowania nowej, relatywistycznej teorii grawitacji, zgodnej z zasadą oddziaływania z bliska, a więc teorii polowej. Wychoząc ze stwierdzonej doświadczalnie równości masy bezwładnej i ciężkiej Einstein zauważył, że pola grawitacyjne posiadają wiele cech wspólnych z polami sił pozornych, które powstają przy stosowaniu nieinercjalnych, przyspieszonych układów odniesienia. Opierając się na tym spostrzeżeniu Einstein wysunął w 1907 r. [4] myśl uogólnienia zasady względności na układy inne niż inercjalne, to znaczy takiego sformułowania praw przyrody, aby nie zmieniały one postaci przy przejściu do dowolnie poruszających się układów odniesienia. Światło niesie energię, a tej z kolei towarzyszy masa; można się więc spodziewać, że promienie świetlne będą, podobnie jak ciała niebieskie, odchylane w polu grawitacyjnym. w takim razie prędkość światła w polu grawitacyjnym nie może być stała. Einstein początkowo próbuje określać statyczne pole grawitacyjne przy pomocy wielkości prędkości światła, utożsamiając ją z potencjałem grawitacyjnym [5]. Dopiero w 1914 r. Einstein i Grossman [6] pokazują, że pole grawitacyjne należy opisywać przy pomocy pola metrycznego  $g_{\alpha\beta}$ ; przy pomocy  $g_{\alpha\beta}$  można zapisać równania ruchu, równania Maxwella i prawa zachowania w postaci ogólniekowariantnej. Lata 1914—1915 były poświęcone poszukiwaniu ogólnieinercyjnych równań pola grawitacyjnego. Jest rzeczą charakterystyczną, że Einstein w pewnym okresie zrezygnował z nakładania na równania pola warunku ogólnej niezmienniczości, a nawet opublikował pracę [7], w której wyka-

zywał, że równania pola grawitacyjnego nie mogą być ogólnie niezmiennicze. Później jednak Einstein powrócił do warunku ogólnej niezmienniczości; opublikowane w ostatecznej postaci w 1916 r. [8] równania pola czyniły zadość temu warunkowi. Dalsze lata przyniosły potwierdzenie doświadczalne teorii, znaleziono różne ścisłe i przybliżone rozwiązania równań pola i badano ich własności, ale sama ogólna teoria względności przetrwała w zasadzie w niezminionej formie do dziś. Pojawiły się natomiast różne próby podania nowej interpretacji ogólnej teorii względności, rozumianej jako teoria pola grawitacyjnego; wśród nich należy wymienić interpretację Focka oraz „teorię grawitacji w płaskiej przestrzeni” Rosena - Papapetrou. Przez obie te próby przebija stara idea znalezienia „prawdziwego” układu odniesienia. Zdaniem naszym stanowią one krok wstecz w stosunku do teorii Einsteina.

## 1. Wstęp geometryczny

Zarówno szczególna jak i ogólna teoria względności zajmuje się badaniem fizycznej czasoprzestrzeni. Z matematycznego punktu widzenia obie te teorie są teoriami geometrycznymi i wszystkie pojęcia, którymi operują, mają wyraźną interpretację geometryczną. Zakładając, że geometria różniczkowa jest czytelnikowi znana, przypominamy tutaj pewne pojęcia, które będą przydatne do dalszej dyskusji. Opieramy się głównie na monografii Schoutena [9].

W geometrii różniczkowej mamy do czynienia z dwiema przestrzeniami. Jedną jest przestrzeń geometryczna, której własności badamy, drugą jest przestrzeń arytmetyczna, złożona na przykład w przypadku przestrzeni trójwymiarowej z uporządkowanych trójek liczb rzeczywistych. Układem współrzędnych nazywamy dowolne jednoznaczne przyporządkowanie punktom przestrzeni geometrycznej punktów przestrzeni arytmetycznej czyli współrzędnych. Zasadnicze znaczenie ma przestrzeń geometryczna, którą w przypadku teorii względności jest czasoprzestrzeń fizyczna. Przestrzeń arytmetyczna odgrywa rolę pomocniczą umożliwiając analityczne traktowanie własności geometrycznych. Przekształceniem układu współrzędnych nazywamy przejście do jednego przyporządkowania punktów przestrzeni arytmetycznej punktom przestrzeni geometrycznej do drugiego takiego przyporządkowania. Przekształcenie układu ma postać jedno-jednoznaczne przekształcenia przestrzeni arytmetycznej na siebie:

$$x'^{\mu} = x^{\mu}(x^{\nu}).$$

Z przekształceniami układu współrzędnych wiąże się pojęcie obiektu geometrycznego. Obiektem geometrycznym w punkcie o współrzędnych  $x^{\nu}$  nazywamy przyporządkowanie każdemu układowi współrzędnych upo-

rzędkowanego zespołu  $N$  liczb  $\Phi_A$  ( $A = 1, \dots, N$ ) (nazywanych składowymi obiektu) takie, że przy przejściu od jednego układu do drugiego składowe w nowym układzie  $\Phi'_A$  są funkcjami składowych w starym układzie  $\Phi_A$  oraz funkcji  $x'^\mu(x^\nu)$  i ich pochodnych<sup>1</sup>:

$$\Phi'_A(x'^\mu) = F_A(\Phi_A(x^\mu), x^\mu, x'^\mu(x^\lambda), x'^{\mu, \nu}(x^\lambda), \dots),$$

przy czym funkcja  $F_A$  jest taka sama dla każdego przejścia. Przykładami obiektów są wektory, tensory, a także symbole Christoffela. Podstawową rolę w geometrii różniczkowej odgrywa charakterystyczna dla danej geometrii grupa dopuszczalnych przekształceń układu współrzędnych. Według Kleina [10] geometria zajmuje się badaniem tych własności figur w przestrzeni geometrycznej, które są niezmiennicze względem grupy przekształceń dopuszczalnych.

Jedną z najprostszych geometrii jest geometria euklidesowa. Grupa przekształceń dopuszczalnych jest ograniczona żądaniem niezmienniczości wyrażenia

$$ds^2 = \sum_{\alpha=1}^n dx^\alpha dx^\alpha \quad (1)$$

mającego interpretację kwadratu odległości między punktami, których współrzędne różnią się o  $dx^\alpha$ . W skład tej grupy wchodzi przekształcenia ortogonalne:

$$x'^\alpha = a^\alpha_\beta x^\beta + a^\alpha,$$

gdzie

$$\sum_{\alpha=1}^n a^\alpha_\beta a^\alpha_\gamma = \delta_{\beta\gamma} = \begin{cases} 1 & \text{dla } \beta = \gamma, \\ 0 & \text{dla } \beta \neq \gamma. \end{cases}$$

Powtórzenie wskaźników na różnych poziomach oznacza jak zwykle sumowanie. W geometrii euklidesowej współrzędne mają bezpośrednią interpretację geometryczną. Odległość między dwoma punktami mierzona wzdłuż prostej łączącej te punkty jest równa pierwiastkowi z sumy kwadratów różnic współrzędnych. W szczególnym przypadku, jeśli prosta łącząca punkty jest równoległa do jednej z osi współrzędnych, to odległość między punktami jest równa wprost różnicy współrzędnych tych punktów. Zgodnie z programem Kleina geometrycznymi własnościami figur w przestrzeni euklidesowej są te własności, których zapis przy pomocy współrzędnych jest niezmienniczy względem przekształceń ortogonalnych, czyli taki sam we wszystkich układach kartezjańskich. Na przykład prostą nazywamy linię, której przedstawienie parametryczne ma postać:

$$x^\nu = b^\nu t + c^\nu.$$

<sup>1</sup> Wskaźnik po przecinku oznacza różniczkowanie, na przykład  $\varphi_{,\nu} = \partial\varphi/\partial x^\nu$ .

Przy zmianie układu zmieniają się stałe  $b^{\nu}$  i  $c^{\nu}$ , ale postać pozostaje bez zmiany. Jest to analityczna definicja prostej; można podać także inne, czysto geometryczne definicje. Podobnie definiujemy równoległość prostych, kąt między prostymi i szereg innych pojęć. Geometryczna interpretacja współrzędnych jest wspólną cechą geometrii realizujących program Kleina.

Przekształcenia ortogonalne i układy kartezjańskie są w geometrii euklidesowej wyraźnie wyróżnione; nie znaczy to jednak, że wprowadzenie innych współrzędnych jest w ogóle niemożliwe. Po dokonaniu ogólnego przekształcenia  $x'^{\mu} = x'^{\mu}(x^{\nu})$ , czyli po przejściu do współrzędnych krzywoliniowych, tracimy jednak bezpośrednią interpretację geometryczną współrzędnych. Kwadrat elementu długości  $ds^2$  we współrzędnych krzywoliniowych nie ma już prostej postaci (1) i nie wyraża się przy pomocy samych przyrostów współrzędnych. Przekształcając (1) otrzymujemy

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}.$$

Do określenia odległości dwóch nieskończenie bliskich punktów trzeba mieć oprócz współrzędnych także wartości tensora metrycznego  $g_{\alpha\beta}$ . Do własności geometrycznych nie można już stosować kryterium niezmienniczości zapisu przy pomocy współrzędnych. Okazuje się jednak, że przy pomocy  $g_{\alpha\beta}$  można nadać definicjom własności geometrycznych postać niezmienniczą względem ogólnych przekształceń współrzędnych. Na przykład równanie prostej ma taką samą postać

$$\frac{d^2 x^{\alpha}}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \beta\gamma \end{matrix} \right\} \frac{dx^{\beta}}{ds} \frac{dx^{\gamma}}{ds} = 0, \quad \left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \beta\gamma \end{matrix} \right\} = \frac{1}{2} g^{\alpha\delta} (g_{\delta\beta, \gamma} + g_{\gamma\delta, \beta} - g_{\beta\gamma, \delta})$$

we wszystkich układach krzywoliniowych. Mamy tu do czynienia z pewnym rozszerzeniem programu Kleina (Schouten [9], II, § 2). Pola metryczne  $g_{\alpha\beta}$  uzyskane przez wprowadzenie układu krzywoliniowego w przestrzeni euklidesowej mają zawsze szczególną postać:

$$g_{\alpha\beta} = A^{\rho}_{, \alpha} A^{\sigma}_{, \beta} \delta_{\rho\sigma}, \quad (2)$$

gdzie  $A^{\rho}$  są funkcjami dowolnymi. Stosując przekształcenie  $x'^{\mu} = A^{\mu}(x_{\nu})$  wracamy do układu kartezjańskiego z  $g'_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta}$ . Przestrzeń euklidesową nazywamy inaczej przestrzenią płaską. Miarą krzywizny przestrzeni jest tensor krzywizny:

$$R^{\alpha}_{\beta\gamma\delta} = \left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \beta\delta \end{matrix} \right\}_{, \gamma} - \left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \beta\gamma \end{matrix} \right\}_{, \delta} + \left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \gamma\epsilon \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \epsilon \\ \beta\delta \end{matrix} \right\} - \left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \delta\epsilon \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} \epsilon \\ \beta\gamma \end{matrix} \right\}.$$

Znikanie tensora krzywizny świadczy o płaskości przestrzeni i możliwości wprowadzenia układów kartezjańskich.

Rozszerzenie programu Kleina umożliwia przejście do przestrzeni riemannowskiej, w której  $g_{\alpha\beta}$  nie da się przedstawić w postaci (2) i tensor krzywizny nie znika. Geometria riemannowska zajmuje się badaniem własności wyrażających się przy pomocy współrzędnych i  $g_{\alpha\beta}$  w sposób niezmienniczy względem przekształceń ogólnych. Wszystkie pojęcia geometrii Riemanna są uogólnieniem odpowiednich pojęć euklidesowych, a ich definicje mają postać odpowiednich definicji euklidesowych w układach krzywoliniowych. Rozróżnienie przestrzeni geometrycznej i arytmetycznej nabiera w geometrii riemannowskiej szczególnego znaczenia. Podanie współrzędnych punktu nie pozwala jeszcze na geometryczne umiejscowienie tego punktu względem innych figur o znanych współrzędnych. Z kształtu figury w przestrzeni arytmetycznej nie można wnioskować o jej własnościach geometrycznych. Na przykład linia

$$x^v = b^v t + c^v$$

nie ma na ogół nic wspólnego z geodezyjną będącą uogólnieniem prostej. Wszelkie informacje o współrzędnych figur nabierają treści geometrycznej dopiero po podaniu tensora metrycznego  $g_{\alpha\beta}$ .

Obok przestrzeni euklidesowych rozpatruje się przestrzenie pseudoeuklidesowe z formą metryczną

$$ds^2 = \eta_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta, \quad (3)$$

gdzie

$$\eta_{11} = \eta_{22} = \dots = \eta_{ii} = 1, \quad \eta_{i+1, i+1} = \dots = \eta_{nn} = -1,$$

a pozostałe składowe znikają. Grupę przekształceń dopuszczalnych tworzą przekształcenia Lorentza

$$x'^\mu = a^\mu_\nu x^\nu + a^\mu,$$

$$a^\mu_\nu a^\nu_\lambda \eta_{\mu\nu} = \eta_{\lambda\lambda}.$$

Riemannowskim odpowiednikiem przestrzeni pseudoeuklidesowej jest przestrzeń w której forma metryczna

$$ds^2 = g_{\alpha\beta} dx^\alpha dx^\beta \quad (4)$$

jest nieokreślona.

Jak już wspomnieliśmy, szczególna i ogólna teoria względności mogą być interpretowane jako geometryczne teorie czasoprzestrzeni fizycznej. Wszystkie wielkości fizyczne są w obu tych teoriach obiektami geometrycznymi, a wszystkie równania mają sens geometryczny, czyli są niezmiennicze względem odpowiednich grup przekształceń dopuszczalnych. Szczególna teoria względności przypisuje czasoprzestrzeni metrykę pseudoeuklidesową ( $i = 1, n = 4$ ), a przekształcenia dopuszczalne tworzą dziesięcioparametrową grupę Lorentza.  $ds$  nosi nazwę różniczki interwału.



Współrzędne są zwykle numerowane od 0 do 3. Zerowa współrzędna ma interpretację czasu, pozostałe (oznaczane wskaźnikami łacińskimi:  $k, l = 1, 2, 3$ ) są współrzędnymi przestrzennymi. Według ogólnej teorii względności czasoprzestrzeń ma strukturę riemannowską, przy czym metryka  $g_{\alpha\beta}$  jest uwarunkowana rozkładem materii. Równania są niezmiennicze względem ogólnych przekształceń współrzędnych, czyli ogólnie niezmiennicze. Współrzędne nie mają bezpośredniej interpretacji fizycznej. Współrzędna zerowa jest zwykle wyróżniona warunkiem Hilberta:

$$g_{00} > 0, \quad \begin{vmatrix} g_{00} & g_{01} \\ g_{10} & g_{11} \end{vmatrix} < 0, \quad \begin{vmatrix} g_{00} & g_{01} & g_{02} \\ g_{10} & g_{11} & g_{12} \\ g_{20} & g_{21} & g_{22} \end{vmatrix} > 0, \quad g = |g_{\alpha\beta}| < 0$$

i nazywana czasem. Szczególną teorię względności można oczywiście formułować także we współrzędnych krzywoliniowych.

## 2. Niezmiennicze problemy wariacyjne. Twierdzenie Noether

Wszystkie równania, które będziemy rozpatrywali, nazywając je ogólnie równaniami pola, można wyprowadzić z zasady wariacyjnej. To znaczy, że równania pola:

$$\mathfrak{F}^A(\psi_A, \psi_{A,\mu}, \psi_{A,\mu\nu}, x^e) = 0$$

można przedstawić w postaci równań Eulera-Lagrange'a

$$\mathfrak{F}^A = [\mathcal{L}]^A = \delta W / \delta \psi_A = \partial \mathcal{L} / \partial \psi_A - (\partial \mathcal{L} / \partial \psi_{A,\mu})_{,\mu} = 0 \quad (5)$$

będących warunkiem koniecznym ekstremum funkcjonału

$$W = \int_R \mathcal{L}(\psi_A, \psi_{A,\nu}, x^e) d_{(4)}x.$$

Rozpatrzmy teraz przekształcenie polegające na przejściu od zmiennych  $x^\nu$  do  $x'^\nu$  i od funkcji  $\psi_A$  do  $\psi'_A$ :

$$\begin{aligned} x'^\mu &= x'^\mu(x^\nu), \\ \psi'_A &= \psi'_A(\psi_B, x^\nu). \end{aligned} \quad (6)$$

Zmiana funkcji  $\psi_A$  jest zwykle związana ze zmianą współrzędnych i wynika z własności transformacyjnych  $\psi_A$  jako obiektu geometrycznego. Rozpatruje się także transformacje cechowania polegające na zmianie funkcji  $\psi_A$  bez zmiany układu współrzędnych. W obu wypadkach  $\psi_A$  i  $\psi'_A$  opisują ten sam stan fizyczny. Po podstawieniu do działania  $x^\mu$  i  $\psi_A$  wyrażonych przez  $x'^\mu$  i  $\psi'_A$  otrzymamy:

$$W = \int_{R'} \mathcal{L}'(\psi'_A, \psi'_{A,\mu}, x'^e) d_{(4)}x',$$

gdzie

$$\mathcal{L}'(\psi'_A, \psi'_{A,\mu}, x'^e) = \mathcal{L}(\psi_A, \psi_{A,\mu}, x^e) D(x)/D(x').$$

Wartość działania nie uległa zmianie przy transformacji. Jeśli więc działanie przyjmowało dla funkcji  $\psi_A$  wartość stacjonarną, to przyjmuje ją także dla funkcji  $\psi'_A$  odpowiadających  $\psi_A$ . Stąd na mocy równań (5) zachodzą równania:

$$\mathfrak{F}'^A(\psi'_A, \psi'_{A,\mu}, \psi'_{A,\mu\nu}, x'^e) = [\mathcal{L}']^A = 0. \quad (7)$$

Równania te przyjmujemy jako przekształcone równania pola. Równania przekształcone można uzyskać także przez podstawienie  $x'^\mu$  i  $\psi'_A$  wyrażonych przez  $x'^\mu$  i  $\psi'_A$  wprost do równań (5). Uzyskane w ten sposób równania różniłyby się od równań (7) jedynie nieznikającym czynnikiem. Możemy teraz zdefiniować pojęcia niezmienniczości równań pola. Równania pola są niezmiennicze względem transformacji (6) jeśli  $\mathfrak{F}^A$  i  $\mathfrak{F}'^A$  są takimi samymi funkcjami swoich argumentów:

$$\mathfrak{F}'^A(\psi_A, \psi_{A,\mu}, \psi_{A,\mu\nu}, x^e) = \mathfrak{F}^A(\psi_A, \psi_{A,\mu}, \psi_{A,\mu\nu}, x^e)$$

dla dowolnego zespołu funkcji  $\psi_A$  i w dowolnym punkcie  $x^e$ . Niezmienniczość równań względem pewnych grup przekształceń ma doniosłe znaczenie fizyczne. Niezmienniczymi problemami wariacyjnymi zajmowała się Noether [11], podane tutaj ujęcie jest najbliższe pracy Hilla [12]. Przy badaniu konsekwencji niezmienniczości równań wystarczy ograniczyć się do przekształceń infinitesimalnych:

$$\begin{aligned} x'^\mu &= x^\mu + \delta x^\mu, \\ \psi'_A(x'^e) &= \psi_A(x^e) + \delta \psi_A. \end{aligned} \quad (8)$$

Wariacja  $\delta \psi_A$  jest przyrostem wartości funkcji w pewnym punkcie geometrycznym. Wprowadzimy dodatkowo wariację

$$\delta^* \psi_A = \psi'_A(x^e) - \psi_A(x^e),$$

która mówi o zmianie postaci  $\psi_A$ . Między tymi wariacjami zachodzi związek:

$$\delta \psi_A = \delta^* \psi_A + \psi_{A,\nu} \delta x^\nu$$

Wariacja  $\delta^*$  zwana substancjalną jest przemienna z różniczkowaniem

$$\delta^*(\psi_{A,\nu}) = (\delta^* \psi_A)_{,\nu}.$$

Dla dowolnej funkcji  $\Phi(\psi_A, \psi_{A,\mu}, \dots, x^e)$  można wprowadzić także dwa rodzaje wariacji

$$\delta \Phi = \Phi'(\psi'_A(x'^e), \psi'_{A,\mu}(x'^e), \dots, x'^e) - \Phi(\psi_A(x^e), \psi_{A,\mu}(x^e), \dots, x^e),$$

$$\delta \bar{\Phi} = \Phi'(\psi_A(x^e), \psi_{A,\mu}(x^e), \dots, x^e) - \Phi(\psi_A(x^e), \psi_{A,\mu}(x^e), \dots, x^e).$$



Wariacja  $\bar{\delta}$  jest przemieniana z różniczkowaniem, na przykład:

$$\bar{\delta} \frac{\partial \Phi}{\partial \psi_A} = \frac{\partial}{\partial \psi_A} \bar{\delta} \Phi$$

W przypadku  $\Phi = \mathcal{L}$  mamy:

$$\delta \mathcal{L} = \mathcal{L}(D(x)/D(x') - 1) = -\mathcal{L}(\delta x^\nu)_{,\nu}. \quad (9)$$

Niezmienniczość równań pola wyrazi się warunkiem  $\bar{\delta} \mathcal{L}^A = \bar{\delta}[\bar{\mathcal{L}}]^A = 0$ . Stąd na mocy przemienności  $\bar{\delta}$  z różniczkowaniem otrzymamy  $[\bar{\delta} \mathcal{L}]^A = 0$  czyli  $\bar{\delta} \mathcal{L} = Q^e_{,e}$ , gdzie  $Q^e$  są funkcjami dowolnymi. W rozpatrywanych przez nas przypadkach będzie zawsze zachodziło

$$\bar{\delta} \mathcal{L} = 0. \quad (10)$$

Uwzględniając (9) i (10) oraz związek między wariacjami otrzymamy:

$$\bar{\delta} \mathcal{L} = (\partial \mathcal{L} / \partial \psi_A) \delta^* \psi_A + (\partial \mathcal{L} / \partial \psi_{A,\mu}) \delta^* \psi_{A,\mu} + \mathcal{L}_{,\mu} \delta x^\mu = -\mathcal{L}(\delta x^\nu)_{,\nu}$$

a stąd

$$[\bar{\mathcal{L}}]^A \delta^* \psi_A + \left( (\partial \mathcal{L} / \partial \psi_{A,\nu}) \delta \psi_A + (\mathcal{L} \delta^\nu_\mu - \psi_{A,\mu} \partial \mathcal{L} / \partial \psi_{A,\nu}) \delta x^\mu \right)_{,\nu} \equiv 0. \quad (11)$$

Jest to podstawowy związek przy badaniu niezmienniczych problemów wariacyjnych.

Przypuśćmy, że przekształcenia (6) tworzą  $q$ -parametrową grupę  $G_q$

$$\begin{aligned} \delta x^\mu &= \sum_{k=1}^q \varepsilon_k a_k^\mu(x^x), \\ \delta \psi_A &= \sum_{k=1}^q \varepsilon_k b_{kA}(\psi_B, x^x). \end{aligned} \quad (12)$$

Wstawiając (12) do tożsamości (11) i korzystając z równań pola otrzymamy  $q$  różniczkowych zasad zachowania:

$$[(\partial \mathcal{L} / \partial \psi_A) b_{kA} + (\mathcal{L} \delta^\nu_\mu - \psi_{A,\mu} \partial \mathcal{L} / \partial \psi_{A,\nu}) a_k^\mu]_{,\nu} = 0, \quad k=1, \dots, q.$$

Inne związki otrzymamy w przypadku, kiedy transformacje (6) zależą od  $q$  funkcji dowolnych:

$$\delta x^\mu = \sum_{k=1}^q a_k^\mu p_k(x^x), \quad (13)$$

$$\delta^* \psi_A = \sum_{k=1}^q \left( b_{kA} p_k(x^x) + b_{kA}^\mu p_{k,\mu}(x^x) + b_{kA}^{\mu\nu} p_{k,\mu\nu}(x^x) + \dots \right).$$

Bierzemy  $p_k$  znikające wraz z pochodnymi na brzegu pewnego obszaru  $R$ . Całkowanie tożsamości (11) po podstawieniu (13) daje:

$$\int_R [\varrho]^A \delta^* \psi_A d_{(4)}x = 0.$$

Całkując przez części i korzystając z dowolności  $p_k$  wewnątrz obszaru  $R$  otrzymujemy  $\varrho$  tożsamości

$$[\varrho]^A b_{kA} - [\varrho]^A_{,\mu} b_{kA}^\mu + [\varrho]^A_{,\mu\nu} b_{kA}^{\mu\nu} - \dots \equiv 0,$$

zachodzących niezależnie od spełnienia równań pola. Tożsamości tego rodzaju odgrywają poważną rolę w ogólnej teorii względności.

Równania wynikające z zasady wariacyjnej mają taką samą postać równań Eulera-Lagrange'a a w każdym układzie. Na przykład równania Lagrange'a II-go rodzaju w mechanice punktu materialnego mają w każdym układzie krzywoliniowym postać  $d(\partial L/\partial q_i)/dt = \partial L/\partial q_i = 0$ , przy czym lagrangian jest w każdym układzie inną funkcją współrzędnych. Często mówi się w tym przypadku o niezmienniczości równań Eulera-Lagrange'a. Niezmienniczość ta nie ma nic wspólnego z niezmienniczością w sensie twierdzenia *Noether* i nie pociąga żadnych konsekwencji fizycznych.

### 3. Zasada równoważności

U podstaw ogólnej teorii względności *Einstein* kładł [13] następujące trzy zasady: zasadę równoważności, ogólnej niezmienniczości oraz hipotezę *Mach*a. Omówmy obecnie znaczenie fizyczne i rolę, którą odegrała pierwsza spośród tych zasad przy powstawaniu einsteinowskiej teorii grawitacji.

Przypomnijmy najpierw, w nieco uproszczony sposób, rozumowanie, które doprowadziło do sformułowania szczególnej teorii względności. Doświadczenie wykazuje, że istnieją wyróżnione układy współrzędnych (inercjalne), w których prawa mechaniki posiadają najprostszą postać. Układ poruszający się względem układu inercjalnego ruchem jednostajnym postępowym jest też inercjalny („względność” ruchu jednostajnego). Matematycznym wyrazem tych doświadczalnych faktów jest niezmienniczość równań mechaniki newtonowskiej względem transformacji Galileusza. Szczególna zasada względności polega na stwierdzeniu, że wszystkie zjawiska fizyczne (nie tylko mechaniczne) opisywane są przy pomocy praw, mających tę samą postać w różnych układach inercjalnych. Stosując tę zasadę do równań Maxwella dochodzimy do wzorów transformacyjnych Lorentza.

W mechanice Newtona oprócz względności ruchów jednostajnych występuje jeszcze inny, ciekawy i nie tłumaczony przez tę teorię, a stwierdzony doświadczalnie fakt: masa bezwładna jest równa masie grawitacyjnej. Równania ruchu ciała o masie bezwładnej  $m$  w polu grawitacyjnym o potencjale  $\varphi$  można według fizyki przedrelatywistycznej zapisać w postaci:

$$m d^2 x^k / dt^2 = - m' \varphi_{,k}.$$

*A priori* nie ma żadnych powodów, ażeby masa grawitacyjna  $m'$  miała być zawsze równa  $m$ ; wydaje się, że  $m'$  jest „nabojem grawitacyjnym”, analogicznym do ładunku elektrycznego. Doświadczenia prowadzone z dużą dokładnością (E ö t v ö s) wskazują jednak na to, że  $m = m'$ . Występowanie dwóch fizycznie różnych definicji tej samej (liczbowo) wielkości jest, jak to niejednokrotnie podkreślał E i n s t e i n, wysoce niezadowalające z logicznego punktu widzenia. Wypływa stąd następujący wniosek: nowa, relatywistyczna teoria grawitacji powinna tłumaczyć równość  $m = m'$ , to znaczy w równaniach ruchu tej teorii może występować tylko jedna wielkość charakteryzująca masę.

Równość masy bezwładnej i ważkiej powoduje, że wszystkie ciała, którym nadano te same prędkości początkowe, poruszają się w polu grawitacyjnym tak samo. Zupełnie podobnie zachowują się według mechaniki newtonowskiej ciała odniesione względem układów nieinercjalnych; w takich układach równania ruchu mają postać

$$m d^2 x^k / dt^2 = m a^k,$$

gdzie  $a^k$  oznacza przyśpieszenie „sił pozornych” (przyśpieszenie Coriolisa, odśrodkowe). Konsekwencją tego jest lokalna nierozróżnialność pól grawitacyjnych i pól przyśpieszeń w mechanice newtonowskiej: obserwator zamknięty w niewielkim pomieszczeniu (na przykład w windzie) nie potrafi przy pomocy doświadczeń mechanicznych odpowiedzieć na pytanie, czy siły, które obserwuje, są wywołane przyciąganiem powszechnym (na przykład Ziemi), czy ruchem przyśpieszonym windy. Wiadomo, że w swobodnie spadającej windzie ciała „nie ważą”. Stwierdzony w szczególnej teorii względności związek między masą i energią oraz fakt, że fale świetlne niosą energię nasunął E i n s t e i n o w i myśl, że nierozróżnialność pól grawitacyjnych i pól sił pozornych dotyczy również zjawisk niemechanicznych, a więc na przykład elektromagnetycznych. W ten sposób dochodzimy do *zasady równoważności*, którą można by sformułować następująco: prawa fizyki dają się zapisać w tej samej postaci wtedy, gdy występuje pole grawitacyjne i wtedy, gdy stosujemy nieinercjalne układy odniesienia. Zwykle wypowiada się to prościej, ale niezbyt ściśle: nieinercjalny układ odniesienia jest równoważny pewnemu polu grawitacyjnemu.

Widoczna jest analogia między szczególną zasadą względności i zasadą równoważności: obie uogólniają pewne własności równań mechaniki newtonowskiej na całą fizykę. Obie mają charakter fizyczny w tym sensie, że mogą być przez doświadczenie potwierdzone lub obalone. Einstein doszedł do zasady równoważności opierając się na równości masy bezwładnej i ważkiej, ale równość ta nie wyczerpuje treści fizycznej tej zasady. Posiada ona duże znaczenie heurystyczne: pozwala jakościowo przewidzieć przebieg zjawisk fizycznych w polu grawitacyjnym. W oparciu o zasadę równoważności Einstein przewidział zjawisko „przesunięcia ku czerwieni” prążków widma i zjawisko ugięcia się promieni świetlnych w polu grawitacyjnym; nie znając jeszcze postaci równań pola obliczył w 1911 r. [14] wielkość przesunięcia i ugięcia. W kilka lat później ścisła teoria potwierdziła przewidywania Einsteina.

Konsekwencją szczególnej teorii względności i równań Maxwella jest prawo prostoliniowego rozchodzenia się światła. Pole grawitacyjne zakrzywia promienie świetlne — zatem w takim polu nie mogą być słuszne prawa szczególnej teorii względności. Budując relatywistyczną teorię grawitacji musimy więc zrezygnować z założenia, że czasoprzestrzeń ma strukturę pseudoeuklidesową i przyjmując strukturę przynajmniej riemannowską. A stąd już wynika, że musimy zrezygnować z wyróżnionej roli transformacji Lorentza, związanych z układami inercyjnymi, które po prostu nie istnieją w czasoprzestrzeni z polem grawitacyjnym. Konieczność rozszerzenia dopuszczalnej grupy transformacji układu odniesienia ma więc swoje źródło w zasadzie równoważności.

Opierając się na zasadzie równoważności łatwo określić, jaki zespół funkcji powinien opisywać pole grawitacyjne, to znaczy jakie jest relatywistyczne uogólnienie newtonowskiego potencjału  $\varphi$ . W szczególnej teorii względności w dowolnym, nieinercyjnym, krzywoliniowym układzie współrzędnych kwadrat różniczki interwału ma postać (4). Dokonując transformacji  $x'^{\mu} = x'^{\mu}(x^{\nu})$ , która prowadzi od galileuszowej postaci interwału  $ds^2 = \eta_{\alpha\beta} dx^{\alpha} dx^{\beta}$  ( $\eta_{00} = 1$ ,  $\eta_{0k} = 0$ ,  $\eta_{ik} = -\delta_{ik}$ ) do postaci ogólnej (4), możemy każde równanie fizyki, niezmiennicze względem przekształceń Lorentza, zapisać w dowolnym, nieinercyjnym układzie współrzędnych. Taka operacja ma charakter czysto rachunkowy, to znaczy nie wymaga żadnych nowych założeń fizycznych. I tak na przykład równania Maxwella zostały przez Kottlera zapisane w dowolnych, krzywoliniowych współrzędnych jeszcze w 1912 r. [15], przed powstaniem ogólnej teorii względności. Oprócz zmiennych charakteryzujących stan fizyczny materii (takich jak potencjały pola elektromagnetycznego i współrzędne cząstek) przetransformowane równania będą zawierały funkcje  $g_{\alpha\beta}$  i ich

pochodne. Posługując się językiem fizyki newtonowskiej można by powiedzieć, że  $g_{\alpha\beta}$  opisuje tutaj wpływ „sił pozornych” na stan układu. Zasada równoważności żąda, aby równania fizyki opisujące zjawiska w polu grawitacyjnym dały się zapisać w tej samej postaci, co równania w układach nieinercjalnych. Zatem funkcje  $g_{\alpha\beta}$  opisują również pole grawitacyjne [6].

Ażeby pokazać na przykładzie, w jaki sposób można stosować zasadę równoważności, rozpatrzmy równania ruchu swobodnej cząstki próbnej. W szczególnej teorii względności, w układach inercjalnych, mają one postać

$$m \, d^2 x^\alpha / ds^2 = 0,$$

gdzie  $m$  oznacza masę spoczynkową. Masa ta jest tutaj nieistotna; piszemy ją dlatego, aby móc porównać równania ruchu w ogólnej teorii względności z równaniami newtonowskimi (14). Wielkość masy odgrywa rolę, gdy uwzględniamy inne siły (np. Lorentza), działające na ciało. Te same (co do treści) równania, zapisane w dowolnym układzie współrzędnych, mają postać:

$$m \left( \frac{d^2 x^\alpha}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \beta\gamma \end{matrix} \right\} \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^\gamma}{ds} \right) = 0. \quad (15)$$

Na mocy zasady równoważności przyjmujemy, że ten sam kształt mają równania ruchu w polu grawitacyjnym (również w dowolnym układzie współrzędnych). Jeśli ograniczymy się do powolnych ruchów i słabych, powoli zmieniających się pól grawitacyjnych, powinniśmy z (15) otrzymać newtonowskie równania ruchu (14). Rzeczywiście, jeśli

$$|dx^k/ds| \ll 1, \quad ds \approx dx^0 = dt, \quad g_{\mu\nu} \approx \eta_{\mu\nu} \quad \text{i} \quad |g_{\mu\nu,0}| \ll |g_{\mu\nu,k}|,$$

$$\text{to} \quad m \left( \frac{d^2 x^k}{ds^2} + \left\{ \begin{matrix} k \\ \beta\gamma \end{matrix} \right\} \frac{dx^\beta}{ds} \frac{dx^\gamma}{ds} \right) \approx m \frac{d^2 x^k}{dt^2} + \frac{m}{2} g_{00,k} = 0,$$

czyli

$$m \, d^2 x^k / dt^2 = - \frac{1}{2} m g_{00,k}, \quad (16)$$

a więc otrzymujemy równania postaci (14), przy czym  $g_{00} \approx 1 + 2\varphi$ . Przyglądając się równaniom (15) lub (16) i porównując je z (14) widzimy, że ogólna teoria względności pozwala na wyeliminowanie problemu równości masy bezwładnej i ważkiej, przynajmniej dla cząstek próbnych.

Zasada równoważności, szczególnie w uproszczonej wersji „pole grawitacyjne jest równoważne polu przyspieszeń”, bywa czasami atakowana [3]. F o c k słusznie podkreśla, że nierozróżnialność pola grawitacyjnego od pola przyspieszeń ma charakter czysto lokalny; trzeba tylko dodać, że

Einstein zdawał sobie z tego sprawę [16]. Obserwatorzy znajdujący się w dużej, swobodnie spadającej na Ziemię windzie zauważą różnicę między zachowaniem się ciał w okolicy środka windy i w pobliżu jej bocznych ścian. Przy pomocy następującego rozumowania można zilustrować, na czym polega lokalność równoważności pól grawitacyjnych i pól przyspieszeń. Wyobraźmy sobie swobodnie spadającego obserwatora, który wzdłuż swojej linii świata mierzy składowe tensora metrycznego i ich pochodne. Dopóki zna on jedynie wartości  $g_{\mu\nu}(s)$  i  $g_{\mu\nu,\rho}(s)$ , nie potrafi powiedzieć, czy znajduje się w płaskiej czasoprzestrzeni, czy też w windzie spadającej swobodnie w polu grawitacyjnym (przypadek „małej windy”). Jeśli winda jest na tyle duża, że obserwatorowi uda się zmierzyć również drugie pochodne tensora metrycznego, będzie mógł on obliczyć tensor krzywizny i przekonać się, czy nie grozi mu śmierć przy rozbiciu windy o Ziemię. Innymi słowami: „prawdziwe” pola grawitacyjne i „pozorne” pola przyspieszeń są nierozróżnialne wtedy, gdy badane zjawiska wymagają do swojego opisu jedynie wartości  $g_{\mu\nu}$  i  $g_{\mu\nu,\rho}$  wzdłuż pewnej linii świata (np. ruch cząstki swobodnej). Wiąże się to z tym, że w przestrzeni Riemanna zawsze można wybrać taki układ współrzędnych, w którym tensor metryczny ma postać galileuszową wzdłuż zadanej linii świata, a  $g_{\mu\nu,\rho} = 0$  wzdłuż tej linii (współrzędne geodezyjne). Aby odpowiedzieć na pytanie, czy w danym obszarze występuje „prawdziwe” pole grawitacyjne, wystarczy obliczyć tensor krzywizny. Jeśli znika on w tym obszarze, to pole jest „pozorne” w tym sensie, że można, obierając inercjalny układ odniesienia, uzyskać  $g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}$ .

#### 4. Zasada ogólnej niezmienniczości

Inną zasadę, która odegrała ważną rolę w kształtowaniu się ogólnej teorii względności, jest zasada ogólnej niezmienniczości równań pola. Zasada ta dotyczy przede wszystkim równań pola grawitacyjnego, ponieważ niezmienniczość równań innych pól wynika już z zasady równoważności. Większość fizyków przyjmuje zasadę ogólnej niezmienniczości jako część składową ogólnej teorii względności, różnice zdań dotyczą jedynie interpretacji tej zasady. Tak na przykład Fock przypisuje zasadzie niezmienniczości jedynie heurystyczne znaczenie polegające na wyróżnianiu równań Einsteina spośród wielu możliwych niekoniecznie niezmienniczych równań. Co się tyczy równań pól fizycznych, to Fock uważa, że niezmienniczość tych równań nie pociąga żadnych fizycznych konsekwencji. Zanim przystąpimy do właściwego tematu, rozpatrzmy najpierw konsekwencje niezmienniczości równań pola w szczególnej teorii względności.

Równania pól fizycznych w szczególnej teorii względności wyprowadzamy w układach galileuszowskich z zasady wariacyjnej:

$$\delta W_f = \delta \int \mathcal{L}_f(\psi_A, \psi_{A;\mu}, \eta_{\mu\nu}) d_{(4)}x = 0. \quad (17)$$

Przechodząc do układów dowolnych otrzymamy zasadę:

$$\delta W_f = \delta \int \mathcal{L}(\psi_A, \psi_{A;\mu}, g_{\mu\nu}) d_{(4)}x = 0, \quad (18)$$

gdzie  $\mathcal{L}_f = \sqrt{-g} L_f$ , a średnik oznacza różniczkowanie kowariantne, Z pierwszej zasady wynikają równania

$$F^A(\psi_A, \psi_{A;\mu}, \psi_{A;\mu\nu}, \eta_{\mu\nu}) = \frac{\partial L_f}{\partial \psi_A} - \left( \frac{\partial L_f}{\partial \psi_{A;\mu}} \right)_{;\mu} = 0 \quad (19)$$

niezmiennicze względem grupy Lorentza. Z drugiej — ogólnie niezmiennicze równania:

$$F^A(\psi_A, \psi_{A;\mu}, \psi_{A;\mu\nu}, g_{\mu\nu}) = \frac{\partial L_f}{\partial \psi_A} - \left( \frac{\partial L_f}{\partial \psi_{A;\mu}} \right)_{;\mu} = 0. \quad (20)$$

Ogólna niezmienniczość równań (20) wynika z niezmienniczości równań (19) i odwrotnie, ponieważ funkcja  $F^A$  jest w obu wypadkach ta sama. Istnieje jednak pewna różnica między niezmienniczością równań (19) i (20). Równania (19) zależą jedynie od funkcji  $\psi_A$  i pochodnych, zależność od  $\eta_{\mu\nu}$  jest nieistotna, ponieważ przy przekształceniach Lorentza  $\eta_{\mu\nu}$  nie ulega zmianie. Ogólną niezmienniczość równań (20) uzyskujemy kosztem wprowadzenia dodatkowych wielkości  $g_{\alpha\beta}$ . Infinitesimalne przekształcenie Lorentza ma postać:

$$\delta x^\mu = \varepsilon^\mu_\nu x^\nu + \varepsilon^\mu, \quad (21)$$

gdzie

$$\varepsilon_{\mu\nu} = \eta_{\mu\rho} \varepsilon^\rho_\nu = -\varepsilon_{\nu\mu}.$$

Wariację pola  $\psi_A$  można ogólnie zapisać w postaci

$$\delta \psi_A = F_{A\mu}{}^{B\nu} \psi_B \varepsilon^\mu_\nu.$$

Wielkości  $F_{A\mu}{}^{B\nu}$  charakteryzują  $\psi_A$  jako obiekt geometryczny. Wstawiając (21) i (22) do tożsamości (11) otrzymujemy natychmiast dziesięć niezależnych różniczkowych zasad zachowania

$$\begin{aligned} (L_f \delta^\nu_\mu - \psi_{A;\mu} \partial L_f / \partial \psi_{A;\nu})_{;\nu} &= -t_{\mu}{}^{\nu}{}_{;\nu} = 0, \\ (F_{A[\lambda}{}^B{}_{\mu]} \psi_B \partial L_f / \partial \psi_{A;\nu} + x_{[\lambda} t_{\mu]}{}^\nu) &= j_{\lambda\mu}{}^{\nu}{}_{;\nu} = 0, \end{aligned}$$

zachodzących na mocy równań pola. Są to zasady zachowania energii, pę-



du, momentu pędu i środka bezwładności.  $t_{\mu}{}^{\nu}$  jest kanonicznym tensorem energii-pędu. Zasady te prowadzą w znany sposób do zasad całkowych. Dodając do  $t_{\mu}{}^{\nu}$  i  $j_{\lambda\mu}{}^{\nu}$  tensory, których divergencja znika tożsamościowo, zapisujemy zasady różniczkowe w postaci [17], [18]:

$$T^{\mu\nu}{}_{;\nu} = 0, \quad (x^{[\lambda} T^{\mu]\nu})_{;\nu} = 0, \quad (23)$$

gdzie  $T^{\mu\nu}$  jest symetrycznym tensorem energii-pędu. Z zasad tych tylko cztery pierwsze są niezależne, pozostałe wynikają z nich na mocy symetrii  $T^{\mu\nu}$ . Dokonajmy teraz infinitesimalnego przekształcenia

$$x'^{\mu} = x^{\mu} + \xi^{\mu}(x^{\sigma})$$

gdzie  $\xi^{\mu}$  są dowolnymi funkcjami znikającymi wraz z pochodnymi na brzegu obszaru  $R$ . Z niezmienniczości działania  $W_f$  wynika:

$$\int_R \left[ \frac{\delta W_f}{\delta g_{\alpha\beta}} \delta^* g_{\alpha\beta} + \frac{\delta W_f}{\delta \psi_A} \delta^* \psi_A \right] d_{(4)}x \equiv 0,$$

gdzie  $\delta^* g_{\alpha\beta} = g_{\alpha\gamma} \xi^{\gamma}{}_{;\beta} + g_{\beta\gamma} \xi^{\gamma}{}_{;\alpha}$ . Zakładając spełnienie równań pola

i wprowadzając oznaczenie  $2 \delta W_f / \delta g_{\alpha\beta} = \mathfrak{T}^{\alpha\beta}$  otrzymamy:

$$-\frac{1}{2} \int_R \mathfrak{T}_{\alpha\beta} (\xi_{\alpha;\beta} + \xi_{\beta;\alpha}) d_{(4)}x = 0,$$

a stąd

$$\mathfrak{T}^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = 0. \quad (24)$$

W układzie galileuszowskim  $\mathfrak{T}^{\alpha\beta}$  przechodzi w zwykły symetryczny tensor energii-pędu, a (24) przechodzi w (23). Jak należało oczekiwać konsekwencje ogólnej niezmienniczości równań (20) są identyczne z konsekwencjami niezmienniczości równań (19) względem przekształceń Lorentza.

Przejdźmy teraz do ogólnej teorii względności. Równania grawitacyjne i równania pól fizycznych w ogólnej teorii względności otrzymujemy z zasady wariacyjnej

$$\delta W = \delta W_g + \delta W_f = 0,$$

gdzie

$$W_g = \int \mathfrak{L}_g(g_{\alpha\beta}, g_{\alpha\beta;\gamma}, g_{\alpha\beta;\gamma\delta}) d_{(4)}x$$

jest działaniem grawitacyjnym, a

$$W_f = \int \mathfrak{L}_f(\psi_A, \psi_{A;\mu}, g_{\mu\nu}) d_{(4)}x$$



działaniem pól fizycznych. Zgodnie z zasadą równoważności, działanie pól fizycznych jest identyczne z występującym w (18). Wprowadzając oznaczenie  $16\pi \delta W_g / \delta g_{\alpha\beta} = \mathfrak{G}^{\alpha\beta}$  możemy zapisać pełny układ równań pola w postaci:

$$\mathfrak{G}^{\alpha\beta} = -8\pi \mathfrak{T}^{\alpha\beta}, \quad (25)$$

$$\mathfrak{F}^A = 0. \quad (26)$$

Z niezmienniczości równań (26) wynikają podobnie jak poprzednio różniczkowe zasady zachowania (24). Zasady te nie prowadzą na ogół do żadnych całkowitych zasad zachowania, nie oznacza to jednak, że nie mają znaczenia fizycznego. Równania (24) dostarczają informacji o ruchu materii, nawet jeśli równania (26) nie są znane. Z równań tych można wyprowadzić równania ruchu cząstek próbnych [19], a także ciał ciężkich [20], [21]. Znacznie poważniejsze wnioski wynikają z niezmienniczości równań pola grawitacyjnego. Najprostszym ogólnie niezmienniczym langrangianem grawitacyjnym jest  $\mathfrak{L}_g = -(1/16\pi)\mathfrak{R}$ , ( $R = R^\alpha_\alpha$ ,  $R_{\alpha\beta} = R^\nu_{\alpha\beta\nu}$ ),  $\mathfrak{G}^{\alpha\beta}$  jest w tym przypadku gęstością tensora Einsteina  $\mathfrak{R}^{\alpha\beta} - \frac{1}{2}g^{\alpha\beta}\mathfrak{R}$ , a równania (25) są równaniami Einsteina. Już w tym najprostszym przypadku równania pola grawitacyjnego są nieliniowe. Nieliniowość równań jest pierwszą niezbyt wygodną konsekwencją ogólnej niezmienniczości. Jako równania pola grawitacyjnego przyjmuje się zawsze równania Einsteina, rozpatrujemy przypadek ogólny jedynie w celu podkreślenia, że konsekwencje ogólnej niezmienniczości nie są związane ze szczególną postacią równań. Z niezmienniczości działania  $W_g$  otrzymujemy metodą Noether tożsamości:

$$\mathfrak{G}^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = 0 \quad (27)$$

zachodzące niezależnie od spełnienia równań (25). W przypadku równań Einsteina tożsamości (27) są tożsamościami Bianchi, których słusność łatwo sprawdzić bezpośrednim rachunkiem. Istnienie tożsamości (27) narzuca na gęstość energii pędu  $\mathfrak{T}^{\alpha\beta}$  warunki  $\mathfrak{T}^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = 0$ . Są to warunki całkowalności równań pola. Te same warunki otrzymaliśmy przedtem z niezmienniczości równań pól fizycznych. Ogólna niezmienniczość równań pól fizycznych jest więc warunkiem dostatecznym zgodności tych równań z niezmienniczymi równaniami grawitacyjnymi. Równania  $\mathfrak{T}^{\alpha\beta}{}_{;\beta} = 0$ , a wraz z nimi równania ruchu, wynikają teraz z równań pola grawitacyjnego. Równania ruchu ciał można także wyprowadzić z równań grawitacyjnych dla próżni ( $\mathfrak{T}^{\alpha\beta} = 0$ ) traktując ciała jako osobliwości pola [22]. Ogólna teoria względności jest jedyną teorią, w której równania ruchu nie muszą i nie mogą być zapostulowane oddzielnie, ponieważ wynikają z równań pola. Same równania pola nie wyznaczają metryki świata w sposób jednoznaczny. Trzeba podać jeszcze odpowiednie warunki gra-

niczne. Problem ten, a szczególnie problem warunków w nieskończoności, napotyka na poważne trudności związane także z ogólną niezmienniczością. Nie znaleziono dotychczas ogólnie niezmienniczych i fizycznie uzasadnionych warunków w nieskończoności zapewniających fizyczną jednoznaczność rozwiązań równań Einsteina. Trudność ta wiąże się bezpośrednio z zagadnieniem promieniowania grawitacyjnego, które nie znalazło dotychczas zadowalającego rozwiązania. Trudności te wykorzystuje Fock jako jeden z argumentów za wyróżnioną rolą układu harmonicznego, w którym można uzyskać jednoznaczność rozwiązań nakładając w nieskończoności warunki wypromieniowania analogiczne do stosowanych w elektrodynamice. Z punktu widzenia ogólnej niezmienniczości rozwiązanie takie jest nie do przyjęcia. Aby uzasadnić przyjmowane przez Focka warunki wypromieniowania, należałoby podać jakieś warunki fizyczne nie związane z żadnym układem, które w układzie harmonicznym redukowałyby się do warunków Focka. Rozwiązując równania Einsteina często korzystamy z warunków ustalających układ współrzędnych. Warunek harmonicznego bywa najczęściej stosowany jako jeden z najwygodniejszych. Warunek harmonicznego odgrywa w ogólnej teorii względności podobną rolę jak warunek Lorentza w elektrodynamice i podobnie jak warunek Lorentza jest pozbawiony znaczenia fizycznego. Gdyby istniały fizyczne kryteria wyróżniające układ harmoniczny lub jakikolwiek inny układ, nie byłoby powodu, aby równania pola grawitacyjnego miały być ogólnie niezmiennicze, tym bardziej że niezmienniczość równań pociąga poważne trudności. Brak fizycznych kryteriów wyboru układu jest podstawą ogólnej niezmienniczości. Wiele miejsca w literaturze zajmuje problem zależności równań ruchu układu ciał od układu współrzędnych. Chodzi tu o równania, z których wyeliminowano pole grawitacyjne przez podstawienie rozwiązań równań Einsteina. Postać tych równań, w których występują już tylko współrzędne ciał, zależy oczywiście od układu. Niektórzy fizycy, jak na przykład Papapetrou [21] i Haywood [23], wiążą z tym faktem nadzieje na doświadczalne wyróżnienie pewnych układów. Naszym zdaniem cały problem polega na zasadniczym nieporozumieniu. Niezależnie od zasady ogólnej niezmienniczości wyniki obserwacji są zawsze niezmiennikami. Zależność tych wyników układu jest nieomylnym sygnałem błędu w obliczeniach. W tym wypadku błąd polega na utożsamianiu ruchu ciał względem układu, czyli ruchu w przestrzeni arytmetycznej, z ruchem obserwowanym za pośrednictwem promieni świetlnych. W celu powiązania ruchu względem układu z ruchem obserwowanym należy zbadać bieg promieni świetlnych między ciałami i obserwatorem. Zmiany układu wpływają jednocześnie na ruch ciał i na bieg promieni (w przestrzeni arytmetycznej) w ten sposób, że

przewidywany wynik obserwacji nie ulega zmianie. Właściwe naświetlenie tego problemu zostało podane w pracy Infelda i Scheideggera [24].

### 5. Rola układu odniesienia. Wyróżnione układy współrzędnych

Jak już powiedzieliśmy, w teorii grawitacji na ogół musimy a w szczególnej teorii względności możemy posługiwać się dowolnymi współrzędnymi krzywoliniowymi. Współrzędne te nie posiadają znaczenia fizycznego (geometrycznego), to znaczy nie stanowią bezpośrednio miary długości odcinków przestrzennych ani odstępów czasowych. Znając same współrzędne dwóch zdarzeń nie można nic powiedzieć o interwale między nimi; do tego potrzebna jest znajomość pola metrycznego. Inaczej jest w układach galileuszowych szczególnej teorii względności — różnice współrzędnych posiadają tutaj geometryczne znaczenie odległości i przedziałów czasu, mierzonych przy pomocy sztywnych prętów i zegarów spoczywających w danym układzie.

Geometryczna interpretowalność współrzędnych jest niewątpliwie zaletą szczególnej teorii względności; nasuwa się więc pytanie, czy takich wyróżnionych współrzędnych nie można wprowadzić w dowolnej czasoprzestrzeni, a jeśli nie, to co o tym decyduje.

Zagadnienie wyboru odpowiednich współrzędnych jest dobrze znane każdemu fizykowi; kieruje on tu się symetrią badanego układu. Na przykład zagadnienie jednego ciała najwygodniej rozwiązuje się we współrzędnych kulistych, a efekt Starka — w parabolicznych. Innego rodzaju analogii dostarcza nam przykład pola elektrostatycznego. Pole to zwykle opisuje się przy pomocy jednej funkcji skalarnej  $\varphi(x^k)$ , posiadającej znaną interpretację energetyczną. Nic jednak nie stoi na przeszkodzie opisywaniu tego pola przy pomocy pełnego czteropotencjału:  $A'_0(x^\nu) = \varphi(x^k) + \chi_{10}$ ,  $A'_k = \chi_{1k}$ . Tracimy jednak w ten sposób bezpośrednią interpretację fizyczną potencjału skalarnego. Istnienie wyróżnionego potencjału w przypadku pola elektrostatycznego jest związane z jego niezmienniczością (symetrią) względem przesunięć wzdłuż osi czasu. Można się więc spodziewać, że istnienie wyróżnionych układów współrzędnych, a co za tym idzie wyróżnionej grupy przekształceń współrzędnych jest związane z symetrią danej czasoprzestrzeni.

Aby wyrobić sobie intuicję na czym taka symetria polega, porównajmy następujące trzy dwuwymiarowe przestrzenie riemannowskie: elipsoidę różnoosiową, elipsoidę obrotową i kulę. Najbardziej symetryczna (jednorodna) jest kula: dopuszcza ona trójparametrową grupę obrotów; wszystkie punkty powierzchni kuli są jednakowo uprzywilejowane. Druga z tych powierzchni dopuszcza jednoparametrową grupę obrotów, a pierwsza jest

zupełnie niejednorodna. Omawiane tu obroty są szczególnym wypadkiem *izometrii*, to jest takich odwzorowań przestrzeni na siebie, które zachowują odległość. W czterowymiarowej przestrzeni pseudoeuklidesowej grupa izometrii jest 10-parametrowa; odpowiada jej 10-parametrowa grupa Lorentza, zachowująca postać metryki. Grupa Lorentza stanowi, jak to podkreśla Fock [3], wyraz maksymalnej jednorodności przestrzeni płaskiej. Głębokie fizyczne znaczenie izometrii uwydatnia się między innymi w tym, że z każdą taką izometrią związane jest pewne prawo zachowania. Jako drugi przykład może posłużyć metryka statyczna. Dopuszcza ona jednoparametrową grupę izometrii (przesunięcia „wzdłuż osi czasu”); w odpowiednio dobranym układzie współrzędnych mamy

$$g_{\alpha\beta,0} = 0, \quad g_{0k} = 0. \quad (28)$$

Za wyróżnione układy współrzędnych można tu uważać wszystkie układy, w których zachodzi (28), a za wyróżnione przekształcenia współrzędnych — takie, które zachowują (28), to znaczy transformacje postaci

$$x'^0 = ax^0 + b, \quad x'^k = x^k(x^t).$$

Wyróżnione w ten sposób współrzędne mają, można to pokazać, częściowo znaczenie fizyczne; są więc one „lepsze” niż dowolne współrzędne krzywoliniowe, w których warunki (28) nie są spełnione.

Istnieją jeszcze inne sytuacje fizyczne, pozwalające na obiektywne wyróżnienie pewnych układów współrzędnych. Jeśli mamy „wyspowy”, odosobniony układ ciał, to możemy przyjąć, że w dużych odległościach od niego metryka jest pseudoeuklidesowa. Mówiąc niezbyt ściśle oznacza to, że istnieją układy współrzędnych, w których  $g_{\mu\nu} \rightarrow \eta_{\mu\nu}$  w nieskończoności przestrzennej. W takim wypadku można uważać za wyróżnione właśnie te układy współrzędnych, w których metryka jest asymptotycznie galileuszowa. Z praw zachowania<sup>2</sup>  $(\mathfrak{E}_\mu^\nu + t_\mu^\nu)_{,\nu} = 0$  wynika, że cztery wielkości

$$\int_{\infty} (\mathfrak{E}_\mu^0 + t_\mu^0) d_{(3)}x \quad (29)$$

obliczone w pewnym wyróżnionym układzie są stałe w czasie. Nie zmieniają się one przy takich przekształceniach układu współrzędnych, które w nieskończoności przestrzennej dostatecznie mało różnią się od przekształcenia tożsamościowego; względem transformacji afinicznych zachowują się one jak współrzędne wektora. Ograniczając się do współrzędnych galileuszowych w nieskończoności możemy więc wprowadzić dla układu odosobnionego wektor całkowitego pędu i energii. Całki (29) obliczone w dowolnym układzie współrzędnych są na ogół rozbieżne.

<sup>2</sup>  $t_\mu^\nu$  oznacza tu tzw. pseudotensor energii-pędu pola grawitacyjnego.

Jeśli czasoprzestrzeń o asymptotyce euklidesowej posiada pewną symetrię, to wygodnie jest za wyróżnione układy współrzędnych przyjąć te, które równocześnie uwzględniają tę symetrię oraz zachowanie się metryki w nieskończoności (przykład: pole Schwarzschilda). Jeśli natomiast czasoprzestrzeń jest, poza nieskończonością przestrzenną, zupełnie niejednorodna, wszystkie układy współrzędnych, w których  $g_{\alpha\beta} \rightarrow \eta_{\alpha\beta}$  są fizycznie jednakowo uprzywilejowane.

Odmienne stanowisko w tej sprawie zajmuje Fock. Uważa on, że dla wyspowych rozkładów materii fizycznie (obiektywnie) wyróżnione są tak zwane współrzędne harmoniczne, spełniające

$$\square x^\alpha \equiv (\sqrt{-g} g^{\alpha\beta})_{,\beta} / \sqrt{-g} \equiv -g^{\mu\nu} \left\{ \begin{matrix} \alpha \\ \mu\nu \end{matrix} \right\} = 0. \quad (30)$$

Mówiąc dokładniej Fock nakłada na rozwiązanie równań pola (25) żądanie znikania w nieskończoności ( $\varphi$  oznacza dowolną składową różnicy  $g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}$ ):

$$|\varphi| < M/r, \quad \text{dla dużych } r, \quad (31)$$

oraz warunki wypromieniowania (Sommerfelda):

$$\lim_{r \rightarrow \infty} (\partial(r\varphi)/\partial r + \partial(r\varphi)/\partial x^0) = 0. \quad (32)$$

Wyróżnione są teraz te spośród układów spełniających warunek de Dondera (30), w których metryka posiadała własności wyrażone wzorami (31) i (32). Streścimy pokrótce argumenty przedstawione na poparcie twierdzenia o wyróżnionej roli współrzędnych harmonicznych.

1° Fock szkicuje dowód tego, że warunki (30) oraz (31) i (32) zapewniają jednoznaczność rozwiązania równań Einsteina i wyznaczają układ współrzędnych z dokładnością do liniowego przekształcenia pseudoortogonalnego, które nazywa on przekształceniem Lorentza.

2° Równania Einsteina upraszczają się, gdy zastosować warunki (30). Drugie pochodne  $g_{\alpha\beta}^{\dots}$  występujące w  $R^{\mu\nu}$  zbierają się w „formalny d'alambertjan”:  $R^{\mu\nu} = -\frac{1}{2} g^{\alpha\beta} g^{\mu\nu, \alpha\beta} +$  wyrażenie bez drugich pochodnych.

3° Współrzędne harmoniczne, i tylko one, pozwalają na odróżnienie „prawdziwych” pól grawitacyjnych, wywołanych materią zakrzywiającą przestrzeń od pól „pozornych”, związanych ze stosowaniem krzywoliniowych, nieinercjalnych układów współrzędnych.

4° Rezygnując z wyróżnionej roli współrzędnych harmonicznych stajemy rzekomo na stanowisku równoważności układów Kopernika i Ptolemeusza.

Polemizując z Fockiem wygodnie jest posłużyć się analogią z elektrodynamiką. Warunek de Dondera  $(\sqrt{-g} g^{\alpha\beta})_{,\beta} = 0$  jest odpowiednikiem warunku Lorentza  $A^\alpha_{,\alpha} = 0$  (analogia jest dość głę-

boka). Warunek Lorentza pozwala na zapisanie równań Maxwella w postaci  $\square A^\alpha = 0$ . Warunek Lorentza, podobnie jak (30) w odniesieniu do równań Einsteina, zapewnia jednoznaczność rozwiązania równań Maxwella, jeśli na potencjał nałożyć warunki (31), (32). Dalej, trudno zgodzić się z Fockiem, który uważa, że rozpatrywane przez niego liniowe, pseudoortogonalne przekształcenia współrzędnych harmonicznym (na ogół „krzywoliniowych”) stanowią uogólnienie transformacji Lorentza szczególnej teorii względności. Te ostatnie mają charakter geometryczny (fizyczny), którego wyrazem jest niezmienniczość postaci tensora metrycznego względem tych transformacji. Własności tej nie posiadają przekształcenia, które Fock nazywa transformacjami Lorentza; tensor metryczny ma różną postać w różnych układach harmonicznym połączonych między sobą liniowymi przekształceniami pseudoortogonalnymi.

O tak zwanych pozornym i prawdziwym polach grawitacyjnych mówiliśmy już w związku z zasadą równoważności. Ostatni z przytoczonych tu argumentów Focka był przedmiotem ożywionej polemiki [3], [25]—[28]. Bezpodstawność zarzutu Focka została wykazana przez Infelda [27]. Masa Słońca jest tak duża, że planety można uważać za cząstki próbne poruszające się w polu schwarzschildowskim wytwarzanym przez Słońce. Pole to jest euklidesowe w nieskończoności, statyczne i kulistosymetryczne; fizycznie wyróżnione są te wszystkie układy współrzędnych, które uwzględniają powyższe własności pola grawitacyjnego Słońca. Wszystkie te układy współrzędnych można nazwać „kopernikańskimi”. Układ geocentryczny Ptolomeusza, w którym Słońce porusza się,  $g_{0k} \neq 0$ , a metryka w nieskończoności nie jest galileuszowa, oczywiście nie należy do klasy układów wyróżnionych.

Różnicę między poglądami Focka i naszymi można zilustrować na następującym prostym przykładzie.

Weźmy pola Schwarzschilda w trzech różnych układach współrzędnych:

$$(a) \quad ds^2 = \left( \frac{r - m/2}{r + m/2} \right)^2 (dx^0)^2 - \left( 1 + \frac{m}{2r} \right)^4 \delta_{ik} dx^i dx^k \quad (\text{współrzędne izotropowe}),$$

$$(b) \quad ds^2 = \frac{r - m}{r + m} (dx^0)^2 - \left( 1 + \frac{m}{r} \right)^3 \sum_{i,k} \left[ \frac{m^2 x^i x^k}{r^2 (r^2 - m^2)} + \delta^{ik} \right] dx^i dx^k \quad (\text{współ-}$$

rzędne harmoniczne),

(γ)  $ds^2$ , które otrzymujemy z (β) przy pomocy „przekształcenia Lorentza”:

$$x'^1 = (x^1 - \beta x^0) / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad x'^0 = (x^0 - \beta x^1) / \sqrt{1 - \beta^2}, \quad x'^2 = x^2, \quad x'^3 = x^3.$$



Według Focka wyróżnione są układy współrzędnych, w których metryka ma postać  $(\beta)$  lub  $(\gamma)$ ; według nas układy  $(\alpha)$  i  $(\beta)$  są równie dobre, natomiast układ  $(\gamma)$  jest mniej wygodny (metryka zależy od  $x^0$ ).

Reasumując, narzucanie na układ warunku de Dondera jest często równie wygodne jak normowanie potencjału elektromagnetycznego przy pomocy warunku Lorentza, ale i równie pozbawione znaczenia fizycznego.

#### Literatura

1. A. Einstein, *Autobiographisches* w zbiorze *Albert Einstein, Philosophers-Scientist*, The Library of Living Philosophers, wyd. 2, New York 1951.
2. L. Infeld, *Moje wspomnienia o Einsteinie*, Warszawa 1956.
3. В. А. Фок, *Теория пространства, времени и тяготения*, Москва 1955.
4. A. Einstein, *Jahrb. f. Rad. u. EL*, **4**, 411 (1907).
5. A. Einstein, *Ann. Phys.* **38**, 355, 443 (1912).
6. A. Einstein u. M. Grossmann, *Ztschr. Math. Phys.* **63**, 215 (1914).
7. A. Einstein, *Sitzb. Preuss. Ak. Wiss.*, 1030 (1914).
8. A. Einstein, *Ann. Phys.* **49**, 769 (1916).
9. J. A. Schouten, *Ricci-Calculus*, wyd. 2, Berlin 1954.
10. F. Klein, *Math. Ann.* **43**, 63 (1893).
11. E. Noether, *Nachr. Ges. Göttingen*, 235 (1918).
12. E. L. Hill, *Rev. Mod. Phys.* **23**, 253 (1951).
13. A. Einstein, *Ann. Phys.* **55**, 241 (1918).
14. A. Einstein, *Ann. Phys.* **35**, 898 (1911).
15. F. Kottler, *Wien. Ber.* **122**, 1659 (1912).
16. A. Einstein, *The Meaning of Relativity*, wyd. 4, Princeton 1953.
17. F. J. Belinfante, *Physica* **7**, 449 (1940).
18. E. M. Corson, *Introduction to Tensors, Spinors and Relativistic Wave-Equations*, London 1954.
19. A. Papapetrou, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **209**, 248 (1951).
20. L. Infeld, *Acta Phys. Polon.* **13**, 187 (1954).
21. A. Papapetrou, *Proc. Phys. Soc. A* **64**, 57 i 302 (1951).
22. A. Einstein, L. Infeld, B. Hoffmann, *Ann. Math.* **39**, 65 (1938).
23. J. H. Haywood, *Proc. Phys. Soc. A* **65**, 170 (1952).
24. L. Infeld, A. E. Scheidegger, *Can. J. Math.* **3**, 195 (1951).
25. V. A. Fock, *Myśl Filozof.* Nr 4 (10), 162 (1953).
26. V. A. Fock, artykuł w zbiorze *Миколай Коперник*, Москва 1947.
27. L. Infeld, *Myśl Filozof.* Nr 1 (11), 70 (1954).
28. V. A. Fock, artykuł w zbiorze *Materiały z konferencji Fizyków w Spale*, Warszawa 1954.

Maciej Suffczyński

Institut Fizyki PAN

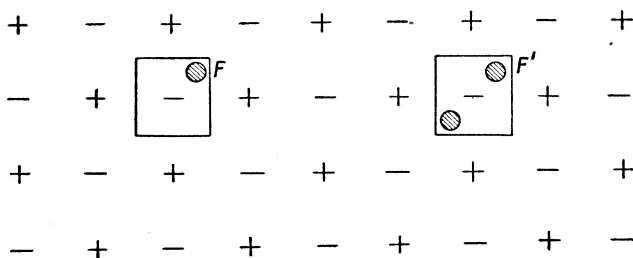
## Rezonans spinowy elektronowy w centrach V

### Wstęp

Wśród różnych metod, jakimi bada się centra barwne w halogenkach alkalicznych, bardzo interesujących informacji może dostarczyć rezonans spinu elektronowego. Metoda oparta na zasadzie tego rezonansu została zastosowana w roku 1949 do badania centrów  $F$  przez Hutschisona [1] i przez Kipa, Kittela i współpracowników [2] [3]. Niedawno zastosował ją W. Känzig [4] [5] do badania centrów  $V$ .

### Centra $F$ i centra $V$

W kryształach halogenków alkalicznych centrum  $F$  to elektron uwięziony w pobliżu defektu jonu halogenu. Centrum  $F'$  powstaje z centrum  $F$  przez dodanie drugiego elektronu do centrum  $F$ . Schematycznie centra te przedstawia rys. 1.



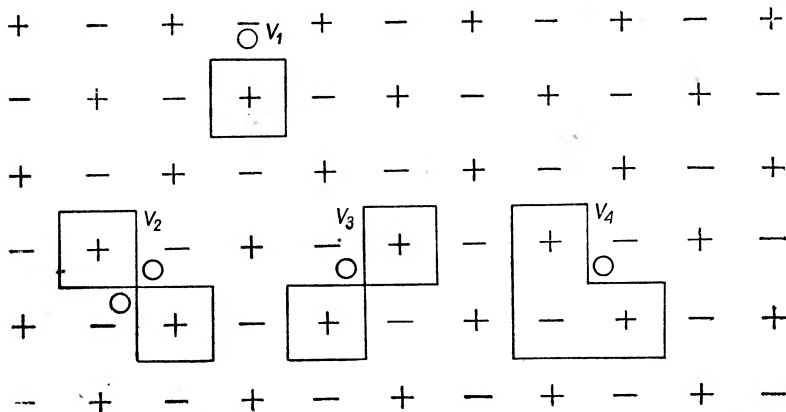
Rys. 1. Schemat centrów  $F$  i  $F'$

Centrum  $V_1$  jest według Seitz'a [6] antyanalogonem centrum  $F$ . Jest to dziura (brak elektronu) plus defekt dodatniego jonu. Schematycznie centrum to przedstawione jest na rys. 2, gdzie zaznaczone są także schematy centrów  $V_2$ ,  $V_3$  i  $V_4$ .

Centra  $V$  wytwarza się w kryształach halogenków alkalicznych naświetlając je promieniami rentgenowskimi w temperaturze ciekłego azotu.

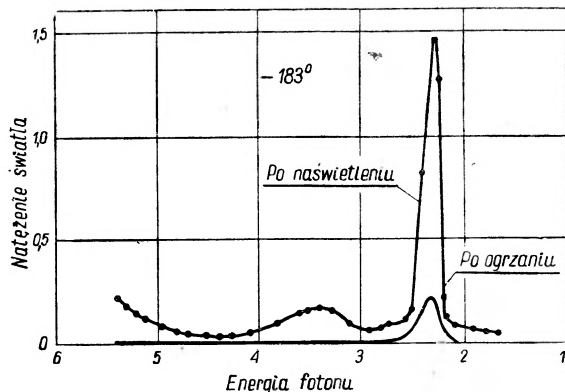


D. Dutton i R. Maurer [7] na przykład naświetlali kryształy KCl i KBr w kriostacie z ciekłym azotem utrzymującym temperaturę  $-183^{\circ}\text{C}$  promieniami X o energii 50 kV. Obserwowali oni w widmie absorpcyjnym kryształu oprócz maksimów odpowiadających centrom  $F$  (energia fotonu



Rys. 2. Schemat centrów  $V_1, V_2, V_3, V_4$  proponowany przez F. Seitz'a

około 2 eV w KBr) maksima odpowiadające centrom  $V_1$  (energia 3eV) oraz  $V_2, V_3, V_4$  (5 eV), zob. rys. 3, 4. Dane o położeniu maksimum absorpcji i o szerokości połówkowej pasm  $V$  zawiera tabela 1.

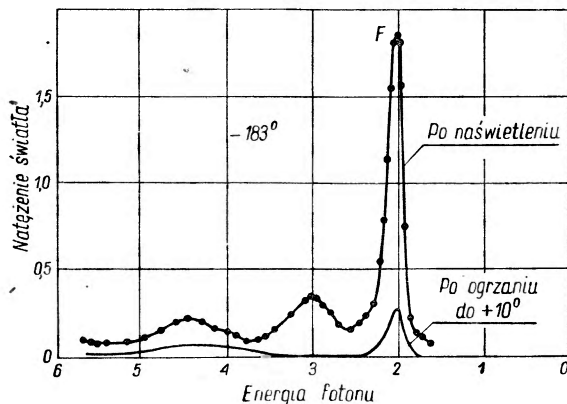


Rys. 3. Widmo absorpcji w KBr w temp.  $-183^{\circ}\text{C}$  wg pracy Duttona i Maurera

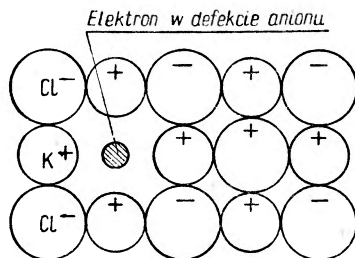
W centrach  $F$ , które są elektronami uwięzionymi przy defekcie jonu alkalicznego, rezonans spinowy dostarczył dowodu, że elektron przebywa jako elektron walencyjny pomiędzy sześcioma jonami alkalicznymi otaczającymi defekt, zob. rys. 5.

Oddziaływanie nadsubtelne tego elektronu z jądrami alkalicznymi jest słabe i nie daje się całkowicie rozszczepić przy pomocy zwykłych technik rezonansu paramagnetycznego. Spiny sześciu jonów alkalicznych mogą ustawiać się w różnych położeniach. Na przykład jądra potasu  $^{39}\text{K}$  i  $^{41}\text{K}$

mają spiny  $3/2$ , a więc cztery możliwości ustawienia. Wobec tego istnieje  $4^6 = 4096$  możliwych usta-



Rys. 4. Widmo absorpcji w KCl w temp.  $-183^{\circ}\text{C}$  wg pracy Duttona i Maurera



Rys. 5. Przekrój centrum F otoczonego przez atomy alkaliczne

wień na sześciu węzłach alkalicznych. Linie rezonansu mają kształt gaussowski odpowiadający gaussowskiemu rozkładowi całkowitego spinu jąder w sześciu węzłach.

Tabela 1

Położenie pasm V w KCl i KBr w angströmach A i w elektronowoltach eV oraz ich szerokości półówkowe

	$V_1$	$V_2$	$V_3$	$V_4$
KCl	3500	2300	2120	2540 Å
	3,48	5,37	5,83	4,87 eV
	0,73	0,5	0,35	eV szerokość
KBr	4100	2650	2310	2750 Å
	3,02	4,67	5,25	4,50 eV
	0,7	0,6	0,45	0,4 eV szerokość

Szczególnie interesująca sytuacja nadarza się przy centrach V. Jeśli są to dziury uwięzione w normalnie zapełnionych powłokach jonów halogenów, to dzięki znacznemu zlokalizowaniu dziury nadsubtelne współdziałanie dziury z jądrem jonu da się łatwiej rozszczepić.

## 2. Obserwacja

### Tworzenie centrów

Centra  $V$  dają rezonans spinowy, jeżeli czyste pojedyncze kryształy halogenków alkalicznych naświetla się promieniami  $X$  w temperaturze ciekłego azotu. Temperatura wrzenia azotu wynosi  $-195,8^{\circ}\text{C}$ . Kryształy utrzymuje się w temperaturze ciekłego azotu po naświetleniu. Widmo rezonansu nie pojawia się, jeśli np. kryształy naświetla się w temperaturze pokojowej, a następnie oziębia do temperatury ciekłego azotu. Rezonans pochodzi więc nie z centrów, które dają pasma optyczne absorpcji  $V_2$ ,  $V_3$ , bo pasma te są najważniejszymi pasmami, jakie powstają przy naświetlaniu  $X$  w temperaturze pokojowej. Raczej przypuszczać należy, i w dalszym ciągu podamy jeszcze argumenty na to, że rezonans pochodzi z centrów dających pasmo  $V_1$ . Pasma  $V_1$  jest najważniejszym pasmem  $V$  wywoływanym naświetlaniem  $X$  w temperaturze ciekłego azotu. Naświetlone promieniami  $X$  kryształy tracą widmo rezonansu po ogrzaniu do temperatury  $130^{\circ}\text{K}$  dla  $\text{KCl}$  i  $120^{\circ}$  dla  $\text{KBr}$ , a więc tej właśnie temperatury, przy której pasmo  $V_1$  znika termicznie.

Wartości graniczne długości fal widma absorpcji optycznej pasma  $V_1$  wypadają pomiędzy górną i dolną wartością, jaką można wywnioskować z widma rezonansu spinu elektronowego.

W  $\text{KCl}$  z zanieczyszczeniem  $\text{Tl}$  (około  $0,1\%$  molowego  $\text{Tl}$ ) otrzymuje się taki sam rezonans paramagnetyczny jak w  $\text{KCl}$  czystym (Harshaw Chemical Co.), z tym tylko, że  $\text{KCl Tl}$  płowieje termicznie przy  $205^{\circ}\text{K}$  oraz tempo produkcji  $V$  — centrów przy danym natężeniu promieni  $X$  jest 1000 razy większe niż w  $\text{KCl}$  czystym. To wielkie tempo produkcji świadczy według *K ä n z i g a* o tym, że tworzenie centrów  $V$  nie jest związane z tworzeniem defektów. *K ä n z i g* podkreśla zatem, że uwieczniona dziura nie jest związana z defektem. Prawdopodobnie w  $\text{KCl Tl}$  jony  $\text{Tl}^+$  dają pułapki dla elektronów utrudniając rekombinację ich z dziurami.

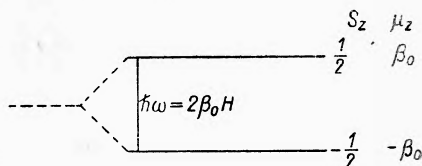
W czystym  $\text{KCl}$  rekombinacja utrudnia obfite tworzenie centrów  $V$ , promienie  $X$  muszą najpierw utworzyć pułapki elektronowe, np. defekty halogenów. Zresztą sprawa, gdzie właściwie utrzymywane są elektrony, których brak w centrach  $V$ , nie jest zupełnie wyświetlona.

Wyższa temperatura płowienia w  $\text{KCl TL}$  ( $205^{\circ}\text{K}$ ) niż w  $\text{KCl}$  ( $130^{\circ}\text{K}$ ) wskazuje na to, że płowienie centrów  $V$  w  $\text{KCl}$  spowodowane jest nie termiczną nietrwałością centrów  $V$ , a raczej rekombinacją dziury z elektronem uwolnionym z jakiejś pułapki, która to pułapka jest nietrwała w temperaturze  $130^{\circ}\text{K}$ . Rzeczywiście *Dutton* i *Maurer* [7] obserwowali równoczesne wyzwolenie ładunku i płowienie optycznego pasma  $V_1$  w temperaturze  $130^{\circ}\text{K}$ .

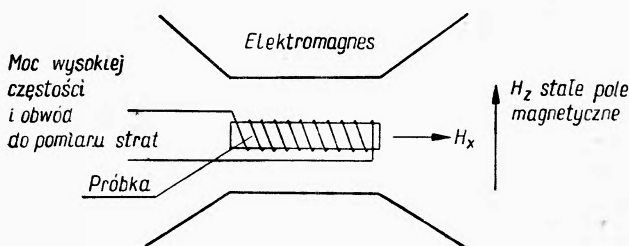
### Obserwacja rezonansu spinowego

Obserwacje rezonansu spinu elektronowego prowadzi się wyznaczając absorpcję sygnału mikrofalowego w kryształach ustawionych w polu stałym magnetycznym. Przejścia elektronu między stanami w spinie  $S_z = +\frac{1}{2}$  i  $S_z = -\frac{1}{2}$  połączone z absorpcją kwantu promieniowania dają linię rezonansową, zob. rys. 6 i rys. 7.

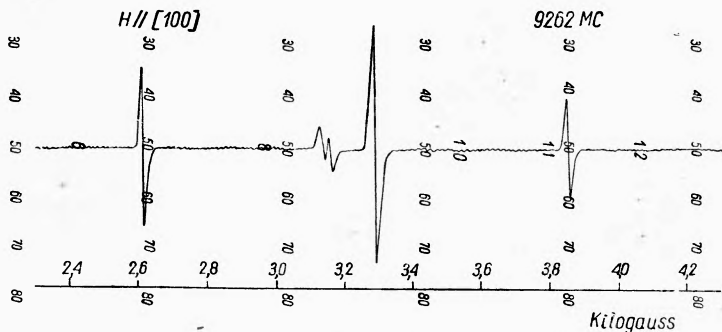
Współczynnik gyromagnetyczny elektronu jest  $g_0\beta_0 = 2,8 \cdot 10^6 \text{ sek}^{-1} \text{ gauss}^{-1}$ .  $\beta_0$  jest magnetonem Bohra, zaś  $g_0$  jest czynnikiem Landego = 2 dla swobodnego elektronu. Zatem w polu magnetycznym  $H = 3 \cdot 10^3$  gaussów częstość rezonansu wypada przy  $9 \cdot 10^9 \text{ sek}^{-1}$ . Dla obserwacji rezonansu w praktyce używa się stałej częstości mikrofalowej, np. odpowiadającej długości fali 3 cm i zmienia się powoli natężenie pola



Rys. 6. Rozszczepienie poziomów energii elektronu o spinie  $S$  w polu magnetycznym  $H$  skierowanym wzdłuż osi  $z$ .

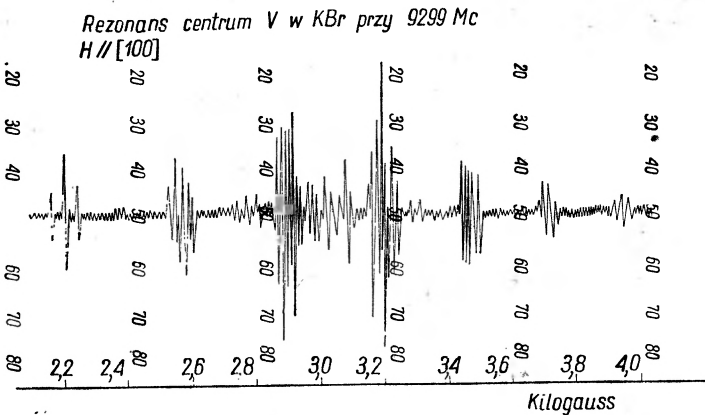
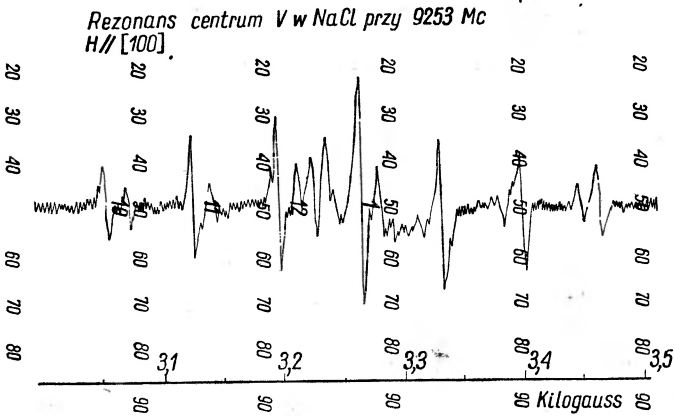
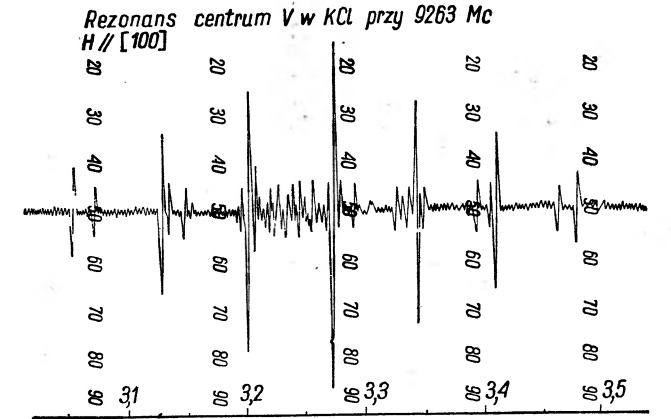


Rys. 7. Schemat aparatury do obserwacji rezonansu spinowego

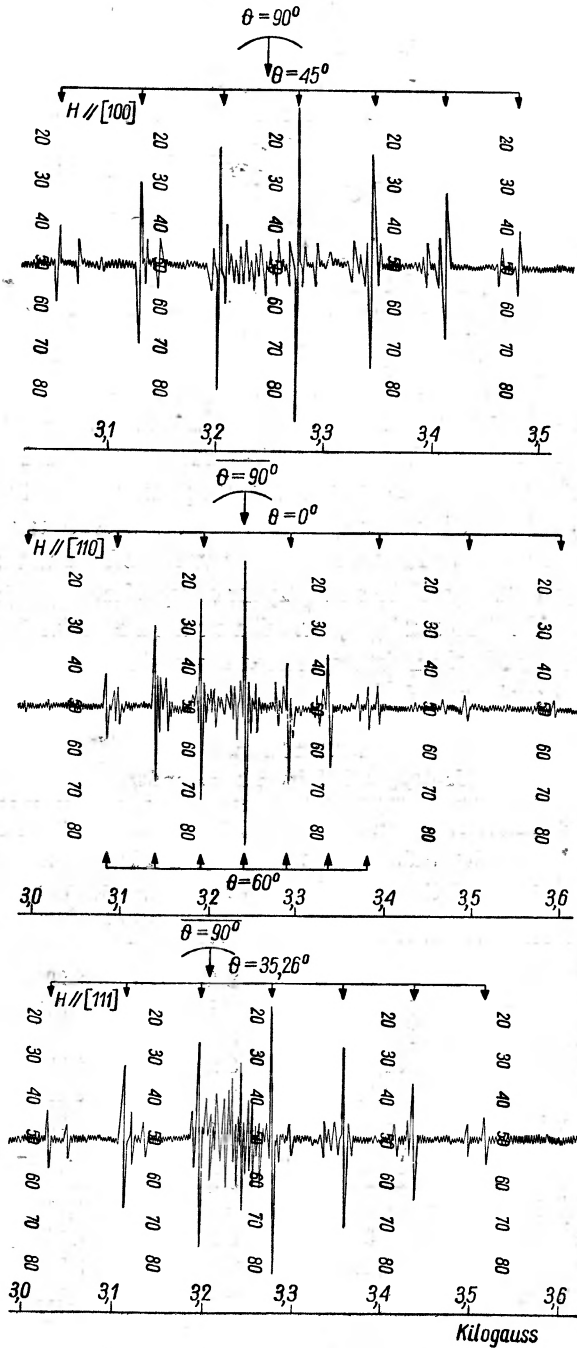


Rys. 8. Widmo rezonansu spinu elektronowego obserwowanego w LiF. Aparatura rejestruje pierwszą pochodną absorpcji względem natężenia pola magnetycznego

magnetycznego przechodząc przez maksimum absorpcji. Bezpośrednio aparatura wyznacza pierwszą pochodną krzywej absorpcji po natężeniu pola magnetycznego, zob. rys. 8, 9.



Rys. 9(a). Widmo rezonansu w KCl, w NaCl i w KBr



Rys. 9(b). Anizotropia współdziałania nadsubtelnego w KCl. Strzałki oznaczają widma molekuly  $^{35}\text{Cl}_2$

## Widmo rezonansu

Weźmy najprostsze widmo rezonansu spinu elektronowego, jakie otrzymuje się we fluorku litu LiF, rys. 8 [5]. Podstawowe widmo składa się z trzech linii o stosunku natężeń 1 : 2 : 1. To od razu prowadzi do wniosku, że dziura albo elektron współdziała jednakowo z dwoma równoważnymi jądrami  $^{19}\text{F}$  o spinie 1/2, bo wypadkowa magnetyczna liczba kwantowa  $m_I = m_{I1} + m_{I2}$  dwu tych jąder przyjmuje wartości 1,0, -1 z prawdopodobieństwami w stosunku 1 : 2 : 1.

Widmo w KCl (rys. 9) [5] ma siedem linii o stosunku natężeń 1 : 2 : 3 : 4 : 3 : 2 : 1. Oba izotopy  $^{35}\text{Cl}$  i  $^{37}\text{Cl}$  i oba  $^{39}\text{K}$  i  $^{41}\text{K}$  mają spin 3/2, więc  $m_I$  może przyjmować wartości 3, 2, 1, 0, -1, -2, -3 z prawdopodobieństwami 1 : 2 : 3 : 4 : 3 : 2 : 1. Aby rozstrzygnąć, czy dziura współdziała z Cl, czy z K, trzeba wykonać doświadczenie z NaCl i KBr. Widma NaCl i KCl są takie same (rys. 9), tyle tylko, że szerokości linii w NaCl są większe, bo  $^{23}\text{Na}$  ma duży moment magnetyczny, zob. tabelę 2. Wobec tego dziura współdziała z jonami halogenów. Dlatego też możliwość, że jest to elektron a nie dziura, jest mało prawdopodobna. Trudno bowiem przypuścić, żeby ujemny elektron trzymał się ujemnego jonu halogenu. Tak więc według W. Känziga, T. Castnera i T. O. Woodruffa [5] mamy do czynienia z dziurą związaną wokół pary jonów halogenu, inaczej mówiąc z molekułą jonową halogen $^-_2$ .

Tabela 2  
Izotopy alkaliów i halogenów

1	2	3	4
Izotop	Naturalna częstość występowania w %	Spin	Moment magnetyczny w magnetonach jądrowych
$^7\text{Li}$	92,6	3/2	3,25
$^{19}\text{F}$	100	1/2	2,622
$^{23}\text{Na}$	100	3/2	2,217
$^{39}\text{K}$	93,08	3/2	0,391
$^{41}\text{K}$	6,91	3/2	0,215
natur. K	—	—	0,382
$^{35}\text{Cl}$	75,4	3/2	0,822
$^{37}\text{Cl}$	24,6	3/2	0,684
natur. Cl	—	—	0,790
$^{79}\text{Br}$	50,52	3/2	2,11
$^{81}\text{Br}$	49,48	3/2	2,27
natur. Br	—	—	2,189

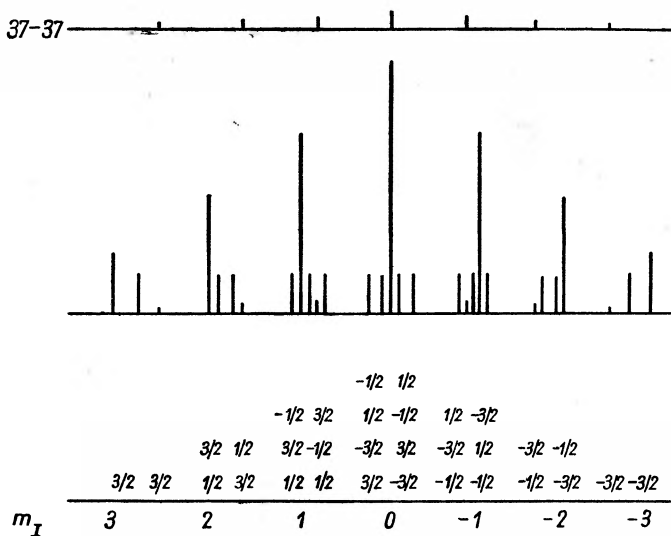
Przechodząc od chlorków do bromków widzimy znaczną zmianę widma. Izotopy  $^{79}\text{Br}$  i  $^{81}\text{Br}$  mają spin 3/2, ale momenty magnetyczne są dużo

większe niż Cl, dają więc większe rozszczepienie nadsubtelne. Duże są tu także efekty drugiego rzędu i kwadrupolowe, ale w każdym razie siedem grup linii można rozpoznać.

### Efekty izotopowe

Występowanie dwóch izotopów halogenów z porównywalną częstością umożliwia jednoznaczne przypisanie widm właśnie halogenom a nie jonom alkalicznym. Rozpatrzmy chlorki: w przyrodzie występuje  $\frac{3}{4}$   $^{35}\text{Cl}$  i  $\frac{1}{4}$   $^{37}\text{Cl}$ . Mamy więc trzy typy jonów molekularnych  $^{35}\text{Cl} - ^{35}\text{Cl}$ ,  $^{35}\text{Cl} - ^{37}\text{Cl}$ ,  $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Cl}$  z częstościami występowania  $\frac{9}{16}$ ,  $\frac{6}{16}$ ,  $\frac{1}{16}$ .

W widmie na rys. 10 siedem najsilniejszych linii odpowiada molekułom  $^{35}\text{Cl} - ^{35}\text{Cl}$ .



Rys. 10(a). Schemat widma rezonansu w KCl

Widmo molekuł  $^{35}\text{Cl} - ^{37}\text{Cl}$  jest różne, ponieważ dwa jądra nie są tu równoważne nie ma degeneracji i zamiast jednej linii o natężeniu  $n$  razy większym obserwuje się  $n$  linii o jednakowym natężeniu.

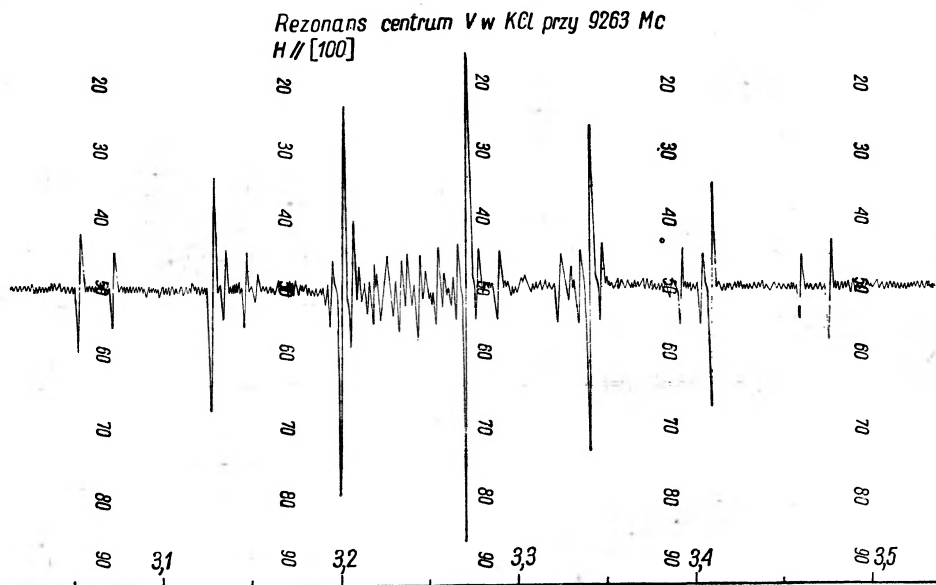
Widmo molekuł  $^{37}\text{Cl} - ^{37}\text{Cl}$  jest znowu takie jak  $^{35}\text{Cl} - ^{35}\text{Cl}$ . Położenie linii izotopowych zgadza się z momentami magnetycznymi izotopów, a natężenie z względną częstością występowania izotopów.

### Orientacja molekuly

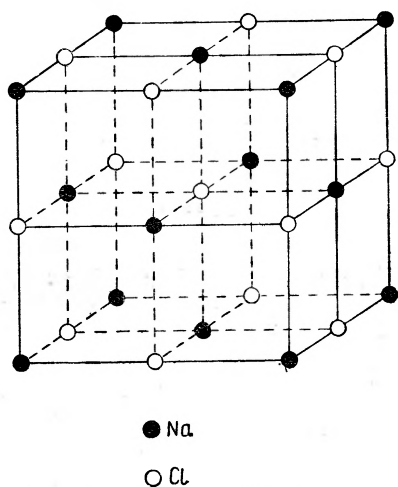
Halogenki alkaliczne krystalizują się w siatce o strukturze NaCl, rys. 11. Nasze molekuly jonowe halogen<sub>2</sub>, które nazywać będziemy czasem dla skrótowania molekułami V, mają z dobrym przybliżeniem symetrię osio-



wą. W kryształach typu NaCl oś takiej molekuly pokrywać się będzie z osią [110] kryształu. Sześć równoważnych osi [110] będzie jednakowo zapełnio-

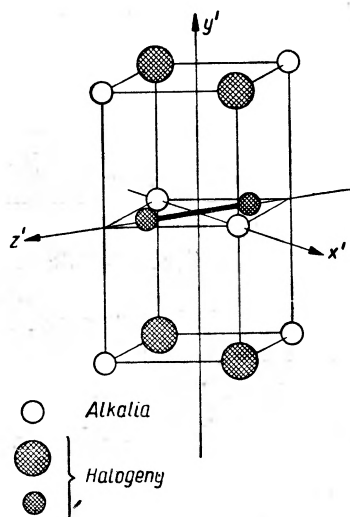


Rys. 10(b). Widmo rezonansu w KCl



Rys. 11. Schemat siatki kryształu NaCl.

Białe kółka oznaczają jony Cl, czarne jony Na



Rys. 12. Schemat molekuly halogen<sub>2</sub> w siatce kryształu NaCl

ne molekulami V. Należy się spodziewać, że w molekule jonowej centra będą ściągnięte znacznie ku sobie z zachowaniem symetrii względem

środką ciężkości, zob. rys. 12. Rzut oka na tabelkę 3 poucza nas, że w każdym razie odstęp między halogenami w kryształach czystych halogenków alkalicznych jest dużo większy niż w molekułach swobodnych.

Tabela 3  
Odległości halogenów w Å

Li F	2,84	NaCl	3,96	KCl	4,44	KBr	4,51
F <sub>2</sub>	1,46	Cl <sub>2</sub>	2,00			Br <sub>2</sub>	2,28

Zastanowić się jeszcze można, czy nie należałoby brać pod uwagę możliwości rezonansu wiązania molekularnego pomiędzy dwiema równoważnymi osiami [110]. Częstość przejść między takimi dwiema osiami wyznaczona byłaby przez masę jąder, a że łączyłaby się z dezintegracją jonu molekularnego, wymagałaby energii aktywacji 1eV, byłaby więc rzędu  $10^{-50}$  sek<sup>-1</sup>. Molekuła jonowa osiowo symetryczna ustawiona jest zatem wzdłuż kierunku [110] kryształu. Nadształne rozszczepienie zależy oczywiście od kąta  $\Theta$  kierunku pola magnetycznego względem osi molekuly. Dla każdej orientacji kryształu względem pola otrzymuje się co najmniej dwa widma rezonansu. Jeżeli np. pole skierowane jest wzdłuż osi [100] osie  $\frac{2}{3}$  molekuł jonowych tworzą kąt  $\Theta = 45^\circ$  z polem a  $\frac{1}{3}$  tworzy kąt  $\Theta = 90^\circ$ . W tabeli 4 podane są trzy najprostsze orientacje kryształu względem pola. Gdy pole jest równoległe do kierunku [111], natężenie względne widma  $\Theta = 90^\circ$  jest największe. Widmo to nie jest dokładnym odpowiednikiem widm dla mniejszych kątów  $\Theta$ , a to dlatego, że efekty drugiego rzędu stają się duże, gdy kąt  $\Theta$  zbliża się do  $90^\circ$ . Np. w LiF widmo  $90^\circ$  składa się z czterech linii; dwie z nich są po stronie małych pól w stosunku do środka widma, a dwie zlewają się ze środkiem widma  $45^\circ$ .

Tabela 4  
Orientacja pola i osi kryształu

Kierunek pola	Kąt osi molekuly z kierunkiem pola	Liczba molekuł	Liczba względna
[100]	45°	4	2/3
	90°	2	1/3
[110]	0°	1	1/6
	90°	1	1/6
	60°	4	2/3
[111]	35,26°	3	1/2
	90°	3	1/2

Dla KCl i NaCl zaobserwowane widma przy  $\Theta < 75^\circ$  można opisać formułą empiryczną kształtu

$$H - H_0 = A_1(\Theta) m_l + A_2(\Theta) m_l^3 + A_3(\Theta) m_l^3 + A_4(\Theta) m_l^4$$

stałe  $A_i$  podane są w tabeli 5 dla KCl.

Tabela 5  
Współczynniki  $A_i$  w gaussach dla KCl przy częstotliwości  
9,26 kMc.

Kierunek pola $H$	Kąt $\Theta$	$A_1$ $\pm 0,03$	$A_2$ $\pm 0,01$	$A_3$ $\pm 0,003$	$A_4$ $\pm 0,001$
[110]	0°	101,39	0	0	0
[111]	35,26°	81,79	0,527	0,013	-0,004
[100]	45°	70,67	0,751	0,008	-0,002
[110]	60°	49,91	1,163	0,048	-0,015

#### Szerokość linii

Pole kryształu ma symetrię ortorombową wokół osi molekuly  $z'$  i trzy osie  $x'$   $y'$   $z'$  nie są równoważne. Daje to powód do rozszczepienia poziomów struktury nadsubtelnej.

Największy przyczynek do szerokości linii daje nadsubtelne współdziałanie z jądrami otaczającymi centrum  $V$ . Przekonuje nas o tym porównanie widm KCl i NaCl: funkcje falowe dziury centrum  $V$  w KCl i w NaCl są prawie identyczne. Większy moment magnetyczny jądra Na i mniejsza stała siatki powodują jednak, że szerokość linii w NaCl jest większa. Przyczynek do szerokości pochodzący od otaczających jąder alkaliów jest porównywalny z przyczynkiem od otaczających jąder halogenów.

Mały przyczynek do szerokości pochodzi od struktury mozaikowej kryształu, ponieważ nadsubtelne rozszczepienie zależy bardzo wyraźnie od orientacji kryształu w polu magnetycznym. Rozrzut kątowy mozaik nie wpływa na wszystkie linie w taki sam sposób. Np. w chlorkach linie  $m_l = 2, 1, 0$  są mało czułe, rozrzut kątowy  $0, 1^\circ$  poszerza je o 0,05 gaussa, natomiast linie  $m_l = -2, -3$  rozrzut ten poszerza o 0,3 gaussa.

Ocenia się, że błąd ustawienia kryształu w polu magnetycznym nie przekracza  $0,05^\circ$ . Ustawienie to osiągnano minimalizując szerokość tych linii, które rozszczepiają się najbardziej przy małych zmianach kątowych. Wane jest, że oś molekuly  $V$  zgadza się w granicach tego samego błędu kąтового z osią [110] kryształu, co świadczy o tym, że centra  $V$  nie są związane z dyzlokacjami czy też niedoskonałościami kryształu.

Dokładne badanie linii przy dużej sile rozdzielczej wykazało, że mają one kształt gaussowski, czyli są superpozycją linii pojedynczych kształtu lorentzowskiego.

Szerokość linii z uwzględnieniem poprawek na strukturę mozaikową kryształu i błędów w zorientowaniu kryształu podane są w tabeli 6. Przez

Tabela 6  
Szerokość linii w gaussach

LiF	NaCl	KCl	KBr
12,3	4,5	1,35	2,8

szerokość rozumie się odstęp między punktami o największym spadku linii absorpcji.

### 3. Interpretacja

#### Hamiltonian

Hamiltonian elektronu w polu kryształu, polu obu jąder 1 i 2 i polu magnetycznym  $H$  można napisać w postaci

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & \mathcal{H}_{atom} + V_{cryst} + \lambda \vec{L} \cdot \vec{S} - \vec{\mu}_L \cdot \vec{H} - \vec{\mu}_S \cdot \vec{H} \\ & + \sum_{j=1}^2 \left[ \frac{\vec{\mu}_{I_j} \cdot \vec{\mu}_S}{r^3} + \frac{3(\vec{\mu}_S \cdot \vec{r}_j)(\vec{\mu}_{I_j} \cdot \vec{r}_j)}{r^5} - \frac{8\pi}{3} \delta(\vec{r}_j) \vec{\mu}_S \cdot \vec{\mu}_{I_j} \right] \\ & + \sum_{j=1}^2 \left[ -\vec{\mu}_{I_j} \cdot \vec{H} + \xi \vec{L} \cdot \vec{I}_j + \mathcal{H}_{j quadrupol} \right] \end{aligned} \quad (1)$$

$\mathcal{H}_{atom} + V_{cryst}$  oznacza hamiltonian molekuly w kryształach,  $\vec{r}_j$  są wektorami wodzącymi elektronu od obu centrów,  $\vec{\mu}_{I_j}$  momentami magnetycznymi obu jąder,  $\vec{\mu}_L$  momentem magnetycznym orbitalnym,  $\vec{\mu}_S$  momentem spinowym,  $\vec{L}$  operatorem momentu orbitalnego,  $\vec{S}$  spinowego,  $\vec{I}_j$  jądrowego,  $\lambda$  jest energią współdziałania spin-orbita dla elektronu,  $\xi$  dla jądra,  $\mathcal{H}_{j quadrupol}$  zawiera współdziałanie z momentami kwadrupolowymi jąder i rozpatrywane będzie dalej.

#### Funkcje falowe orbitalne

Nasze informacje o molekule jonowej halogen $_2$  są skąpe. Wiemy, że elektron, którego brakuje, to elektron  $np$ , odpowiednio  $2p$ ,  $3p$ ,  $4p$ , dla fluorków, chlorków, bromków. Brak tego elektronu dzieli między siebie oba halogeny molekuly  $V$  tworząc wiązanie molekularne, przy czym z uwagi na polaryzację dielektryczną obu powłok elektronowych tworzy się znaczny udział stanu  $s$ .

Rozsądnie więc będzie przyjąć jako orbitalną funkcję własną hamiltonianu  $\mathcal{H}_{atom} + V_{cryst}$  kombinację liniową funkcji  $s$  i  $p$  centrowanych na obu jądrach

$$\Psi = 2^{-1/2} [\Phi_1(x' y' z') \pm \Phi_2(x' y' z')] \quad (2)$$

$$\Phi_j = c_0 g(r_j) \left( \frac{1}{4\pi} \right)^{1/2} \pm c_1 f(r_j) \left( \frac{3}{4\pi} \right)^{1/2} \cos \Theta'_j. \quad (3)$$

Współczynniki kombinacji liniowej dają udział stanów  $s$  i  $p$ ,  $c_0^2 + c_1^2 = 1$ . Funkcje radialne są znormalizowane

$$\int |f(r)|^2 r^2 dr = \int |g(r)|^2 r^2 dr = 1,$$

$\theta_j$  jest kątem między osią  $z'$  i promieniem  $\vec{r}_j$ .

Degeneracja funkcji  $p$  znosi się na skutek utworzenia wiązania molekularnego. Wobec tego wartość oczekiwana momentu orbitalnego znika  $\langle 0 | \vec{L} | 0 \rangle = 0$  i do pierwszego rzędu te wyrazy w hamiltonianie, które mają  $\vec{L}$  i  $\mu_L$ , znikają. Zaniedbujemy je także w wyższych rzędach z wyjątkiem członu  $\lambda \vec{L} \cdot \vec{S} - \mu_L \cdot \vec{H}$ , który uwzględniamy perturbacyjnie. Współdziałanie wprost pola magnetycznego zewnętrznego z jądrami także zaniedbujemy, ponieważ mało zmienia ono poziomy elektronowe. Podobnie uwzględnimy później dopiero efekty momentów kwadrupolowych.

#### Hamiltonian spinowy

Pozostaje więc współdziałanie spinu elektronowego z polem  $H$  i z momentami magnetycznymi jąder. Obliczamy wartość średnią takiego hamiltonianu na stanie (2) z tym, że zaniedbujemy nakładanie się funkcji  $\Phi_1$  z funkcją  $\Phi_2$  i jądrem 2 i vice versa.

Otrzymujemy hamiltonian spinowy

$$\mathcal{H} = g\beta_0 H S_z + g_0\beta_0 a \vec{I} \vec{S} + g_0\beta_0 b I_z S_z \quad (4)$$

$$a = \frac{1}{2} \mu_I \left[ \frac{8}{3} \pi c_0^2 |\Psi(0)|^2 - \frac{5}{2} c_1^2 \overline{(1/r^3)} \right],$$

$$b = \frac{1}{2} \mu_I \frac{c_1}{3} \overline{(1/r^3)}. \quad (5)$$

$|\Psi(0)|$  jest amplitudą funkcji  $s$  w punkcie, w którym znajduje się jądro.  $\overline{(1/r^3)}$  jest średnią liczoną na funkcji  $p$  centrowanej w jądrze.

Można przyjąć wartość tej średniej z pracy Sternheimera [8], który wyliczył ją dla funkcji  $np$  atomów halogenów.

Gorzej jest z oceną  $\Psi(0)$ . Nie ma danych struktury nadsubtelnej dla halogenów, które by pozwoliły znaleźć  $|\Psi(0)|^2$ . Dla atomów alkalicznych znane są odstępstwa struktury nadsubtelnej

$$\Delta = \frac{16\pi}{3h} \frac{\mu_0 \mu_I}{I} \left( I + \frac{1}{2} \right) |\Psi_{n_0}(0)|^2.$$

Aby znaleźć  $|\Psi(0)|^2$  dla halogenów, można posłużyć się formułą interpolacyjną  $|\Psi(0)|^2 = Z^K / (\pi n^3 a_0^3)$ , gdzie  $Z$  jest liczbą atomową,  $a_0$  promieniem Bohra,  $K$  wyznacza się z doświadczalnych wartości  $\Delta$  dla atomów

alkalicznych. Gdybyśmy mogli wyliczyć teoretycznie  $c_0$  i  $c_1$ , mielibyśmy względny udział stanów  $s$  i  $p$ . Widać bowiem z (5), że

$$c_0^2 = \frac{(a/b) + \frac{1}{3}}{(a/b) + \frac{1}{3} + \frac{2}{3} \pi |\Psi(0)|^2 / (1/r^3)}. \quad (6)$$

Poważna trudność leży w nieznaności znaku  $a$ , który zależy od przemieszki stanu  $s$ . Rezultaty wyliczeń  $c_0^2$  zebrane są w tabeli 7.

Tabela 7  
Wyliczenie udziału stanu  $s$  przy pomocy wzoru (6)

Kryształ	Funkcja $np$	$(1/r^3)$	Funkcja $(n+1)s$	$ \Psi_{(n+1)0}(0) ^2$	$c_0^2$ $a > 0$	$c_0^2$ $a < 0$
LiF	$2p$	$60,0 \times 10^{24}$	$3s$	$3,32 \times 10^{24}$	0,51	0,41
KCl	$3p$	$55,0 \times 10^{24}$	$4s$	$5,72 \times 10^{24}$	0,38	0,26
NaCl	$3p$				0,38	0,25
KBr	$4p$	$163 \times 10^{24}$	$5s$	$14,16 \times 10^{24}$	0,43	0,28

Analiza hamiltonianu spinowego pozwala wyznaczyć stałe  $|a|$  i  $b$  tak, aby przejścia spinowe elektronu odpowiadały liniom obserwowanym w doświadczeniu.

Oznaczmy przez  $z$  kierunek pola  $H$ , przez  $z'$  oś molekuly a przez  $z''$  oś kwantyzacji spinów jądrowych. Dokonujemy kolejno transformacji osi, zob. rys. 13,

$$I_{z'} = I_z \cos \Theta + I_x \sin \Theta \quad (7)$$

$$S_{z'} = S_z \cos \Theta + S_x \sin \Theta$$

$$I_z = I_{z''} \cos \Phi - I_{x''} \sin \Phi \quad (8)$$

$$I_x = I_{z''} \sin \Phi + I_{x''} \cos \Phi$$

Jako funkcje wyjściowe przyjmujemy funkcje własne  $I_z$  i  $S_z$ . Otrzymujemy w hamiltonianie wyrazy diagonalne w  $m_s$ , które są niediagonalne w  $m_I$ . Największy niediagonalny wyraz  $I_{x''} S_z$  można usunąć biorąc

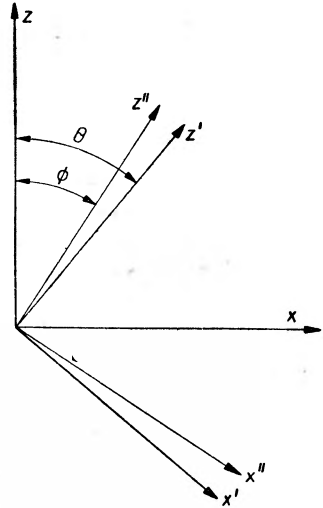
$$\tan \Phi = b \sin \Theta \cos \Theta / (a + b \cos^2 \Theta).$$

Otrzymujemy wówczas

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{H}}{g_0 \beta_0} = & \left[ \frac{g}{g_0} H + (p^2 + q^2)^{1/2} \right] S_z + \frac{(2a + b)q}{(p^2 + q^2)^{1/2}} I_{z''} S_x \\ & + \frac{a(a + b)}{(p^2 + q^2)^{1/2}} I_{x''} S_x + a I_{y''} S_y. \end{aligned} \quad (9)$$

$$p = a + b \cos^2 \Theta$$

$$q = b \sin \Theta \cos \Theta. \quad (10)$$



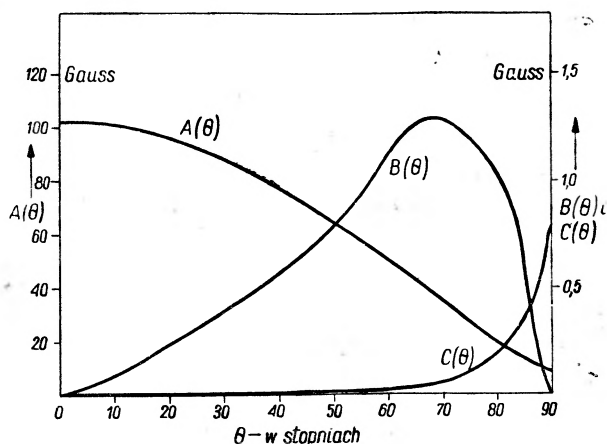
Rys. 13. Osie układów:  $z$  kierunek pola magnetycznego,  $z'$  oś molekuly,  $z''$  oś kwantyzacji spinów jądrowych

Wyraz zawierający  $I_y, S_y$  jest mały dla wszystkich kątów  $\theta$ . Wyraz z  $I_x, S_x$  jest mały, jeśli tylko  $\theta \neq \frac{1}{2}\pi$ . Oba te wyrazy zaniedbujemy a wyraz  $I_z, S_z$  uwzględniamy przy pomocy rachunku perturbacyjnego drugiego rzędu. Otrzymujemy energie

$$E(m_I, m_s) = [g\beta_0 H + g_0\beta_0 (p^2 + q^2)^{1/2} m_I] m_s + \frac{g_0^2 \beta_0 (2a + b)^2 q^2 m_I^2 m_s}{2g(p^2 + q^2)[H + (p^2 + q^2)^{1/2} m_I]} \quad (11)$$

Tu  $m_s = \pm \frac{1}{2}$ ,  $m_I = m_{I1} + m_{I2}$ .

Reguły wyboru są  $|\Delta m_s| = 1$ ,  $\Delta m_I = 0$ .



Rys. 14. Współdziałanie nadsubtelne w KCl — wyliczona zależność wyrazów  $I_z, S_z, I_x, S_x$  i  $I_x, S_x$  od kąta  $\theta$  pomiędzy osią molekuly a kierunkiem pola magnetycznego

$$\text{Wyraz } I_z, S_z : A(\theta) = (g_0/g) (p^2 + q^2)^{\frac{1}{2}}.$$

$$\text{Wyraz } I_z, S_x : B(\theta) = \frac{g_0(2a + b)^2 q^2}{g^2(p^2 + q^2)H_0}.$$

$$\text{Wyraz } I_x, S_x : C(\theta) = \frac{g^2(a^2 + b^2)}{4(p^2 + q^2)H_0}.$$

Dla wyrazów drugiego rzędu  $B(\theta)$  i  $C(\theta)$  użyto innej skali

Ponieważ w doświadczeniu częstość trzymamy stałą a zmieniamy pole  $H$  energia przedstawia się w skali natężeń pola

$$H - H_0 = A_1(\theta) m_I + A_2(\theta) m_I^2, \quad (12)$$

gdzie wyliczone z rachunku perturbacyjnego współczynniki

$$A_1 = \frac{g_0}{g} (p^2 + q^2)^{1/2} \quad (13)$$

$$A_2 = \frac{g_0}{g^2} \frac{(2a + b)^2 q^2 m_I^2}{(p^2 + q^2) H_0}$$

$H_0$  odpowiada linii środkowej  $m_I = 0$ .

Współczynniki  $A_1$  ( $\Theta$ ) silnie zależą od  $\Theta$ , zob. rys. 14, na którym wykreślono zależność od  $\Theta$  wyrazów  $I_z'', S_z$ ,  $I_x'', S_x$  oraz  $I_x'' S_x$ , wyliczoną z rachunku perturbacyjnego.

Dla  $\Theta = 0$  wyrazy drugiego rzędu znikają a wyrazy pierwszego rzędu dają  $a + b$ . Widmo  $\Theta = 0$  zawarte jest w widmie  $H_{||}$  [110], tak więc wyznaczenie  $a + b$  jest proste. Gorzej jest z  $a$ . Nie można z (13) wyznaczyć znaku  $a$ . Poza tym także wyrażenie (13) jest prawie niezależne od  $a$ , z wyjątkiem przypadku, gdy  $\Theta \rightarrow 90^\circ$ , bo wówczas  $H - H_0 \rightarrow (g_0/g) a m_I$ . Nasze przybliżenia nie pozwalają nam wyznaczyć  $|a|$  z widm zdejmowanych przy  $\Theta < 75^\circ$ .

Dlatego też  $|a|$  wyznacza się z widma  $\Theta = 90^\circ$ , co znowu jest nieścisłe, albowiem przy  $\Theta = 90^\circ$  grają rolę efekty drugiego rzędu i kwadrupolowe. Wartości, które najlepiej odpowiadają doświadczeniu, zebrane są w tabeli 8.

Tabela 8  
Stałe hamiltonianu spinowego  
w gaussach

Kryształ	Izotop	a+b	a
LiF	$^{19}\text{F}$	887	59
KCl	$^{35}\text{Cl}$	101	9
NaCl	$^{35}\text{Cl}$	98	9
KBr	$^{81}\text{Br}$	455	80

#### Efekty drugiego rzędu

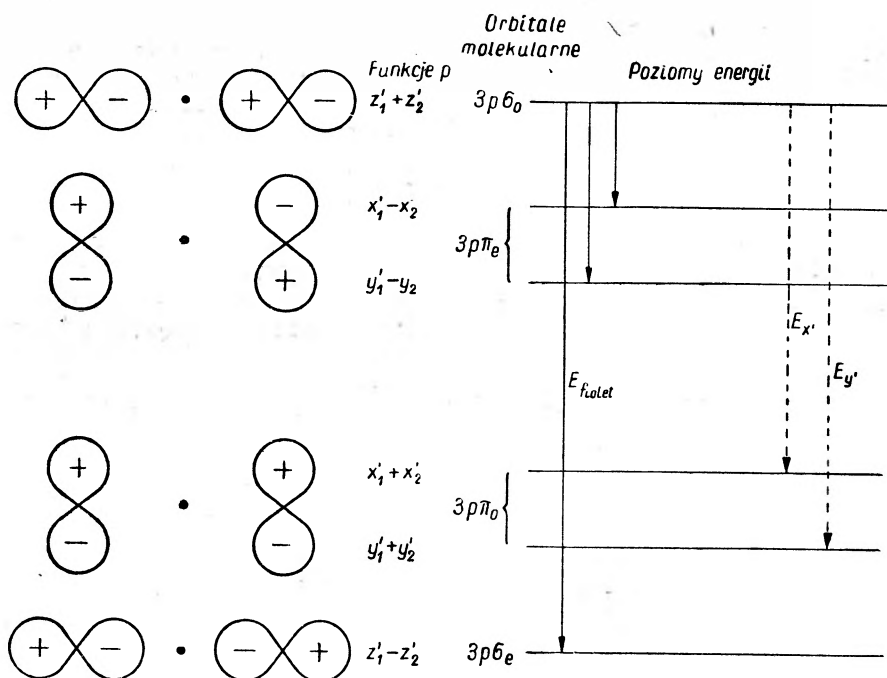
Wspomnimy jeszcze o poprawkach, które dają w efekcie przesunięcie czynnika  $g$  dla elektronu. Poprawki te uwzględnia się przy pomocy rachunku perturbacyjnego drugiego rzędu.

Zastanówmy się nad dwoma ujemnymi jonami halogenów, które tworzą molekułę jonową. Mają one  $2 \times 6$  elektronów  $np$ , które rozłożone są na poziomach  $np\sigma_e$ ,  $np\pi_o$ ,  $np\pi_e$ ,  $np\sigma_o$ . Znaczek  $e$  oznacza stany o parzystości dodatniej, a znaczek  $o$  stany o parzystości ujemnej względem środka symetrii molekuly. Konfiguracja molekuly jonowej w stanie podstawowym jest  $(np\sigma_e)^2 (np\pi_o)^4 (np\pi_e)^4 (np\sigma_o)$ , dziura zajmuje poziom  $(np\sigma_o)$ . W wolnej przestrzeni molekula ma dokładnie symetrię osiową, każdy z poziomów  $np\pi_e$  i  $np\pi_o$  jest dwukrotnie zdegenerowany. W kryształach jednak, z uwagi na ortorombową symetrię pola kryształu, degeneracja jest zniesiona i mamy 6 poziomów energii w molekule. Poziomy te są zaznaczone



na rys. 15, na którym wykreślono także symbolicznie rozkłady kątowe funkcji  $p$ . Między tymi poziomami energii możliwe są przejścia optyczne  $\Delta m = 0, \pm 1$  ze zmianą parzystości zaznaczone na rys. 15 strzałkami ciągłymi. Na rys. 15 przedstawiono strzałkami przerywanymi takie przejścia, które w rachunku perturbacyjnym drugiego rzędu dają przesunięcie wartości czynnika  $g$  dla elektronu. Są to przejścia  $n p \sigma_o \rightarrow n p \pi_o$ . Energia, z dokładnością do drugiego rzędu w hamiltonianie interakcji  $\mathcal{H}' = \lambda \vec{L} \cdot \vec{S} - \vec{\mu} \cdot \vec{H}$ , może być obliczona z formuły perturbacyjnej

$$E = g_0 \beta_0 H m_s + \sum_{n \neq 0} \frac{\langle 0 | \mathcal{H}' | n \rangle \langle n | \mathcal{H}' | 0 \rangle}{E_0 - E_n}. \quad (14)$$



Rys. 15. Schemat poziomów energetycznych molekuly halogen<sub>2</sub>

Zaznaczone są funkcje  $p$ , ich rozkład kątowy i symbole. Ciągłe strzałki oznaczają przejścia elektro magnetyczne dipolowe. Przerywanymi strzałkami oznaczono przejście, które dają przyczynki do przesunięcia czynnika  $g$ .

Jeżeli wprowadzimy nowe, przesunięte  $g$ , mające postać tensora, to energię tę można napisać w postaci  $E = g \beta_0 H m_s$  przy zaniedbaniu wyrazów z  $H^2$ .

Jak wynika z rachunku, który przeprowadzili Inui, Harasawa, Ohta [9], składowe  $g$  w przypadku symetrii ortorombowej są

$$\begin{aligned}
 g_{x'} &= g_0 - C_1^2 \left[ \frac{2\lambda}{E_{y'}} + \lambda^2 \frac{g_0}{2} \left( \frac{1}{E_{x'}^2} + \frac{1}{E_{x'} E_{y'}} \right) \right], \\
 g_{y'} &= g_0 - C_1^2 \left[ \frac{2\lambda}{E_{x'}} + \lambda^2 \frac{g_0}{2} \left( \frac{1}{E_{y'}^2} - \frac{1}{E_{x'} E_{y'}} \right) \right], \\
 g_{z'} &= g_0 - C_1^2 \lambda^2 \left[ \frac{g_0}{2} \left( \frac{1}{E_{x'}^2} + \frac{1}{E_{y'}^2} \right) - \frac{1}{E_{x'} E_{y'}} \right].
 \end{aligned} \tag{15}$$

Za  $\lambda$  przyjmuje się tę samą wartość, jaką ma ona w atomach halogenów:  $\frac{2}{3}$  rozszczepienia dubletu stanu  $(ns)^2 (np)^5$ .

Zauważmy, że przesunięcie  $g_{z'}$  jest proporcjonalne do  $\lambda^2$ . Dla KCl, NaCl, KBr leży ono poniżej błędów doświadczenia. Korzystając z obserwowanych wartości  $g$  oraz z  $c_1^2$  można wyliczyć  $E_{x'}$  i  $E_{y'}$ .

Teraz K ä n z i g [5] zakłada, że system poziomów energetycznych pokazany na rys. 15 jest symetryczny względem poziomu środkowego  $E_{fiolet}$ , który daje linię optycznej absorpcji w nadfiolecie.

Czyniąc takie założenie można wywnioskować, że górna granica absorpcji  $E_{fiolet}$  jest  $2E_{x'}$  albo  $2E_{y'}$ , a dolna  $E_{x'}$  albo  $E_{y'}$ , czyli można ocenić granice, w jakich leżą pasma absorpcji  $E_{fiolet}$ . Na tej podstawie można zidentyfikować widmo rezonansu spinu elektronowego jako pochodzące od centrum  $V_1$ .

### Efekty kwadrupolowe

Hamiltonian kwadrupola jądrowego można napisać w postaci

$$\mathcal{H}_{j \text{ kwadrupol}} = \frac{e^2 Q}{2I_j(2I_j - 1)} \left[ \frac{I_j(I_j + 1)}{r_j^3} - \frac{3\vec{r}_j \cdot \vec{I}_j}{r_j^5} \right]. \tag{16}$$

Średnia wartość energii współdziałania kwadrupolowego na stanie (2) jest

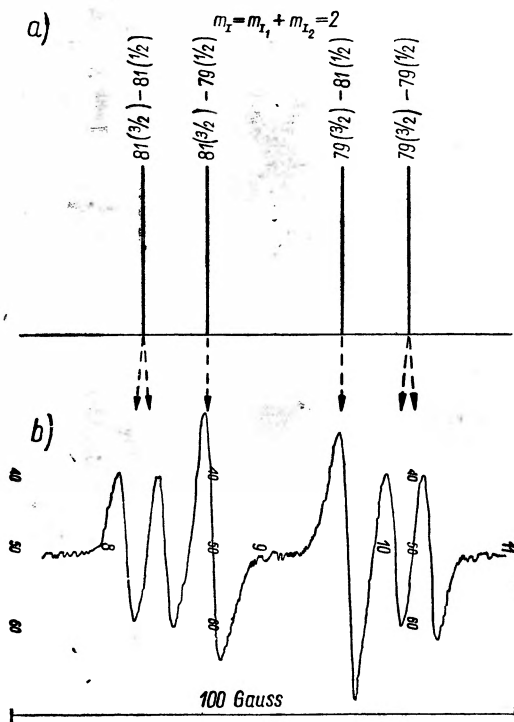
$$\mathcal{H}_{\text{kwadrupol}} = \sum_{j=1}^2 \frac{e^2 Q}{2I_j(2I_j - 1)} \frac{2c_1^2}{5} \left( \frac{1}{r^3} \right) \left[ I_j(I_j + 1) - 3(I_{jz'})^2 \right]. \tag{17}$$

Wprowadzając układ  $x'' y'' z''$  widzimy, że człony  $I_{jz''} I_{jz''}$  oraz  $I_{jx''}^2$  dają przesunięcie linii rezonansowych. Wartości własne hamiltonianu zależą teraz już od  $(m_I)^2$  a nie tylko od  $m_I$ . Równowartość obu jąder jest zniesiona. Zostają rozszczepione zdegenerowane poziomy  $m_I$ . Tego rodzaju efekt pochodzi także od zaniedbanego dotychczas członu  $I_{x''} S_{x''}$ . Wszystkie te efekty są znaczne przy  $\Theta \rightarrow 90^\circ$ , ponieważ mają współczynniki w hamiltonianie silnie anizotropowe. Dlatego widma rezonansu dla kątów  $\Theta < 75^\circ$  są prostsze aniżeli dla większych kątów.

Efekty drugiego rzędu najlepiej obserwować w LiF, ponieważ  $^{19}\text{F}$  ma spory moment magnetyczny a nie ma kwadrupolowego. Dla chlorków efekty drugiego rzędu i kwadrupolowe są małe z wyjątkiem  $\theta = 90^\circ$ . Dla bromków efekty te są duże dla wszystkich kątów, nawet dla  $\theta = 0^\circ$ .

Rys. 16 [5] przedstawia rozszczepienie linii  $m_I = 2$  dla  $\theta = 45^\circ$  w KBr.

Mimo pewnych komplikacji spowodowanych efektami wyższych rzędów, wydaje się, że widma rezonansu spinu elektronowego centrów V są istotnie prostsze aniżeli widma rezonansu centrów F, przyczyną jest, jak widzieliśmy, znaczne zlokalizowanie dziury w centrum V.



Rys. 16. Rozszczepienie linii rezonansu w KBr dla  $\theta = 45^\circ$ ,  $m_I = 2$ .  
Częstość = 9,3 kMc.

a) położenie linii przy zaniedbaniu efektów drugiego rzędu i kwadrupolowych;

b) linie obserwowane: podwójna degeneracja pochodząca od molekuł  $81\text{Br}_2$  i  $79\text{Br}_2$  jest zniesiona. Dwie linie molekuł  $81\text{Br} - 79\text{Br}$  nie rozszczepiają się, bo jądra ich nie są równoważne.

Trzeba zwrócić uwagę, że model centrum  $V_1$  proponowany przez Känziga nie zgadza się z modelem proponowanym przez Seitza. Raczej molekuła halogen<sub>2</sub> ma symetrię taką jak centrum  $V_3$  Seitza.

Trzeba jeszcze gwoli ostrożności powiedzieć, że interpretacja Känziga nie jest jedyna. Delbecq i Yuster na podstawie prac wy-

konanych w 1957 roku twierdzą, że widmo rezonansu przypisać należy raczej centrom paramagnetycznym zanieczyszczeń, których w kryształach jest około  $10^{17}$  cm<sup>-3</sup>.

Wreszcie wspomnieć należy o tym, że na zjawisku rezonansu spinu elektronowego oparta jest zasada nowych wzmacniaczy molekularnych, które pracują w dziedzinie mikrofalowej i wyróżniają się niesłychanie wąskim pasmem wzmocnienia.

#### Literatura

- 1 C. A. Hutchison, Phys. Rev. 75, 1769 (1949).
2. A. H. Kahn, C. Kittel, Phys. Rev. 89, 315 (1953).
3. Kip, Kittel, Levy, Portis, Phys. Rev. 91, 1066 (1953).
4. W. Känzig, Phys. Rev. 99, 1890 (1955)
5. T. G. Castner, W. Känzig *The Electronic Structure of V-Centers*, General Electric Research Laboratory Report (1957).
6. F. Seitz, Rev. Mod. Phys. 26, 7 (1954).
7. D. Dutton, R. Maurer, Phys. Rev. 90, 126 (1953).
8. R. Sternheimer, Phys. Rev. 84, 244 (1953).
9. T. Inui, S. Harasawa, Y. Obata, Journ. Phys. Soc. Japan 11, 612 (1956).

*I. Adamczewski*

Katedra II Fizyki Politechniki Gdańskiej  
Zakład Fizyki Akademii Medycznej w Gdańsku

## O przewodnictwie elektrycznym ciekłych dielektryków

### 1. Wstęp

W ostatnich kilkunastu latach obserwuje się w nauce światowej wzmożone zainteresowanie zagadnieniem przewodnictwa elektrycznego ciekłych dielektryków. Ukazało się szereg prac dotyczących przewodnictwa w słabych polach elektrycznych oraz prac dotyczących przebicia elektrycznego w bardzo czystych cieczach. Prace te nasuwają ciekawe wnioski na temat mechanizmu przewodnictwa elektrycznego w ciekłych izolatorach i pozwalają wyjaśnić szereg charakterystycznych faktów doświadczalnych, towarzyszących tym zjawiskom, a nie znajdujących wytłumaczenia w żadnej z istniejących dotychczas teorii fizycznych.

Jest to o tyle ciekawe, że przewodnictwo elektryczne ciekłych dielektryków przypomina niekiedy zjawiska zachodzące w przewodnictwie gazów pod dużym ciśnieniem, niekiedy zjawiska zachodzące w elektrolitach, a niekiedy zjawiska występujące w półprzewodnikach elektronowych.

Próby teoretyczne wytłumaczenia mechanizmu tego przewodnictwa według którejś z opracowanych teorii tych trzech dziedzin nie dają jednak na razie pełnego wytłumaczenia wszystkich zjawisk zachodzących w ciekłych dielektrykach i dlatego badanie tego mechanizmu jest nadal jeszcze ciekawym tematem prac zarówno teoretycznych, jak i doświadczalnych.

Niezależnie od tego obserwuje się również ostatnio zainteresowanie ciekłymi dielektrykami z uwagi na ich zastosowanie do detekcji promieniowania jonizującego, a w szczególności do detekcji promieniowania jądrowego. Odnosi się to zresztą zarówno do dielektryków ciekłych, jak i stałych.

Istnieje poza tym ciekawe powiązanie właściwości elektrycznych cieczy dielektrycznych z budową chemiczną ich cząsteczek. Na tej drodze bada się np. związki grupy węglowodorów nasyconych i aromatycznych i ich różne pochodne. Bada się między innymi powiązania pomiędzy wiel-

kościami elektrycznymi (przewodnictwem elektrycznym, napięciem przebicia elektrycznego, ruchliwością, współczynnikami rekombinacji i dyfuzji) a wielkościami otrzymywanymi w badaniach widmowych (głównie w podczerwieni i w zjawisku Ramana) i wielkościami otrzymywanymi w termochemii itd.

Nasuwa się nawet uzasadniona koncepcja powiązania właściwości elektrycznych niektórych związków organicznych z ich właściwościami rakotwórczymi.

Osobny i bardzo ważny dział stanowi zastosowanie tych badań w technice izolatorów ciekłych i w technice wysokich napięć. Z tego względu badania ciekłych dielektryków są tematem licznych prac w instytutach politechnicznych. Tymi zagadnieniami technicznymi nie będę się tu jednak bliżej zajmował, gdyż obejmują one najczęściej ciecze nie określone bliżej chemicznie i nie o takim stopniu czystości, jaki jest wymagany w pracach fizycznych i chemicznych.

W niniejszym artykule podam zestawienie wyników kilkudziesięciu prac naukowych, opublikowanych w ostatnim dwudziestopięcioleciu, i wskażę najważniejsze osiągnięcia w tej dziedzinie oraz te zagadnienia, które wymagają jeszcze dodatkowych badań i które oczekują właściwej interpretacji teoretycznej. Jak widzimy, ten mało uprawiany dział fizyki zaczyna się wiązać z najnowszymi zagadnieniami fizyki i techniki współczesnej i z tego względu zasługuje na większą uwagę nie tylko grona młodych pracowników nauki, którzy mogą tu znaleźć jeszcze wiele nowych tematów prac doświadczalnych i teoretycznych, czekających na rozwiązanie, ale i szerszego ogółu czytelników *Postępów Fizyki*.

Przegląd tych prac podzieliłem na trzy części: jedną obejmującą badania doświadczalne w słabych polach elektrycznych, drugą omawiającą podstawy teorii przewodnictwa ciekłych dielektryków i trzecią obejmującą badania w silnych polach elektrycznych i przebicia elektryczne w tych cieczech.

Część pierwsza, przedstawiona w artykule obecnym, jest zestawieniem najważniejszych problemów doświadczalnych, jakie wiążą się z mechanizmem przewodzenia prądu elektrycznego w cieczech dielektrycznych w ogóle. Część druga i trzecia, które ukażą się w dalszych numerach *Postępów Fizyki*, przedstawia między innymi wyniki prac teoretycznych z tej dziedziny oraz wyniki ostatnich bardzo ciekawych prac nad powiązaniem wartości napięcia przebicia elektrycznego z budową cząsteczek cieczy dielektrycznych i wynikające stąd wnioski, dotyczące mechanizmu przewodzenia prądu elektrycznego przez ciecze.

Te ostatnie prace rzucają tak wiele światła na mechanizm hamowania elektronu czy jonu w cieczy, że mogą się przyczynić w dużym stopniu do

rozwiązania całego zagadnienia przewodnictwa elektrycznego dielektryków.

## 2. Charakterystyka ciekłych dielektryków

Do cieczy dielektrycznych zaliczamy ogólnie takie ciecze, które wykazują cechy najlepszych izolatorów elektrycznych, tzn. w których nie obserwuje się zjawiska samorzutnej dysocjacji cząsteczek, a zatem nie obserwuje się zjawiska elektrolizy.

Posiadają one z reguły małą wartość stałej dielektrycznej (około 2) i cząsteczki ich nie mają przeważnie momentu dipolowego.

Ich przewodnictwo elektryczne właściwe ( $\lambda_w$ ) w stanie zupełnej czystości jest rzędu  $10^{-19}$  —  $10^{-20}$   $\Omega^{-1}$  cm<sup>-1</sup>, przy czym wartość tego przewodnictwa znajduje się ze wzoru

$$\lambda_w = \frac{i d}{U S} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}, \quad (1)$$

gdzie  $i$  oznacza natężenie prądu (mierzone w A),  $U$  — oznacza napięcie przyłożone do okładek kondensatora (w V),  $S$  — powierzchnię elektrody chwytającej (w cm<sup>2</sup>), a  $d$  — odległość elektrod (cm). Odwrotność  $\lambda_w$  nazywa się oporem właściwym danej próbki cieczy (wymiar  $\Omega$  cm).

Do najlepiej zbadanych należą ciecze grupy  $C_nH_{2n+2}$ , a z nich badany najczęściej heksan  $C_6H_{14}$ .

Właściwości fizyko-chemiczne dwóch pierwszych grup węglowodorów zostały przeze mnie omówione bardzo obszernie w artykule umieszczonym w *Rocznikach Chemii* (w druku), gdzie również zostały podane niektóre związki pomiędzy wielkościami określającymi strukturę cząsteczek i właściwościami fizyko-chemicznymi tych cieczy.

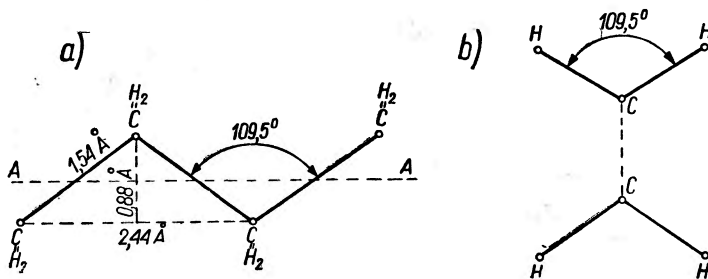
W artykule niniejszym podam jedynie niektóre najważniejsze właściwości fizyko-chemiczne cieczy dielektrycznych, z którymi najwięcej pracowano w badaniach nad przewodnictwem elektrycznym.

Cząsteczki grupy węglowodorów nasyconych typu  $C_nH_{2n+2}$  wykazują pewne ogólne cechy wspólne we wszystkich trzech stanach skupienia: stałym, ciekłym i gazowym. Posiadają one charakterystyczny kształt długich, zygzakowatych łańcuchów (rys. 1), o prawie jednakowym przekroju dla cząsteczek wszystkich związków i o długości wzrastającej proporcjonalnie do liczby przybywających grup  $CH_2$ ; na końcach takiego łańcucha znajduje się po jednej grupie  $CH_3$ . Cząsteczki takie odznaczają się trwałością budowy i zupełnym nasyceniem co do ilości elektronów, tak że przypominają pod tym względem zachowanie się atomów gazów szlachetnych.

W stanie stałym łańcuch każdej cząsteczki leży w jednej płaszczyźnie; w stanie ciekłym, a tym bardziej w stanie gazowym cząsteczka przyjmuje

postać walca (prostego lub wygiętego) ponieważ poszczególne grupy  $\text{CH}_2$  mogą obracać się dokoła osi cząsteczki. Obroty te nie zmieniają jednak zasadniczych stałych cząsteczki, a więc długości wiązań  $\text{C—C}$  (1,54 Å) i kąta pomiędzy poszczególnymi ogniwami łańcucha ( $109,5^\circ$ ). Wobec tego można sobie wyobrazić takie cząsteczki jako walce o stałej podstawie, ale o różnej wysokości, zależnie od liczby atomów węgla w cząsteczce danego związku. Przyłączenie jednej grupy  $\text{CH}_2$  powoduje wzrost wysokości walca (o 1,22 Å).

Danych liczbowych o wymiarach i strukturze tych cząsteczek dostarczyły głównie badania rentgenowskie nad długimi łańcuchami węglowodorów nasyconych (od  $\text{C}_{17}\text{H}_{36}$  do  $\text{C}_{35}\text{H}_{72}$ ) oraz prace prowadzone przez G. W. Stewarta [50] w ciekłych węglowodorach (od  $\text{C}_5\text{H}_{12}$  do  $\text{C}_{15}\text{H}_{32}$ ), i prace R. Wierla [55], przeprowadzone w tych samych węglowodorach w stanie pary, poza tym badania nad widmami podczerwonymi, prowadzone przez Thompsona i Torkingtona [53], L. Kellnera [29] i innych oraz badania nad widmami Ramana w tych substancjach, prowadzone między innymi przez K. W. F. Kohlrasha i F. Köppla [30].



Rys. 1. a) Schemat rozmieszczenia atomów węgla i wodoru w łańcuchu cząsteczki węglowodoru nasyconego. A—A oś cząsteczki, b) Schemat rozstawienia grup  $\text{CH}_2$

Ciekawe jest, że jeszcze w roku 1899 Rayleigh ustalił podstawowe właściwości budowy tych cząsteczek metodą cienkich warstw. Okazało się przy tym, że drobne ilości substancji tego typu, rozlane na powierzchni wody, tworzą warstwę monomolekularną, ułożoną w taki sposób, że cząsteczki ustawiają się obok siebie podstawami, a wysokości ich walców stoją prostopadłe do powierzchni. Taką metodą ustalono początkowo podstawowe wymiary dla cząsteczek węglowodorów, kwasów tłuszczowych i alkoholi. Bardziej szczegółowe dane o właściwościach fizyko-chemicznych różnych cieczy dielektrycznych może czytelnik znaleźć między innymi w pracach K. Rosińskiego [45], K. Pigionia [39], R. Moore'a, P. Gibbsa, H. Eyringa [34], G. Hugela [23], K. Altenburga [12].



### 3. Oczyszczanie cieczy

Wartość przewodnictwa elektrycznego cieczy dielektrycznych zależy w bardzo dużym stopniu od ich czystości. Ciecze, zakupione w najbardziej znanych zakładach chemicznych zagranicznych w stopniu czystości *pro analisi*, wykazują przewodnictwo właściwe rzędu  $10^{-10} - 10^{-13} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$  i w takim stanie nie nadają się do badań przewodnictwa elektrycznego. Za pomocą specjalnych metod oczyszczania, które zostaną opisane poniżej, można osiągnąć wartość przewodnictwa rzędu  $10^{-19} - 10^{-20} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$  najniższą, jaką udało się otrzymać w pracach kilku autorów (Nikuradse [36], Adamczewski [4, 5], Chia-Shan Pao [38]).

Stopień czystości cieczy odgrywa w tych badaniach rolę zasadniczą; w cieczach źle oczyszczonych nie otrzymuje się wyników powtarzalnych, a charakterystyczne właściwości cieczy są często maskowane zjawiskami wywołanymi przez zanieczyszczenia. Naturalnie największą rolę odgrywają zanieczyszczenia elektrolityczne i ślady wody.

Dlatego we wszystkich metodach oczyszczania główną rolę gra usunięcie tych zanieczyszczeń elektrolitycznych i wody oraz usunięcie drobnych zanieczyszczeń mechanicznych (pyłków, śladów kurzu), co odgrywa specjalnie dużą rolę przy badaniach w silnych polach elektrycznych ze względu na możliwość wywołania przebiecia elektrycznego. Poza tym już w zależności od rodzaju cieczy stosuje się metodę destylacji frakcjonowanej oraz różne specjalne metody oczyszczania, charakterystyczne dla danego rodzaju substancji chemicznej.

Końcowym procesem oczyszczania cieczy jest tzw. *oczyszczanie elektryczne*, tzn. poddawanie próbki badanej cieczy długotrwałemu działaniu pola elektrycznego.

Odbywa się to zresztą najczęściej już w samej komórce jonizacyjnej badawczej, tak że nie następuje to specjalnych trudności. Okazuje się, że ciecz, poddana działaniu pola elektrycznego, zmniejsza stale (czasami w ciągu kilkudziesięciu godzin) wartość przewodnictwa elektrycznego nawet o kilka rzędów wielkości. Po takim oczyszczaniu ciecz nie wraca do pierwotnej wartości przewodnictwa, chyba że ulegnie ponownie zanieczyszczeniu; nie wykazuje również zjawiska polaryzacji, tak że zachodzi na ogół symetria ładunków (dodatniego i ujemnego), zbieranych na elektrodzie chwytającej komory jonizacyjnej.

Można przypuszczać, że ten proces *oczyszczania elektrycznego* jest związany z procesem bliskiego uporządkowania cząsteczek cieczy, co ma szczególnie duże znaczenie w tych samych substancjach, które składają się z dużych cząsteczek, wykazujących regularne ułożenie w cienkich warstwach (np. w grupie węglowodorów), przypominające strukturę pseudo-kryształiczną (w małych obszarach).

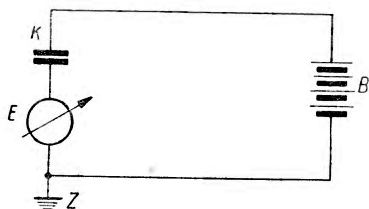
Ten proces oczyszczania elektrycznego cieczy dielektrycznych nadaje się do dokładniejszego zbadania szczególnie na gruncie teorii półprzewodników elektronowych.

Dalsze szczegóły o oczyszczaniu różnych cieczy dielektrycznych może znaleźć czytelnik w pracach Nikuradsego [36], Chia-Shan-Pao [38] i innych.

Są tam również podane schematy aparatów służących do oczyszczania cieczy. W zasadzie nie różnią się one wiele od aparatury opisanej w następnych paragrafach.

#### 4. Aparatura pomiarowa. Różne rodzaje komór jonizacyjnych

Oczyszczoną ciecz dielektryczną wlewa się do naczynia, stanowiącego komorę jonizacyjną specjalnego rodzaju (pewien typ kondensatora) i poddaje się działaniu stałego napięcia rzędu 2000—10000 woltów z baterii akumulatorów, czy ze specjalnego układu elektronowego.



Rys. 2. Najprostszemu schemat obwodu z komorą jonizacyjną (K) elektrometrem (E), baterią (B), Z oznacza uziemienie

Pomiary natężenia prądu dokonywuje się za pomocą najczulszych elektrometrów.

Schemat najprostszego układu pomiarowego, zawierającego komorę jonizacyjną K, elektrometr E i baterię akumulatorów B pokazany jest na rysunku 2.

Najbardziej istotną część komory jonizacyjnej stanowi kondensator elektryczny płaski, cylindryczny czy kulisty.

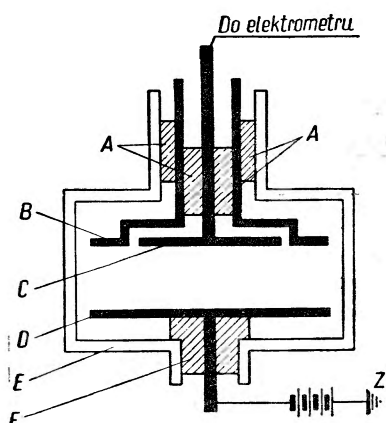
Jedna elektroda tego kondensatora osadzona jest na dobrym izolatorze (np. ebonicie) i może być łączona ze źródłem stałego napięcia, druga elektroda, chwytająca ładunek mierzony, musi być osadzona na najlepszym izolatorze tej klasy, co bursztyn, kwarc i jest łączona z elektrometrem. Ta elektroda chwytająca musi być poza tym otoczona uziemionym pierścieniem metalowym, osłaniającym ją od ładunków pełzających.

Schemat takiej komory płaskiej najprostszego typu pokazany jest na rys. 3.

Cały kondensator umieszczony jest w naczyniu zamkniętym, przy tym w zależności od tego, czy komora ma być wypełniona gazem pod normalnym ciśnieniem czy pod zwiększonym ciśnieniem lub wreszcie cieczą dielektryczną, naczynie zewnętrzne komory musi być odpowiednio do tego przystosowane.

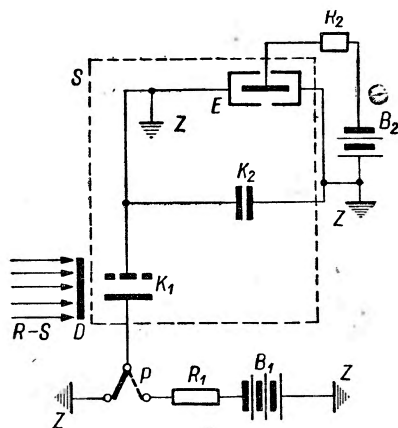
W komorze jonizacyjnej mierzymy ładunek elektryczny przeniesiony przez jony, wytworzone przez czynniki jonizujące. Jeśli takim czynnikiem

są cząstki ciężkie, jak np. protony, deuterony, cząstki  $\alpha$ , fragmenty pękania, to liczba jonów, wytworzona przez każdą z nich, może być taka duża, że można je wykrywać pojedynczo za pomocą czulej aparatury elektrometrycznej; natomiast jeśli czynnikiem jonizującym są elektrony (czy to cząstki  $\beta$  ciał promieniotwórczych lub też fotoelektrony czy elektrony Comptonowskie, wytworzone przez promieniowanie X czy  $\gamma$ ), wtedy ich działanie jest mierzone jako średni ładunek zbierany w jednostce czasu na elektrodzie chwytającej.



Rys. 3. Schemat komory jonizacyjnej

A oznacza izolator (bursztyn) podtrzymujący elektrodę zbierającą ładunek (otoczoną pierścieniem osłaniającym) B, C — elektrodę zbierającą, D — elektrodę dolną (dla wysokiego potencjału), E — naczynie zewnętrzne zawierające gaz lub ciecz, F — izolator (ebonit)



Rys. 4. Schemat aparatury pomiarowej (z pracy autora [1])

$K_1$  oznacza komorę jonizacyjną cieczą,  $K_2$  — kondensator dodatkowy, E — elektrometr,  $B_1$  i  $B_2$  — baterie akumulatorów 2 000 i 100 woltów,  $R_1$  i  $R_2$  — opory zabezpieczające rzędu  $M\Omega$ , P — przełącznik, S — osłona z blachy, Z — uziemienie, R — S — wiązkę promieni X lub gamma, D — przysłona

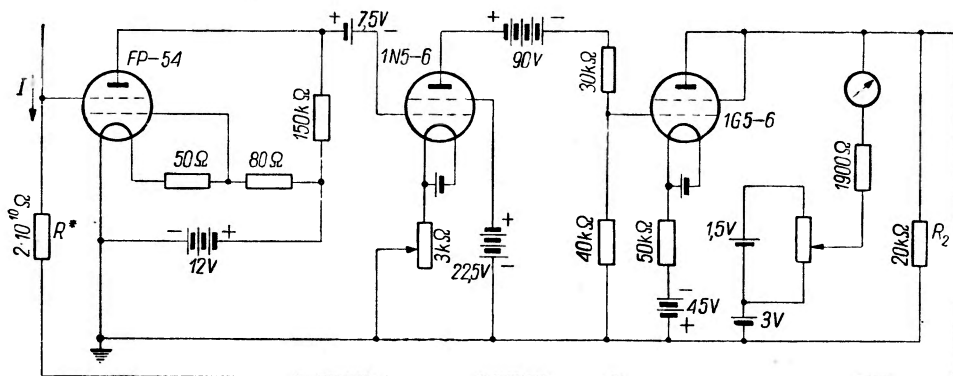
Jeżeli np. w kondensatorze o pojemności elektrycznej C zostanie przeniesiona do elektrody chwytającej liczba  $n$  jonów o ładunku  $e$ , to na elektrodzie wystąpi zmiana potencjału:

$$dU = \frac{dQ}{C} = \frac{d(ne)}{C} \quad (2)$$

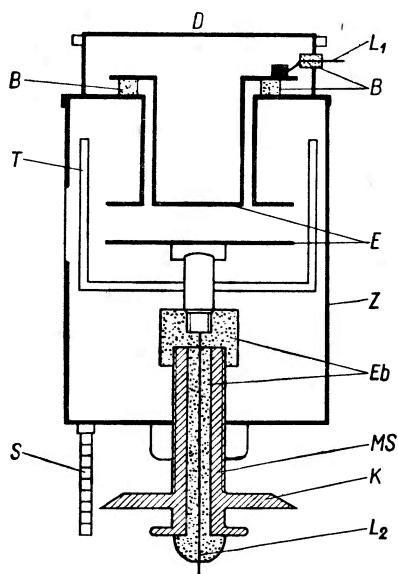
Jeżeli  $e$  będzie równe ładunkowi elementarnemu ( $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  kulombów), pojemność C wyrazimy w pikofaradach, a napięcie U — w miliwoltach, to otrzymamy:

$$dU = 1,6 \cdot 10^{-4} \frac{dn}{C} \text{ mV} \quad (3)$$

Zadanie elektrycznej aparatury pomiarowej, połączonej z komorą jonizacyjną, jest na ogół bardzo trudne (prądy mierzone wahają się w granicach:  $10^{-10}$  —  $10^{-16}$  A), dlatego stosuje się w niej najbardziej precyzyjne i czułe elektrometry.



Rys. 5. Układ elektronowy z komorą jonizacyjną i elektrometrem



Rys. 6. Przekrój komory jonizacyjnej cieczowej o małej pojemności (z pracy autora [1, 2, 3])

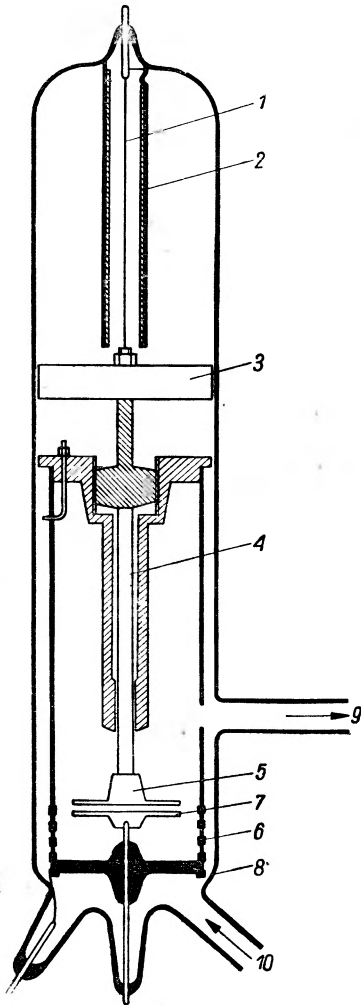
B — bursztyny, Eb — ebonit, E — właściwa komora, T — naczynie szklane, Z — naczynie metalowe, MS — śruba mikrometryczna, K — tarcza z podziałką, S — skala, L<sub>1</sub>, L<sub>2</sub> — doprowadzenia metaliczne, D — przykrywka metalowa, F — okienko szklane

Do takich elektrometrów należą między innymi elektrometry: kwadrantowe typu Dolezalka czy Lindemanna, duantowe (Hoffmanna), strunowe i nitkowe (Wulfa, Comptona i Lauritsena) oraz bardziej nowoczesne elektrometry lampowe różnych typów, np. elektrodynamiczne (wibracyjne). Szczegółowe opisy tych elektrometrów znajdzie czytelnik w pracach oryginalnych [46, 54].

Całkowity schemat aparatury pomiarowej, na której przez czas dłuższy pracował autor, pokazany jest na rys. 4. K<sub>1</sub> oznacza w nim komorę jonizacyjną, K<sub>2</sub> — kondensator pomocniczy, E — elektrometr kwadrantowy, B<sub>2</sub> — baterię 100 woltów, B<sub>1</sub> — baterię 2000 woltów, R<sub>1</sub> — opór wodny, R<sub>2</sub> — opór silitowy, P — przełącznik, D — ruchomą przesłonę ołowianą, R—S — wiązkę jonizującą promieni Röntgena, Z — uzziemienie, S — osłonę elektrostatyczną.

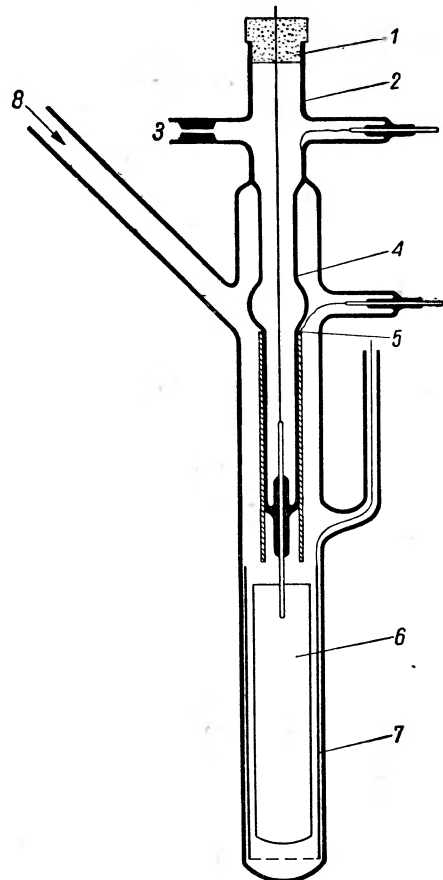
Szczelna osłona elektrostatyczna S ma za zadanie odizolować elektrodę chwytającą, elektrometr oraz całe połączenie tej elektrody z elektrometrem od zakłócających wpływów zewnętrznych, które mogą dawać efekty napięciowe tego samego rzędu, co efekty mierzone albo i znacznie większe.

Bardziej nowoczesny układ elektrometryczny z elektrometrem lampowym podany jest na rysunku 5. Bliższe dane co do tego układu można znaleźć w pracach oryginalnych [18, 46, 54].



Rys. 7. Przekrój komory jonizacyjnej cieczowej (z pracy C. S. Pao)

1 — cienki drut niklowy, 2 — cylinder mosiężny, 3 — płytka żelazna, 4 — pręt mosiężny, 5 — elektroda mosiężna, 6 — cienka osłona niklowa, 7 — elektroda miedziana, 8 — pierścień ochronny, 9 i 10 — wyjście i wejście dla cieczy



Rys. 8. Przekrój komory jonizacyjnej cieczowej do badań temperaturowych (z pracy C. S. Pao [38])

Obszerną literaturę na temat metod pomiarowych z gazowymi komorami jonizacyjnymi i dokładniejsze opisy elektrometrów można znaleźć

w podręcznikach i monografiach I. Cambella i D. O'Connora [18], B. Rossiego i innych [46], następnie W. Wekslera i innych [54].

Schematy komór jonizacyjnych cieczowych podane są między innymi w pracach autora [1, 3, 4, 10], C. S. Pao [38], Nikuradsego [36] i innych.

Na rys. rys. 6, 7 i 8 podane są schematy kilku bardziej charakterystycznych komór cieczowych z prac autora i C.—S. Pao [38].

### 5. Przewodnictwo samoistne (naturalne) i wzbudzone (jonizacyjne) cieczy dielektrycznych

Ciecze dokładnie oczyszczone metodami opisanymi w p. 3 wykazują bez użycia czynników jonizujących bardzo małe przewodnictwo rzędu  $10^{-19} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ . Tę wartość przewodnictwa nazywamy przewodnictwem samoistnym albo naturalnym.

Ze względu na to, że mierzone prądy mają w tym przypadku bardzo małe natężenie (rzędu  $10^{-14} - 10^{-16} \text{ A}$ ), dokładniejsze badania tych prądów natrafiają na duże trudności techniczne, wyniki ich nie są dokładnie powtarzalne i dlatego nie ma jeszcze uzgodnionych poglądów na istotę przewodnictwa tego rodzaju.

Jako przyczynę naturalnego przewodnictwa cieczy dielektrycznej wskazywano:

- 1) emisję elektronową z katody pod wpływem przyłożonego pola elektrycznego (przy uwzględnieniu obniżenia pracy wyjścia elektronu z metalu na granicy metal-dielektryk),
- 2) wpływy śladów zanieczyszczeń elektrolitycznych w cieczy,
- 3) dysocjację cząsteczek obcych substancji śladowych, znajdujących się jeszcze w cieczy,
- 4) dysocjację cząsteczek własnych pod wpływem pola elektrycznego,
- 5) wpływ jonizacyjny zanieczyszczeń promieniotwórczych, znajdujących się w ściankach naczynia i w powietrzu,
- 6) wpływ jonizacyjny promieni kosmicznych,
- 7) procesy temperaturowe, zachodzące podobnie jak w półprzewodnikach elektronowych.

Każda z przyczyn podanych wyżej może grać rolę w odpowiednich warunkach doświadczalnych, np. przy dużych natężeniach pola elektrycznego (rzędu kilkaset tysięcy woltów/cm) stwierdza się wpływ emisji elektronów z katody, wpływ dysocjacji cząsteczek obcych i może nawet cząsteczek własnych cieczy (Plumley [40]); w każdym warunkach doświadczalnych bezsporny jest wpływ zanieczyszczeń elektrolitycznych i czynników jonizujących zewnętrznych, jak również wpływ temperatury, nato-

miast wpływ promieniowania kosmicznego, wykazany w pracach G. Jaffego [25], autora [5], C. Biało-brzeskiego [14] i Rogozińskiego [44], nie został potwierdzony przez C. S. Pao [38] prawdopodobnie ze względu na duże trudności techniczne doświadczeń, występujące przy pomiarach tak małych prądów. Również z tego względu nie została dokładnie ustalona taka podstawowa zależność, jak zależność prądu od odległości elektrod, która może wiele powiedzieć o tym, czy zjawisko jest objętościowe, czy powierzchniowe. Z prac C. S. Pao [38] wynika, że zależność ta jest liniowa, ale wpływy powierzchniowe są bardzo duże. Również zależność natężenia prądu od napięcia jest w tym przypadku mało dokładnie określona i różna u różnych autorów.

Inaczej natomiast przedstawiają się wyniki badań nad przewodnictwem jonizacyjnym ciekłych dielektryków. Wzrost prądu w cieczy bardzo czystej może dochodzić do setek tysięcy razy (np. przy jonizacji promieniami rentgenowskimi) i ginie natychmiast po przerwaniu jonizacji i usunięciu reszty jonów z przestrzeni pomiędzy okładkami kondensatora (w czasie ułamka sekundy). Mierzone efekty są bardzo dokładnie powtarzalne i na ogół nie ma większych rozbieżności w wynikach prac różnych autorów.

Mimo to i w tym zakresie badań istnieje szereg podstawowych zjawisk, nie znajdujących jeszcze dokładnej interpretacji teoretycznej.

Ze względu na duże podobieństwo w mechanizmie przewodnictwa elektrycznego zjonizowanych gazów i cieczy dielektrycznych, przypomnę tu pokrótce najważniejsze cechy przewodnictwa gazów. Gazy w warunkach normalnych nie są przewodnikami elektryczności. Mogą one jednak przewodzić prąd elektryczny i to nawet dosyć znaczny, jeśli wytworzy się w nich dużą liczbę jonów za pomocą jakiegoś czynnika jonizującego, np. przez podgrzanie płomieniem, przez wyładowania elektryczne, przez naświetlenie promieniowaniem rentgenowskim, promieniowaniem  $\gamma$ , cząstkami  $\alpha$ ,  $\beta$ , protonami czy deutronami itd.

Działanie czynników jonizujących tłumaczymy w ten sposób, że na koszt energii promieniowania padającego zostają oderwane pojedyncze elektrony od obojętnych atomów czy cząsteczek gazu (proces jonizacji), dzięki czemu następuje rozdział ładunku elektrycznego; ładunek dodatni pozostaje przy reszcie atomu czy cząsteczki, tworząc jon dodatni, ładunek ujemny porusza się najpierw w postaci elektronu swobodnego, a po pewnej liczbie zderzeń tego elektronu z cząstkami obojętnymi gazu zostaje przyłączony do obojętnego atomu, cząsteczki czy nawet całego kompleksu cząsteczek i tworzy jon ujemny. W rezultacie po każdym akcie jonizacji powstaje jedna para jonów: dodatni i ujemny, przy tym energia, jaka zostaje zużyta na ten cel, jest mniej więcej stała i wynosi około 34 eV; znając energię cząstki padającej, można w ten sposób obliczyć jaką liczbę

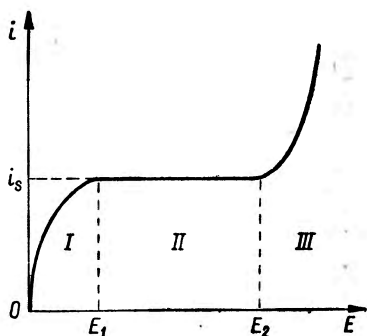


jonów wytworzy ona po całkowitym zahamowaniu w gazie, np. cząstka  $\alpha$  o energii 3,2 MeV wytwarza na swojej drodze  $10^5$  par jonów.

Jeżeli gaz jonizowany znajduje się wewnątrz kondensatora w polu elektrycznym, to wytwarzane jony wędrują w kierunku elektrod o przeciwnych znakach potencjału i w obwodzie takiego kondensatora można stwierdzić za pomocą czułego elektrometru obecność prądu elektrycznego. Prąd ten nosi nazwę prądu jonizacyjnego. Natężenie prądu jonizacyjnego ( $i$ ) zależy w dużej mierze od napięcia ( $U$ ), przyłożonego do elektrod kondensatora, tzn. od natężenia pola elektrycznego ( $E$ ), panującego w przestrzeni pomiędzy elektrodami. Jeżeli pole jest jednorodne (np. dla kondensatora płaskiego), to przy odległości elektrod  $d$  natężenie pola elektrycznego wyniesie  $E = \frac{U}{d}$ . Zależność  $i = f(E)$  dla gazów zjonizowanych przedstawiona jest ogólnie na rys. 9.

Jak widać z rysunku, na początku krzywej dla małych pól (w obszarze I) natężenie prądu  $i$  rośnie (nie liniowo) ze wzrostem natężenia pola do pewnego nasycenia ( $i_s$ ).

Przy pewnej wartości  $E_1$  prąd osiąga wartość stałą (prąd nasycenia  $i_s$ ) i dalszy wzrost pola nie powoduje przyrostu prądu aż do wartości  $E = E_2$ ,



Rys. 9. Zależność prądu jonizacyjnego od natężenia pola (w gazach)

przy której zaczyna się gwałtowny wzrost najpierw liniowy, później wykładniczy aż do wyładowania iskrowego (obszar III).

Najprościej daje się wytłumaczyć obszar II, w którym występuje prąd nasycenia; mianowicie w tym obszarze natężenia pola wszystkie wytworzone w gazie jony zostają odprowadzone przez pole elektryczne do elektrod kondensatora i zarejestrowane przez elektrometr.

W obszarze I dużą rolę odgrywa zjawisko rekombinacji jonów, polegające na tym, że jony gazu, biorąc udział w ruchu cieplnym jego cząsteczek, tracą ładunki elektryczne, jeśli zderzą się przypadkowo z jonami znaku przeciwnego. Przy małych wartościach pola elektrycznego, kiedy czas przejścia jonów pomiędzy elektrodami kondensatora jest dosyć duży, zjawisko rekombinacji powoduje neutralizację pewnej części jonów tym większej, im mniejsze jest napięcie.

Wartość prądu nasycenia  $i_s$  oblicza się wobec tego z liczby jonów  $q$ , wytworzonych przez czynnik jonizujących w  $1 \text{ cm}^3$  w ciągu 1 sek, ich ładunku  $e$ , powierzchni elektrod  $S$  i odległości elektrod  $d$ :

$$i_s = q e S d. \quad (4)$$



Powyżej obszaru nasycenia następuje ponowny wzrost prądu ze wzrostem natężenia pola, co tłumaczymy w ten sposób, że jony gazu zaczynają nabierać tak dużych prędkości  $v$ ,

$$v = uE = u(V/d) \quad (5)$$

gdzie  $u$  oznacza ruchliwość jonów, że ich energia kinetyczna  $\left(\frac{mv^2}{2}\right)$  wystarcza do zjonizowania innych obojętnych atomów czy cząsteczek gazu. Wzrost prądu odbywa się tu najpierw proporcjonalnie do wielkości przyłożonego natężenia pola, a dalej dla większych natężeń zaczyna wykazywać formę wykładniczą, co fizycznie odpowiada lawinowemu procesowi narastania liczby elektronów czy jonów, tzn. że każdy wytworzony elektron czy jon nabiera tak dużej energii w polu kondensatora, że może wytwarzać większą liczbę jonów.

Obszar ostatni kończy się wyładowaniem iskrowym, tzn. tak dużym prądem jonów, że następuje silne ogrzanie gazu wzdłuż wąskich kanałków łączących elektrody, świecenie gazu i rozbrojenie elektrod.

Powyższy opis zjawisk, zachodzących w gazie zjonizowanym pod normalnym ciśnieniem, znacznie się komplikuje, jeśli ciśnienie gazu wzrasta, a tym bardziej skomplikowanie występuje w cieczach dielektrycznych.

Najbardziej charakterystyczną różnicę stanowi w cieczach brak całkowitego nasycenia prądu w silniejszych polach elektrycznych. Obserwuje się wtedy liniowy wzrost prądu ze wzrostem natężenia pola w sposób pokazany na rys. 10. Ogólnie można przedstawić wtedy zależność prądu jonizacyjnego od napięcia w obszarze II w postaci następującej:

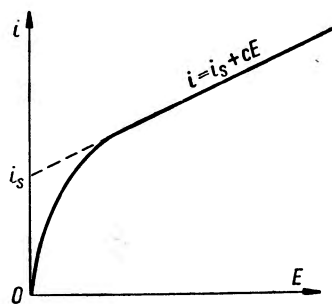
$$i = i_s + cE, \quad (6)$$

gdzie współczynnik  $c$  zależy od natężenia źródła jonizacji, od odległości elektrod i od energii promieniowania jonizującego.

Zależność ta, znaleziona już w pierwszych pracach z cieczami dielektrycznymi, została na ogół potwierdzona we wszystkich późniejszych pracach doświadczalnych, ale była interpretowana w różny sposób i do chwili obecnej nie jest jeszcze dokładnie wyjaśniona.

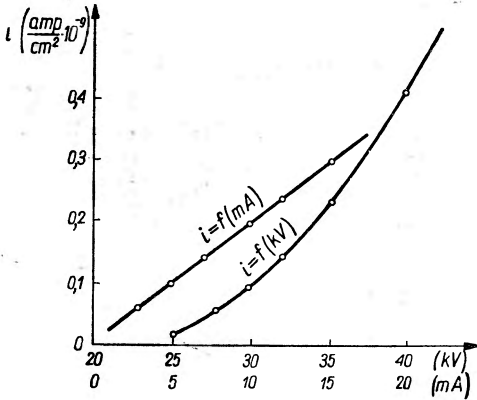
Istnieje kilka zupełnie różnych koncepcji teoretycznych, wyjaśniających to zjawisko.

Do najpoważniejszych należą: teoria G. J a f f e g o o jonizacji kolumnowej i wpływie rekombinacji wyróżnionych [25 i 26], teoria H. I. P l u m-



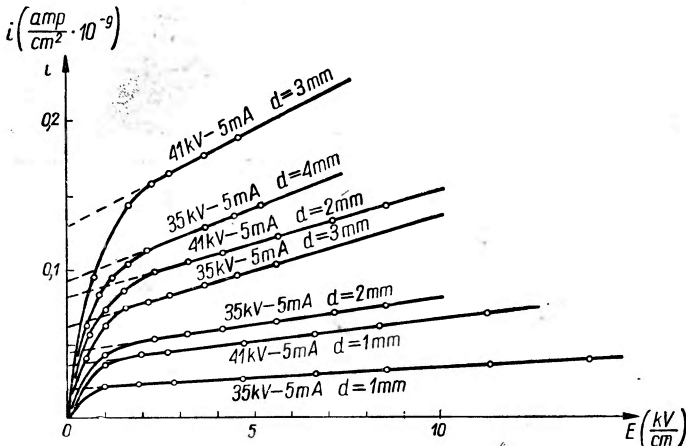
Rys. 10. Zależność prądu jonizacyjnego od natężenia pola w cieczach dielektrycznych

leya [40] o możliwości występowania dysocjacji cząsteczek śladowych zanieczyszczeń czy cząsteczek własnych cieczy w zależności od pola, a wreszcie nie potwierdzone jeszcze koncepcje, oparte na teorii półprzewodników elektronowych czy też na roli elektronów  $\pi$  [45].



Rys. 11. Zależność gęstości prądu jonizacyjnego od napięcia na lampie rentgenowskiej  $i = f(kV)$  i od natężenia prądu elektronowego w lampie  $i = f(mA)$  z pracy autora [1])

z dotychczasowych prac w tym kierunku dużo materiału doświadczalnego wniosły prace autora [1—9], wykonane w latach 1934—1939. Zawierają one szereg danych o zależności współczynnika  $c$  od natężenia i rodzaju promieniowania jonizującego, od odległości elektrod i od rodzaju cieczy. Na uwagę zasługuje to, że — jak wynika z tych prac — współczynnik  $c$  zale-

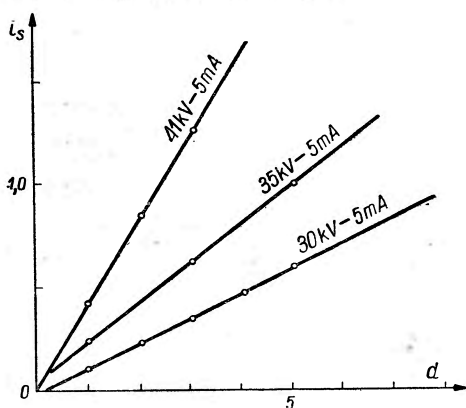


Rys. 12. Zależność gęstości prądu jonizacyjnego od natężenia pola elektrycznego w komórce jonizacyjnej (w heksanie) przy różnych zmianach promieniowania jonizującego i różnych odległościach elektrod (z pracy autora [1])

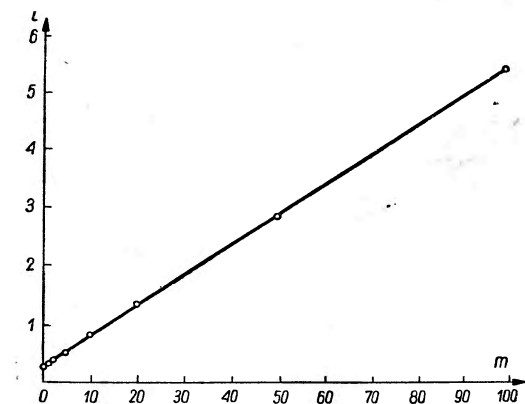
ży liniowo od  $d^2$  ( $d$  — odległość elektrod kondensatora), tzn. że zależność prądową można by napisać w postaci  $i = i_s + aU$ , gdzie  $U$  oznacza napię-

cie przyłożone do okładek kondensatora; znaczyłyby to, że główną rolę gra tu energia fotoelektronów ( $eU$ ), nabyta w polu kondensatora.

Duża część wyników prac autora została potwierdzona w późniejszych pracach innych autorów (C. S. Pao [38]), wykonywanych w innych warunkach doświadczalnych (np. z preparatami radu jako źródłem jonizacji) i z innymi cieczami. Jednak promieniowanie  $\gamma$  jako źródło jonizacji jest mniej dogodnie do tych badań, gdyż daje znacznie mniejsze efekty jonizacyjne (o dwa, trzy rzędy wielkości) i może działać zakłócająco na całą aparaturę pomiarową ze względu na jego dużą przenikliwość. Natomiast działanie wiązki promieniowania rentgenowskiego można łatwo zlokalizować wewnątrz badanej próbki cieczy.



Rys. 13. Zmiana wartości prądu nasycenia ( $i_s$ ) od odległości elektrod  $d$  (z pracy autora [1])



Rys. 14. Zmiana natężenia prądu ( $i$ ) od natężenia promieniowania  $\gamma$  preparatów radu ( $E = 5830 \text{ V/cm}$  (z pracy C—S Pao [38])).

Jak widzimy z wykresów, ogólny wygląd charakterystyki prądowo napięciowej jest bardzo regularny, a wartość  $i_s$  i  $c$  zmieniają się systematycznie ze zmianą warunków doświadczalnych. Krzywe na rys. 12 pokazują regularną zależność prądu jonizacyjnego od warunków pracy lampy rentgenowskiej.

Zależności  $i_s = f(d)$  wskazują, że zjawiska jonizacji w cieczach dielektrycznych są natury objętościowej i że rola zjawisk powierzchniowych (np. dyfuzji) jest mała (proste przechodzą bardzo blisko początku układu).

Na rys. 11, 12 i 13 podanych jest kilka przykładów wyników doświadczalnych z prac autora [2, 10].

Na rys. 11 podana jest zależność prądu jonizacyjnego w heksanie od natężenia prądu i od napięcia w rurze rentgenowskiej. Na rys. 12 podane są krzywe zależności prądu jonizacyjnego w heksanie od natężenia pola elektrycznego przy różnym natężeniu wiązki jonizującej i przy różnych odległościach elektrod.

Na rys. 13 podane są zależności prądu nasycenia  $i_s$  od odległości elektrod  $d$ .

Na rys. 14 podana jest zależność prądu jonizacyjnego od natężenia promieniowania  $\gamma$  (ilości radu w  $\mu\text{g}$  (z pracy C. S. P a o [38]).

W tablicy podane jest zestawienie wpływu działania różnych źródeł jonizacji na przewodnictwo cieczy.

Tablica 1

Heksan, $d = 0,3$ cm, $U = 722$ woltów			
Źródło jonizacji	Gęstość prądu w $\text{A cm}^{-2}$	Przewodnictwo właściwe w $\Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$	Wartości względne prze- wodnictwa
—	$2,6 \cdot 10^{-15}$	$4,5 \cdot 10^{-19}$	1
Rad 2,19 mg	$1,61 \cdot 10^{-13}$	$2,8 \cdot 10^{-17}$	62
Rad 9,76 mg	$7,2 \cdot 10^{-13}$	$1,25 \cdot 10^{-16}$	277
Rad 11,95 mg	$8,65 \cdot 10^{-13}$	$1,5 \cdot 10^{-16}$	332
Promienie X			
25 kV — 5 mA	$6,8 \cdot 10^{-12}$	$2,78 \cdot 10^{-15}$	6200
30 kV — 5 mA	$3,96 \cdot 10^{-11}$	$1,64 \cdot 10^{-14}$	36600
41 kV — 5 mA	$1,66 \cdot 10^{-10}$	$6,9 \cdot 10^{-14}$	154000

Jak widzimy z tablicy, promieniowanie  $\gamma$  radu powoduje średnio (w danych warunkach doświadczalnych) około trzydziestokrotny wzrost natężenia prądu na mg radu, a promieniowanie rentgenowskie może wywołać nawet przy małym napięciu na lampie rentgenowskiej i małym natężeniu prądu elektronowego w lampie wzrost prądu jonizacyjnego w cieczy rzędu stu tysięcy razy.

## 6. Badania ruchliwości, rekombinacji i dyfuzji jonów w cieczech dielektrycznych

Dla przewodnictwa elektrycznego w słabych polach miarodajne są trzy charakterystyczne współczynniki: ruchliwości, rekombinacji i dyfuzji jonów.

Ruchliwością jonu nazywamy prędkość jonu w polu jednostkowym; jest to zatem stały współczynnik  $u$  w równaniu na prędkość jonu  $v$  w polu elektrycznym  $E$ :  $v = uE$ .

Ruchliwość, rekombinacja i dyfuzja jonów były w szerokich granicach badane w czystych gazach i w ich mieszaninach w zależności od temperatury, ciśnienia itd.

Pierwsze prace doświadczalne nad dielektrykami ciekłymi, stwierdzające analogię w przewodnictwie cieczy dielektrycznych i gazów zjonizowanych, skłoniły wielu autorów do zastosowania opracowanej już teorii jonów gazowych do teorii jonów ciekłych. Usiłowania te zmierzały głównie do ustalenia zależności pomiędzy współczynnikami ruchliwości, rekombinacji i dyfuzji jonów i do obliczenia wartości bezwzględnych tych współczynników z charakterystyki zależności prądu od napięcia.

Pierwsze prace w tym kierunku rozpoczęli K. Przibram [41], C. Böhm-Wendt i E. Schweidler [17].

Badając doświadczalnie zależność prądu od napięcia, znajdowano wartość prądu nasycenia  $i_s$  i stosunek  $i/E$  dla małych pól i ze wzorów teoretycznych obliczano sumę ruchliwości jonów.

Tym sposobem wyznaczyli po raz pierwszy sumę ruchliwości jonów w eterze naftowym C. Böhm-Wendt i E. M. Schweidler [17] i otrzymali wartość  $4,1 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>2</sup>/V.sek.

Ten sam rząd wielkości (od  $1,5$  do  $11,7 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>2</sup>/V.sek) otrzymał C. Biało brzeski [13 i 24]) dla różnych frakcji grupy węglowodorów nasyconych, A. Nikuradse [36] dla oleju mineralnego niejonizowanego  $0,92 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>2</sup>/V.sek.

Ruchliwości jonów elektrolitycznych w roztworach wodnych, obliczone na zasadzie przewodnictwa równoważnikowego, leżą w granicach  $2 \cdot 10^{-4}$  —  $40 \cdot 10^{-4}$  cm<sup>2</sup>/V.sek.

Ruchliwości jonów gazowych są około 3 000 razy większe. Wyniki otrzymywane opisanymi wyżej metodami pośrednimi mogły służyć jedynie do oszacowania rzędu wielkości ruchliwości jonów w cieczach dielektrycznych. Natomiast dokładne wartości liczbowe tej wielkości dla poszczególnych rodzajów jonów można otrzymać tylko za pomocą metod pomiarowych bezpośrednich.

Metody te są na ogół oparte na metodach wypracowanych dla jonów gazowych z tym, że z uwagi na znacznie mniejszą ruchliwość jonów ciekłych należy odpowiednio zmienić warunki doświadczalne (natężenie pola elektrycznego, odległość elektrod, czas trwania pola itd.).

Prace tego rodzaju rozpoczęli G. Jaffe [25], H. Bijl [16] jeszcze w latach 1910—1913, określając wartości ruchliwości jonów w kilku różnych cieczach dielektrycznych. Autor w latach 1932—1934 [3, 4, 7] wyznaczył metodami bezpośrednimi wartości liczbowe ruchliwości jonów dla pięciu związków grupy węglowodorów nasyconych (pentanu, heksanu, heptanu, oktanu, nonanu).

Wyniki tych pomiarów autora są zestawione w tablicy 2 obok wartości współczynnika rekombinacji jonów, o którym będzie mowa dalej.

Wartości gęstości i lepkości były mierzone bezpośrednio doświadczalnie; są one trochę różne od wartości podawanych w tablicach, co nie jest istotne dla samego zagadnienia zależności ruchliwości jonów od lepkości cieczy, ponieważ pracowano z jedną grupą węglowodorów, których i tak nie można było zupełnie dokładnie oddzielić od siebie (szczególnie związków cięższych).

Tablica 2

		<i>M</i>	<i>d</i>	$\eta$	$t_w$ °C	$u_1$	$u_2$	$u_3$	$\alpha$	$\alpha/\Sigma u$
Pentan	C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	72,14	0,630	0.00260	35-37,5	12,1	6,8	3,8	2,13	3,28
Heksan	C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	86,17	0,663	0.00334	68,5-69,6	8,4	4,5	2,8	1,5	3,24
Heptan	C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	100,19	0,709	0.00480	96-98	4,7	2,8	1,8	0,88	3,23
Oktan	C <sub>8</sub> H <sub>20</sub>	114,22	0,725	0.00595	122-123,5	3,4	1,8	1,2	0,69	3,67
Nonan	C <sub>9</sub> H <sub>22</sub>	128,25	0,750	0.00753	150-151	2,2	1,2	0,8	0,49	3,71

*M* oznacza masę cząsteczkową (ciężar cząsteczkowy), *d* — gęstość,  $\eta$  — lepkość,  $t_w$  — temperaturę wrzenia, *u* — ruchliwość jonów (w cm<sup>2</sup>sek<sup>-1</sup> V<sup>-1</sup> 10<sup>4</sup>)  $\alpha$  — współczynnik rekombinacji jonów (w j. ES).

Jak widać z tablicy 2, ruchliwości jonów maleją systematycznie w całej grupie C<sub>n</sub>H<sub>2n+2</sub> w miarę przyrostu grup CH<sub>2</sub> w cząsteczce węglowodoru, tzn. w miarę jak wzrastają również systematycznie takie wielkości, jak gęstość, lepkość, temperatura wrzenia itd.

Autor ustalił, że dla tej grupy węglowodorów nasyconych zależność pomiędzy ruchliwością jonów i lepkością cieczy można przedstawić w postaci

$$u = A\eta^{-1/2}, \quad (7)$$

gdzie stała *A* przyjmuje następujące wartości liczbowe dla trzech rodzajów jonów, znalezionych przez autora

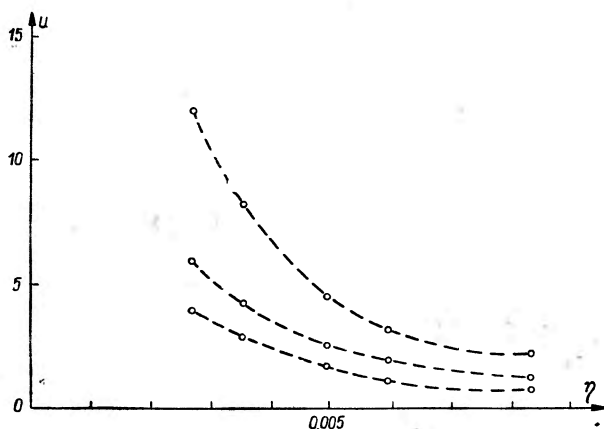
$$A_1 = 1,5 \cdot 10^{-7}, \quad A_2 = 0,85 \cdot 10^{-7}, \quad A_3 = 0,53 \cdot 10^{-7},$$

przy czym *u* jest mierzone w cm<sup>2</sup> sek<sup>-1</sup> V<sup>-1</sup> a  $\eta$  w puazach.

Wykres zależności  $u = f(\eta)$  podany jest na rys. 15. W porównaniu z poprzednimi pracami wyniki autora były zgodne co do rzędu wielkości (10<sup>-4</sup> cm<sup>2</sup> sek<sup>-1</sup> V<sup>-1</sup>), natomiast wartości liczbowe były różne.

Dla jonów ujemnych różnice ruchliwości dochodziły tylko do 80%, ale dla jonów dodatnich autor znalazł dwie różne wartości ruchliwości, odpowiadające dwóm rodzajom jonów; średnia arytmetyczna ruchliwość tych dwóch rodzajów jonów dodatnich odpowiadała mniej więcej wartościom otrzymanym przez innych autorów.

Sprawa istnienia i rodzaju tych dwóch różnych grup jonów dodatnich nie jest jeszcze dokładnie wyjaśniona. W kilka lat później znaleziono w parach tych samych związków organicznych parę rodzaj jonów dodatnich, ale w cieczach nie powtarzano dokładnie tych badań.



Rys. 15. Wykres zależności ruchliwości ( $u$ ) jonów od współczynnika lepkości ( $\eta$ ) cieczy. (z pracy autora [3])

Jeszcze w roku 1937 K. W. Reiss [42] robił nową metodą bezpośrednie pomiary ruchliwości jonów antracenu w roztworze w heksanie i znalazł wartości liczbowe zbliżone do poprzednich dla pojedynczych związków różnych węglowodorów; jego metoda nie dała podziału na grupy jonów dodatnich.

We współczesnych badaniach przewodnictwa elektrycznego cieczy najczęściej cytowane są i brańe do obliczeń dane liczbowe z prac autora lub też obliczenia oparte na wzorze (7).

Wzór (7) jest o tyle przydatny, że nawet ekstrapolowanie go do wartości lepkości cieczy tysiąc razy większej daje rząd wielkości ruchliwości jonów, zgodny z wynikami doświadczalnymi innych autorów, np. dla olejów wazelinowych, dla których współczynnik lepkości  $\eta$  waha się w granicach 1—4, mierzone ruchliwości jonów są rzędu  $0,97\text{--}2,2 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ sek}^{-1} \text{ V}^{-1}$ , co zgadza się na ogół z wartościami otrzymywanymi ze wzoru (7).

Autor zbadał jeszcze zmiany ruchliwości jonów w zależności od zmian temperatury w oleju parafinowym [6] i zmiany lepkości tej cieczy w zależności od temperatury. Zestawiając te wyniki, autor stwierdził, że zmiana ruchliwości zachodzi w danej cieczy zgodnie z prawem Stokesa.

Na rząd wielkości ruchliwości jonów otrzymał wartość rzędu  $10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ sek}^{-1} \text{ V}^{-1}$ , przy czym w zakresie zmian temperatury od  $278^\circ \text{K}$  do  $297^\circ \text{K}$  lepkość malała od 5,56 do 1,27 puaza, a ruchliwości jonów rosły od  $0,95 \cdot 10^{-7}$  do  $18 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2 \text{ sek}^{-1} \text{ V}^{-1}$ .



Jednak pomiary ruchliwości jonów w cieczach bardzo lepkich są trudne technicznie i wartości liczbowe nie są dokładne ze względu na duży czas przenoszenia jonów do elektrod kondensatora i na duży wpływ zakłócający dyfuzji. Poza tym ciecze bardzo lepkie (oleje, wazeliny) nie są najczęściej cieczami jednorodnymi chemicznie i nie dają tak powtarzalnych wyników, jak ciecze będące ściśle określonymi związkami chemicznymi.

Bardzo ważną rolę w pomiarach przewodnictwa elektrycznego gra współczynnik rekombinacji jonów.

W przypadku stacjonarym i przy równomiernym rozłożeniu jonów w przestrzeni pomiędzy okładkami kondensatora oraz przy jednakowej ilości jonów dodatnich i ujemnych współczynnik rekombinacji określa się z prostego wzoru

$$dn/dt = q - an^2 \quad (8)$$

gdzie  $q$  oznacza liczbę jonów wytwarzanych przez źródło jonizacji w  $1 \text{ cm}^3$  cieczy w ciągu 1 sekundy,  $a$  oznacza współczynnik rekombinacji jonów, a  $n$  chwilową gęstość przestrzenną jonów. Jeśli przerwiemy jonizację ( $q = 0$ ), to liczba jonów będzie powoli zanikała według prawa

$$dn/dt = -an^2. \quad (9)$$

Ze wzoru tego otrzymuje się na gęstość jonów ( $n$ ) wyrażenie

$$n = n_0/(1 + an_0t). \quad (10)$$

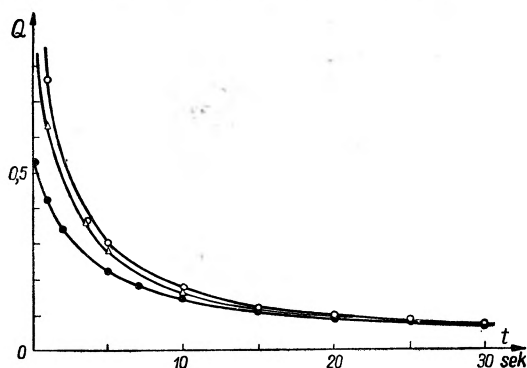
Takie prawo rekombinacji jonów zostało podane dla gazów jeszcze przez J. J. Thomsona i E. Rutherforda.

Inny związek otrzymał dla gazów W. Sutherland [51]  $\left(\frac{dn}{dt} = -an^{5/3}\right)$ . Również G. Jaffe [25, 26], który pierwszy wyznaczał ten współczynnik dla cieczy, otrzymał inną zależność  $\left(\frac{dn}{dt} = an^{1,84}\right)$ . Jednak późniejsze prace V.d. Bijla [16], G. Jaffego [26] i autora [3, 7] nie potwierdziły tych rozbieżności i wskazywały raczej słuszność prawa (9), chociaż jednocześnie wykazywały dużo bardziej złożony mechanizm zjawiska rekombinacji w gazach pod ciśnieniem i w cieczach (szczególnie w pierwszych chwilach po jonizacji), niż to zakładały teorie poprzednie. O tych specjalnych rodzajach rekombinacji będzie jeszcze mowa w dalszym ciągu tego paragrafu i w części II tego artykułu.

Pomiar współczynnika rekombinacji jonów odbywa się w ten sposób, że najpierw jonizuje się ciecz (czy gaz), zawartą wewnątrz kondensatora, a po ustaleniu się stanu stacjonarnego przerywa się jonizację i pozostawia ciecz (czy gaz) na okres czasu  $t$  (czas rekombinacji), po którym przykłada

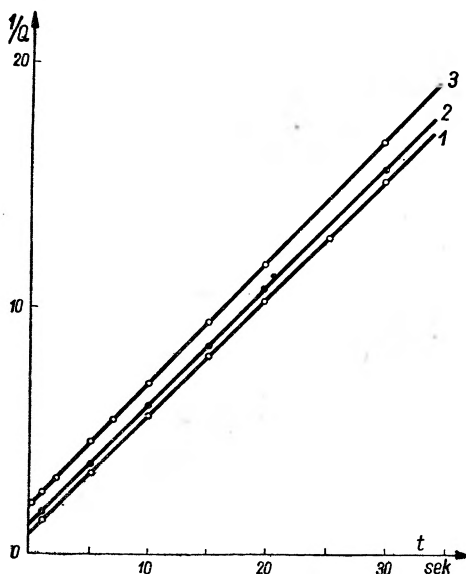


się do płytek kondensatora napięcie tak duże, żeby pole elektryczne zebrało pozostałe jony w czasie bardzo krótkim w stosunku do czasu  $t$ . Wy-

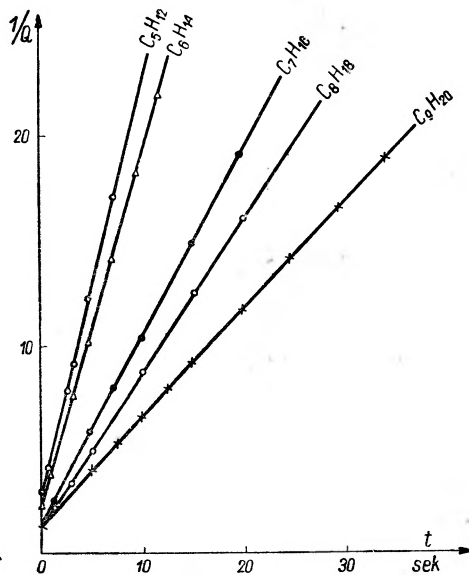


Rys. 16. Zależność ładunku jonów ( $Q$ ) od czasu rekombinacji ( $t$ ) (z pracy autora [3, 7])

kreślając zależność  $Q = f(t)$  albo  $1/Q = f(t)$ , gdzie  $Q$  oznacza nabój jonów pozostałych jeszcze między okładkami kondensatora, otrzymuje się



Rys. 17. Zależność odwrotności ładunku jonów ( $1/Q$ ) od czasu rekombinacji ( $t$ ) z pracy autora [3, 7])



Rys. 18. Zależność odwrotności ładunku jonów ( $1/Q$ ) od czasu rekombinacji ( $t$ ) w różnych związkach węglowodorów nasyconych przy tych samych warunkach doświadczenia (z pracy autora [3, 7])

w pierwszym przypadku krzywe, pokazane na rys. 16, a w drugim przypadku proste pokazane na rys. 17, z których można wyznaczyć  $Q_0$  i obliczyć współczynnik  $\alpha$  z nachylenia prostych do osi  $t$ .

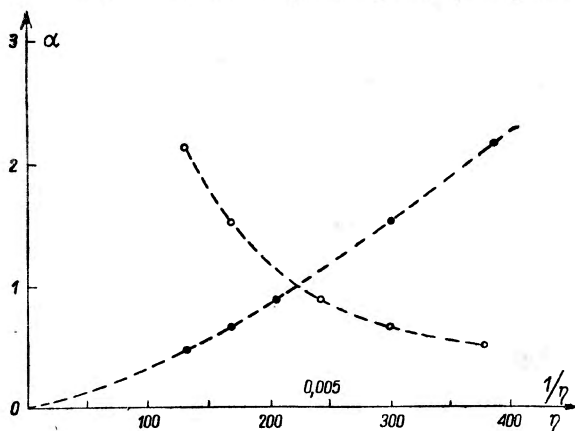
Przyrost naboju początkowego z odległością elektrod  $Q_0 = f(d)$  wskazuje liniowy wzrost ładunku z objętością cieczy wewnątrz kondensatora, ale jednocześnie wskazuje niewielkie zakłócające wpływy dyfuzji.

Dla różnych cieczy tej samej grupy węglowodorów nasyconych nachylenie prostych  $1/Q = f(t)$  zmienia się systematycznie (rośnie dla cieczy o większej gęstości i lepkości (rys. 18)).

W tablicy 2 podane są wartości współczynnika rekombinacji  $\alpha$  i stosunek  $\alpha/\Sigma u$ , gdzie  $u$  oznacza ruchliwość jonów.

Jak się okazało w pracy autora, współczynniki rekombinacji wykazują podobną zależność od lepkości, jak współczynnik ruchliwości  $\alpha = B \eta^{-3/2}$  z tym, że stała  $B = 3.10^{-4}$  (rys. 19).

Stosunek  $\alpha/\Sigma u$  jest zatem wielkością prawie stałą (w granicach 10%) dla różnych rodzajów jonów (według teorii jonów gazowych powinien być stały).



Rys. 19. Zależność współczynnika rekombinacji ( $\alpha$ ) jonów od współczynnika lepkości cieczy ( $\eta$ ) w grupie węglowodorów nasyconych — krzywa I i zależność współczynnika rekombinacji ( $\alpha$ ) od  $1/\eta$  — krzywa II (z pracy autora [3, 7])

Wartość ładunku początkowego ( $Q_0$ ) rośnie systematycznie ze wzrostem masy cząsteczkowej cieczy.

Oprócz zjawiska rekombinacji normalnej, występującej przy równomiernym rozkładzie jonów, były rozpatrywane jeszcze inne rodzaje zjawiska rekombinacji w cieczach dielektrycznych. Należą do nich: 1) rekombinacja wyróżniona (*preferential recombination*), kiedy jon ujemny jest utworzony tak blisko macierzystego jonu dodatniego, że może bardzo łatwo znowu się z nim połączyć, 2) rekombinacja początkowa (*initial recombination*), kiedy elektron czy jon ujemny powstaje w pobliżu jakiegokolwiek jonu i tworzy z nim nierównomiernie rozłożone w przestrzeni pary, i wreszcie 3) rekombinacja kolumnowa (*columnar recombination*), kiedy jony układają się wzdłuż osi jakiejś kolumnienki (np. wzdłuż toru cząstki alfa).

Rekombinacja wyróżniona występuje między innymi w gazach pod dużymi ciśnieniami, rekombinacja początkowa występuje raczej przy małych ciśnieniach w gazach np. przy jonizacji promieniami Rentgena czy promieniami  $\gamma$ ; przykład rekombinacji kolumnowej spotyka się głównie przy jonizacji cząstkami  $\alpha$ , deutronami, protonami.

Istnieje ponadto jeszcze jeden rodzaj rekombinacji wyróżnionej, a mianowicie rekombinacja elektronowa, która polega na bezpośrednim zderzeniu elektronu z jonem dodatnim (jeszcze przed utworzeniem jonu ujemnego).

Taki przykład rekombinacji spotyka się między innymi w wyładowaniu plazmowym w gazach.

Badaniem roli różnych rodzajów rekombinacji wyróżnionych w przewodnictwie cieczy dielektrycznych zajmowali się G. Jaffe [26, 27], D. E. Lea [32] i autor [8]. Jaffe przypisywał rekombinacji wyróżnionej główną rolę w zjawisku charakterystycznego dla cieczy braku prądów nasycenia (p. wzór 6). Teoria Jaffe'go odegrała bardzo dużą rolę w badaniach przewodnictwa ciekłych dielektryków i dlatego będzie podana w streszczeniu w następnej części tej pracy, chociaż niektóre nowsze prace doświadczalne [43] wysuwają pewne zastrzeżenia co do jej słuszności.

Trzeci współczynnik charakteryzujący przewodnictwo elektryczne gazów i cieczy: współczynnik dyfuzji ( $D$ ) określa się równaniem

$$q dt = - D \frac{\partial n}{\partial x} dt \quad (12)$$

gdzie  $q$  oznacza ilość substancji przepływającej przez jednostkę prostopadłej powierzchni w czasie  $dt$  a  $D$  oznacza współczynnik dyfuzji.

Jak widzimy,  $q$  jest proporcjonalne do gradientu koncentracji  $\partial n/\partial x$  jonów. W przypadku, kiedy możemy ograniczyć się do rozpatrywania przenoszenia jonów w jednym kierunku, równanie (12) prowadzi do równania

$$\partial n/\partial t = D \partial^2 n/\partial x^2. \quad (13)$$

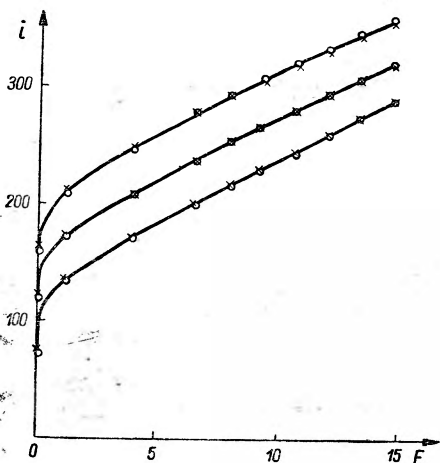
Współczynnik dyfuzji jonów w cieczach dielektrycznych był mało badany doświadczalnie. Najczęściej wyznaczono go na drodze rachunkowej, korzystając ze wzoru Einsteina  $D = u k T$ , gdzie  $u$  oznacza ruchliwość jonu, a  $k$  — stałą Boltzmanna.

## 7. Wpływ temperatury na przewodnictwo cieczy dielektrycznej

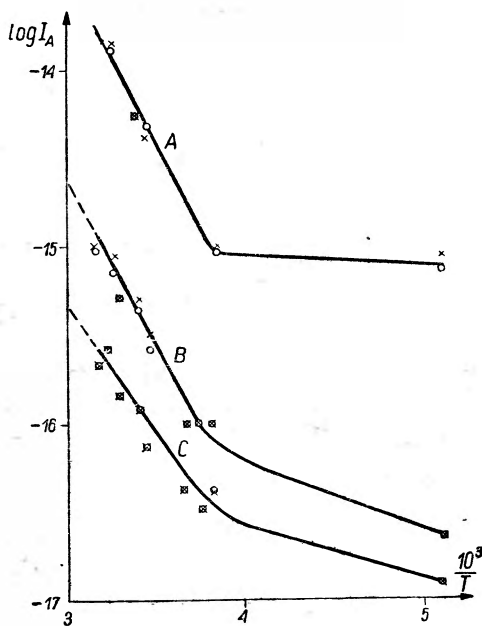
C. S. Pao [38] i Le Page oraz du Bridge [33] badali między innymi zależność natężenia prądu jonizacyjnego od temperatury w izo-oktanie i w toluenie przy jonizacji promieniowaniem  $\gamma$  radu. Okazało się,

że przy danej wartości natężenia pola prąd rośnie systematycznie ze wzrostem temperatury (rys. 20), ale nachylenie krzywej wzrostu (współczynnik  $c$  w równaniu  $i = i_s + c E$ ) jest stałe, przy tym nie zaobserwowano żadnych różnic przy zmianie kierunku napięcia. Wykres zależności  $\log i = f(1/T)$  (rys. 21) wskazuje, że zależność ta składa się z dwóch przecinających się prostych, których pochylenie maleje (według C. S. P a o) ze zmniejszaniem się pola elektrycznego, natomiast Le Page i du Bridge [33] otrzymali dla toluenu wzrost pochylenia prostej ze zmniejszeniem się natężenia pola. Ale ogólny charakter krzywej jest zgodny i przypomina znaną zależność od temperatury dla półprzewodników elektronowych ( $\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{w}{kT}}$ ).

C. S. P a o wyjaśnia to wprowadzając w innej drodze, mianowicie przyjmując raczej mechanizm dysocjacji cząsteczek cieczy pod wpływem pola



Rys. 20. Zależność prądu jonizacyjnego ( $i$ ) od natężenia pola ( $E$ ) przy różnych temperaturach (z pracy C. S. P a o [38])  
 Krzywa A odpowiada temperaturze 315,3°K, krzywa B — 260,6°K, krzywa C — 210°K.  
 Kółka i krzyżyki odpowiadają dwóm seriom pomiarów, w których napięcie było skierowane przeciwnie



Rys. 21. Zależności logarytmu prądu jonizacyjnego od odwrotności temperatury cieczy ( $\log I_A = f(1/T)$ ) dla izooktanu (z pracy C. S. P a o [38])

Punkty pełne i krzyżyki odpowiadają dwóm seriom pomiarów dla dwóch przeciwnych wartości napięcia

według teorii Plumleya [40]. Wydaje się jednak, że to wyjaśnienie nie jest zadowalające i należy traktować to zagadnienie jako jeszcze nie rozwiązane.

W dokładnym rozwiązaniu tego zagadnienia powinny być uwzględnione zmiany lepkości i gęstości cieczy z temperaturą, a tym samym zmiany wartości współczynników ruchliwości, rekombinacji i dyfuzji jonów oraz możliwości przyrostu energii fotoelektronów i ich wpływu na wartość prądu.

*Prace doświadczalne zreferowane w dużym skrócie w powyższym artykule stanowią podstawę dla szeregu prac teoretycznych różnych autorów, które usiłowały wyjaśnić mechanizm przewodnictwa elektrycznego w ciekłych dielektrykach zgodnie z wynikami prac doświadczalnych. Wyniki tych prac, uzupełniające w dużym stopniu nasze wiadomości o przewodnictwie ciekłych dielektryków, będą podane w osobnym artykule w jednym z najbliższych zeszytów „Postępów Fizyki”.*

#### Literatura

1. I. Adamczewski, Acta Phys. Pol. **3**, 235 (1934).
2. I. Adamczewski, Acta Phys. Pol. **4**, 427 (1935).
3. I. Adamczewski, Ruchliwość i rekombinacja jonów w cieczach dielektrycznych — Akademia Nauk Technicznych; 1936 (praca doktorska).
4. I. Adamczewski, Ann. de Phys. **8**, 309 (1937).
5. I. Adamczewski, Nature **137**, 994 (1936).
6. I. Adamczewski, Acta Phys. Pol. **6**, 439 (1937).
7. I. Adamczewski, Acta Phys. Pol. **8**, 31 (1939).
8. I. Adamczewski, Acta Phys. Pol. **8**, 45 (1939).
9. I. Adamczewski, C. Białobrzewski, Bull. Pol. Akad. Um. Seria A **120**, (1935), i Nature **136**, 109 (1935).
10. I. Adamczewski, Zeszyty Nauk. P. G. Ch. **1**, 25 (1955).
11. I. Adamczewski, Roczniki Chemii (1958) — w druku.
12. K. Altenburg, Kolloid Zs. **197**, 153 (1950), **199**, 69 (1952).
13. C. Białobrzewski, J. phys. rad. **7**, 48 (1910) i **8**, 1 (1911).
14. C. Białobrzewski, *L'ionisation des dielectriques liquides et solides*, Kijów 1911 (po rosyjsku z francuskim streszczeniem).
15. C. Białobrzewski, J. phys. **7**, 329 (1936).
16. H. Bijl, Verh. dtsch. phys. G. **15**, 210 (1913).
17. C. Böhm-Wendt, i E. Schweidler, Phys. Zs. **10**, 379 (1910).
18. Cambell i D. O'Connor, *Podstawy radioizotopowych metod badawczych*, R. 9, (1956).
19. J. F. Fowler i F. T. Farmer, Nature **175**, 516, 590, 648 (1955).
20. J. F. Fowler, Proc. Roy. Soc. **236**, 464 (1956).
21. H. Fröhlich, Proc. Roy. Soc. A **188**, 521 (1947).
22. D. Goodwin i K. A. Macfayden, Proc. Phys. Soc. **66**, 85 (1953).
23. G. Hugel, Kol. Zs. **131**, 4 (1953).
24. G. W. Hutchinson, Nature **162**, 610 (1948).
25. G. Jaffe, Ann. Phys. **32**, 148 (1910).
26. G. Jaffe, Ann. Phys. **42**, 303 (1913).
27. G. Jaffe, An. Phys. **1**, 977 (1929).
28. A. F. Joffe, *Półprzewodniki w Fizyce Współczesnej*, 1956.
29. L. Kellner, Proc. Roy. Soc. **64**, 521 (1951).

30. L. Kohlrausch i F. Koppl, Zs. f. Phys. Chem. A 26, 209 (1934).
31. P. Langevin, Ann. de Phys. 28, 243 (1903).
32. D. E. Lea, Proc. Cambr. Soc. 30, 80 (1934).
33. Le Page i du Bridge, Phys. Rev. 58, 61 (1940).
34. R. J. Moore P. Gibbs, H. Eyring, J. Phys. Chem. 57, 172 (1953).
35. N. F. Mott i R. W. Gurney, *Zjawiska elektronowe w kryształach jonowych*. 1956.
36. A. Nikuradse, *Das flüssige Dielektrikum*, 1934.
37. L. Onsager, J. Chem. Phys. 2, 509 (1934).
38. C. S. Pao, Phys. Rev. 64, 60 (1943).
39. K. Pigoń, Wiad. Chem. 9, 454 (1956).
40. H. J. Plumley, Phys. Rev. 59, 200 (1941).
41. K. Przibram, Wiener Ber. 114, 1461 (1905).
42. K. Reiss, Ann. d. Phys. 20, 325 (1936).
43. E. W. T. Richardson, Proc. Phys. Soc. A. 66, 403 (1953).
44. Rogoziński, Phys. Rev. 60 148 (1941).
45. K. Rosiński, Postępy Fizyki 5, 305 (1954); 6, 66 (1955).
46. B. Rossi i H. Staub, *Ionisation Chambers and Counters*, 1950.
47. W. O. Schumann, Z. Phys. 76, 707 (1932).
48. W. Shockley, *Electrony i dziury w półprzewodnikach*, 1956.
49. J. H. Simpson, Proc. Phys. Soc. 63, 86 (1950).
50. G. W. Stewart, Phys. Rev. 31, 174 (1928).
51. W. Sutherland, Phil. Mag 18, 341 (1909).
52. L. S. Taylor, Research Nat. Bur. Stand. 17, 557 (1936).
53. J. J. Thomson, Phil. Mag. 42, 396 (1896), 47, 337 (1924).
54. W. Weksler, L. Groszew, B. Israel, *Jonizacyjne metody badania promieniowania* (po rosyjsku), 1949.
55. R. Wierl, Ann. d. Phys. 8, 521 (1931); 13, 453 (1932).
56. H. Zanstra, Physica 2, 817 (1935).

G. F. Chew

## Struktura nukleonu\*

W ostatnich latach przyjęto rozważać strukturę nukleonu z punktu widzenia dwóch obszarów. Mówi się o zewnętrznej części, gdzie dominują mezony i obraz Yukawy daje dość dobrą podstawę do dyskusji. Będę nazywał ten obszar chmurą pionów. W wewnętrznym obszarze używając nawet konwencjonalnych metod można spodziewać się, że główną rolę odgrywają wirtualne antynukleony i nowe cząstki. Załamują się tam, być może, nasze zwykłe pojęcia przestrzeni i czasu. Obszar ten będę nazywał rdzeniem. Oczywiście granica między rdzeniem a chmurą pionów nie jest ostra. Na ogół znajduje się ona gdzieś pomiędzy 0,2 i  $0,4 \cdot 10^{-13}$  cm, co wynika zarówno z teoretycznych jak i doświadczalnych argumentów. O niektórych z nich wspomnę później. Obecnie wydaje się, że warto podzielić jeszcze zewnętrzny obszar, ponieważ najdalsza część chmury mezonowej nadaje się szczególnie dobrze do analizy teoretycznej. Będę przeto nazywać ten obszar ogonem chmury pionów i rozpocznę od niego dyskusję. W przestrzeni energii i pędów odpowiada on obszarowi niskich energii. Badanie tej części struktury nukleonu jest ściśle związane z problemem wyznaczenia stałej sprzężenia Yukawy.

### A. Obszar asymptotyczny

Aby wyjaśnić zagadnienie stałej sprzężenia, przypomnę pewien sposób podejścia do problemu elektromagnetycznej stałej sprzężenia  $e$ , który jest bardziej odpowiedni dla naszej dyskusji niż zwykła klasyczna definicja lub klasyczny pomiar. Elektromagnetyczna stała sprzężenia może być zdefiniowana jako wartość oczekiwaną pewnego operatora  $Q$ , który jest operatorem całkowitego ładunku elektrycznego, w stanie reprezentującym pojedynczą naładowaną cząstkę

$$e = (\Psi, Q \Psi),$$

$$Q = \int dx (\square \Phi).$$

---

\* Referat wygłoszony na VII Dorocznej Konferencji Fizyki Jądrowej Wielkich Energii w Rochester (1957).

Można udowodnić, że thomsonowski przekrój czynny dla fotonów o energii zerowej wynosi

$$\sigma_{Thomson} = \text{const} \times \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2.$$

Nie otrzymujemy żadnych poprawek do tego wzoru, bez względu na to jak wiele efektów promienistych chcemy uwzględnić, dopóki ograniczamy się do energii zerowej. Możemy więc zdefiniować ładunek elektryczny  $e$  jako miarę siły sprzężenia pomiędzy cząstkami naładowanymi a fotonami o zerowej energii. Odpowiednikiem tego twierdzenia w przestrzeni konfiguracyjnej jest powiedzenie, że dostatecznie daleko od naładowanej cząstki potencjał elektrostatyczny wytworzony przez nią jest dokładnie  $e/r$  bez żadnych poprawek w obszarze asymptotycznym, przy czym występuje tu to samo  $e$ . Oczywiście jeżeli podejdziesz się blisko, struktura cząstki zacznie odgrywać rolę i pojawiają się komplikacje. Jednym z największych osiągnięć w teorii pola w ostatnich kilku latach było poznanie własności oddziaływania Yukawy, które są analogiczne do własności oddziaływań Maxwella. To pozwala nam zdefiniować wielkość stałej sprzężenia pionów z nukleonami w stosunkowo ścisły sposób. Własności te znalazły swój wyraz w tzw. związkach dyspersyjnych, które najlepiej nadają się do wykorzystania. Dokonajmy krótkiego ich przeglądu. Historia mezonowych związków dyspersyjnych jest tak zawiła, że nie będę usiłował jej tu omawiać. Powiem tylko krótko, że na podstawie mikroskopowej przyczynowości, niezmienniczości względem grupy Lorentza oraz pewnych innych własności, które zakłada się we wszystkich konwencjonalnych lokalnych teoriach pola, możliwe jest otrzymanie związków między amplitudami przejścia i całką z ich części urojonych. Mikroskopowa przyczynowość, która wydaje się tu kluczową własnością, oznacza założenie, że żaden sygnał nie przenosi się nigdy szybciej niż prędkość światła, bez względu na to jak krótka jest przebywana odległość. Wiele przewidywanych modyfikacji konwencjonalnych teorii pola, takich, które zawierają np. elementarną długość, naruszy na pewno mikroskopową przyczynowość. Np. nieliniowa teoria Heisenberga nie jest mikroskopowo przyczynowa. Kilka lat temu Anderson, Davidson i Kruse [1] sprawdzili z grubsza mezonowe związki dyspersyjne dla amplitudy rozprzelenia ku przodowi. Są to związki wyprowadzone przez Goldbergera [2]. Od tego czasu wierzono, że związki dyspersyjne są spełnione ściśle przynajmniej dla niskich energii. Bardzo niedawno grupa z Bolonii pod kierunkiem Puppiego zbadała raz jeszcze szczegółowo związki dyspersyjne ku przodowi w szerokim zakresie energii i otrzymała nieoczekiwane wyniki. Związki dyspersyjne są dobrze spełnione przez zderzenia  $\pi^+ p$ , lecz zderzenia  $\pi^- p$  wykazują systematyczną i istotną niezgodność. Pierwotne



związki Goldberga nie uwzględniają poprawek elektromagnetycznych i można rozważać takie poprawki, które odnoszą się do układu  $\pi^- p$  a nie odnoszą się do układu  $\pi^+ p$ . Jednakże dotychczas przy pomocy teoretycznych oszacowań nie znaleziono żadnych poprawek na tyle dużych, żeby wytłumaczyć obserwowaną niezgodność. Jeżeli elektromagnetyczne efekty są poprawnie uwzględnione, to albo doświadczenia są złe, albo mamy już dowód na załamywanie się konwencjonalnych pojęć przestrzeni i czasu na małych odległościach. Rozstrzygnięcie tego zagadnienia posiada oczywiście ogromne znaczenie.

O ile związki dyspersyjne przynajmniej dla niskich energii są spełnione, to możemy ich użyć do zdefiniowania wielkości stałej oddziaływania Yukawy. Na przykład jeden ze związków dyspersyjnych otrzymany po raz pierwszy przez Goldberga i Miyazawę i Oehme'a jest następujący:

$$\operatorname{Re} \frac{F_{\pi^-,p}(\nu) - F_{\pi^+,p}(\nu)}{\nu} = \frac{g^2}{M^2} \frac{1}{\nu^2 - \frac{1}{4M^2}} +$$

$$+ \frac{1}{2\pi^2} P \int_1^\infty d\nu' \frac{\sqrt{\nu'^2 - 1}}{\nu'^2 - \nu^2} [\sigma_{\pi^-,p}^{total} - \sigma_{\pi^+,p}^{total}],$$

$$g \sim (\psi_p, \int dx T(x) e^{iqx} \psi_p p),$$

$$T(x) = (\square - \mu^2)\Phi(x)$$

$$q = p' - p, \quad q_0^2 - q^2 = \mu^2$$

$$q_0 = p'_0 - p_0, \quad p_0^2 - p_m^2 = p_0'^2 - p_m'^2 = M^2.$$

Nadaje się on szczególnie dobrze do zdefiniowania stałej sprzężenia, mimo że istnieje wiele innych związków, które można również wypisać. W równaniu tym  $F$  są amplitudami rozprożeń ku przodowi,  $\nu$  jest energią mezonu w układzie laboratoryjnym w jednostkach energii spoczynkowej mezonu. Ważną rzeczą dla obecnej dyskusji jest stała  $g$ . Nie jest ona zdefiniowana poprzez wartość oczekiwaną podobnie jak ładunek elektryczny  $e$ . Definiujemy ją jako element macierzowy dla stanów pojedynczych nukleonów o różnych pędach  $p$  i  $p'$  pewnego operatora, który można nazywać całkowitym ładunkiem mezonowym. Fakt, że nukleon oddziałuje z polem mezonowym uwzględniamy przez wzięcie operatora Kleina-Gordona zamiast d'alambertacjanu. Definicja ta została podana już dość dawno przez Lepore'a i Watsona [3]. Wydaje się, że jest ona obecnie najbardziej dogodna. Pęd mezonu  $q$  występujący tu wiąże się z dwoma pę-

dami nukleonu poprzez prawo zachowania. Formalnie energia i pęd są zachowane i można powiedzieć, że jest to element macierzowy dla absorpcji mezonu przez fizyczny nukleon. Jednakże jeśli spojrzymy z drugiej strony, zdamy sobie sprawę z tego, że niemożliwa jest absorpcja jednej realnej cząstki przez inną cząstkę i wyda nam się dziwnym, jak można nadać sens tym związkom. Żeby je spełnić, trzeba przedłużyć elementy macierzowe na obszar zespolonych pędów. Oczywiście trzeba pokazać, że matematycznie to przedłużenie ma sens. Ostatnio udało się Bogolubowi i Symanzikowi, jak również i innym, oprzeć wymagane przedłużanie na mocnej podstawie i mamy teraz przynajmniej w ramach lokalnej teorii pola ścisłą i praktyczną definicję stałej Yukawy  $g$ .

Widać z postaci związku, że gdy energia mezonu zbliża się do  $1/2 M$  (w używanych przez nas jednostkach jest to b. mała energia, około  $1/15$  masy spoczynkowej mezonu, jest ona praktycznie zerem) pierwszy wyraz daje największy przyczynek do amplitudy (w istocie staje się nieskończony). Oczywiście nie można dokonać bezpośrednich pomiarów przy tej energii, ponieważ najniższa energia, którą można osiągnąć w laboratorium jest  $\nu = 1$ . Ponieważ jednak posiadamy dokładną postać zależności funkcyjnej, możliwa jest całkowicie jednoznaczna ekstrapolacja do tej energii przy założeniu, że wszystkie dane doświadczalne są dokładne. Zostało to wykonane przez Haber-Schaima [4], który znalazł wartość stałej sprzężenia. Podano tu nie wartość samego  $g$  lecz  $g^2 (\mu/2M)^2$

$$f^2 = g^2 \left( \frac{\mu}{2M} \right)^2 = 0,082 \pm 0,015,$$

lub

$$g^2 = 14 \pm 3$$

Zdefiniowana tu stała sprzężenia pojawia się nie tylko w przytoczonych związkach dyspersyjnych, lecz również w innych tego samego typu. Istotnie, do określenia  $g^2$  mogą być użyte inne związki dyspersyjne łącznie z granicznymi własnościami dla zerowej energii. W tej chwili, o ile mi wiadomo, nie ma żadnych innych dyspersyjnych związków, dla których dostępne informacje doświadczalne byłyby na tyle kompletne, żeby można było wykonać ekstrapolację równie dobrze, jak ją wykonał Haber-Schaim. Ale przynajmniej w czterech przypadkach wiemy dość dużo, żeby móc przeprowadzić pewnego rodzaju oszacowanie:

(1) Ze związku dyspersyjnego dla rozproszenia ku przodowi z odwróceniem spinu (poprzedni związek dyspersyjny nie uwzględniał zmiany spinu) Davidson i Goldberger otrzymali  $g^2 = 18$ .

(2) Z elektrycznej dipolowej fotoprodukcji (po raz pierwszy na ten wypadek zwrócili uwagę Kroll i Ruderman) Bernadini otrzymał  $g^2 = 12$ .

(3) Z magnetycznej dipolowej fotoprodukcji Koester i Mills uzyskali około 14.

(4) Z przesunięć fazowych dla rozproszeń (3,3) (Chew i Low) otrzymuje się  $g^2 = 14$  lub może 15.

Przy wszystkich tych oszacowaniach z wyjątkiem oszacowania wykonanego przez Haber-Schaima aby dokonać wymaganej ekstrapolacji, wprowadza się pewne dodatkowe założenia i stąd trudno jest ustalić niedokładność wyniku. Zgodnie z teorią granicznych zerowoenergetycznych procesów zderzeniowych istnieje zasada, analogiczna do własności pola elektromagnetycznego polegającej na tym, że przy dostatecznie dużych odległościach siła między dwoma ładunkami jest dokładnie równa  $s/r$ , głosząca, że potencjał między nukleonami dla dużych wzajemnych odległości wynosi w przybliżeniu

$$\frac{f^2}{\mu^2} \tau_1 \tau_2 (\sigma_2 \nabla) (\sigma_1 \nabla) \frac{e^{-\mu r}}{r}.$$

Teoretycy japońscy zrobili szczególnie dużo dla wykorzystania tego faktu i ostatnio opierając się na nim wyznaczyli stałą sprzężenia.

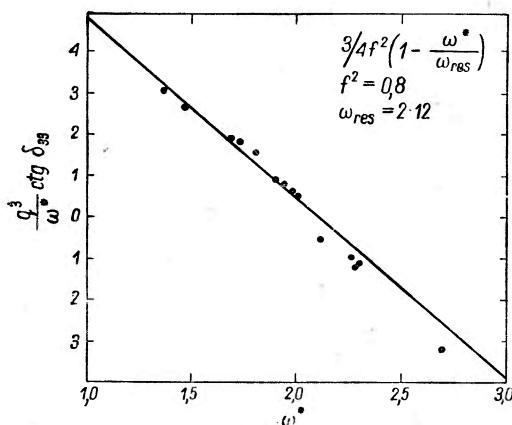
Ze znanych własności układu dwóch nukleonów przy niskich energiach głównie z kwadrupolowego momentu deuteronu Iwada re, Otsuki, Tamagaki i Watari znaleźli wartość  $f^2 = 0,08 \pm 0,01$ . Przypuszcza się, że to oszacowanie jest niezależne od założeń odnośnie zachowania się potencjału przy odległościach mniejszych niż 1,5 razy komptonowska długość fali pionu. Ponadto Japończycy wykazali, że żadna z doświadczalnych informacji nie jest sprzeczna z takim ograniczeniem zasięgu siły jądrowej. W związku z tym wszystkim wydaje mi się, że wkrótce może nadejść czas, gdy wprowadzimy nową pozycję do tablicy stałych fizycznych  $g^2/\hbar c = 15 \pm 3$ . Oczywiście zagadnienie, czy taką stałą można rzeczywiście dokładnie zdefiniować, wydaje się zależeć od słuszności wzorów dyspersyjnych.

## B. Obszar pośredni

Widzimy, że istnieją uzasadnione powody, żeby rozważać strukturę najbardziej zewnętrznej części nukleonu przy pomocy teorii Yukawy. Oznacza to to samo co powiedzenie, że znamy elementy macierzowe dla emisji i absorpcji przez nukleon mezonów pi o b. niskiej częstotliwości. Zobaczymy teraz, co rozumiemy pod obszarem częstotliwości  $\mu \leq \omega \leq 3\mu$ . W przestrzeni konfiguracyjnej odpowiada on pośredniemu obszarowi leżącemu poza rdzeniem, lecz nie na tyle daleko od niego, żeby zostały osiągnięte

granice asymptotyczne. W tym obszarze użyteczny jest statyczny model zawierający parametr obciążenia. Model ten jest przybliżeniem pierwotnej teorii Yukawy, w którym zaniedbuje się antynukleony i w rzeczywistości całkowicie odskok nukleonu, lecz które jest dostosowane do tego, aby w granicy dla dużych odległości i zerowej energii dać to samo, co ściśle relatywistyczna teoria. Nie ma żadnych przekonywających powodów, aby wierzyć, że model z obciążeniem mógłby być stosowany w innych obszarach niż asymptotyczny, ponieważ zaniedbuje on wszystkie składowe struktury nukleonu poza  $P$  falami pionów. Model z obciążeniem usprawiedliwiają jego sukcesy.

Pojęcie rdzenia pojawia się oczywiście w modelu z parametrem obciążenia, ponieważ bez uwzględnienia odskoku nukleonu teoria jest silnie rozbieżna, chyba że źródło mezonów  $\pi$  jest rozmyte w przestrzeni. Na przykład gęstość ładunku chmury pionów dla małych odległości dąży do nieskończoności jak  $1/r^5$ , tak że całkowity ładunek w chmurze pionów jest rozbieżny kwadratowo, jeśli weźmie się źródło punktowe. Jeżeli rozciągnie się źródło w przestrzeni



Rys. 1. Porównanie przewidywanej linii prostej ze znalezionymi przesunięciami fazowymi;  $q$  jest pędem mezonu,  $\omega^*$  — energią mezonu

nans w stanie (3,3) dla zderzeń pionów z nukleonami, podczas gdy trzy inne przesunięcia fazowe dla fali  $P$  pozostają małe. Przybliżony związek między położeniem rezonansu a energią obciążenia jest:

$$\omega_{res} = \frac{\mu^2}{f^2} \omega_{max}.$$

Stąd obserwowana wartość  $\omega_{res} = 2\mu$  prowadzi do  $\omega_{max} \simeq 6\mu$ . Jeżeli weźmiemy odwrotność  $\omega_{max}$ , dostarcza nam ona pewne wyobrażenie o wielkości rdzenia  $r_0 \simeq \omega_{max}^{-1} \approx 0,2 \mu^{-1}$ . Kształt rezonansu w stanie

konfiguracyjnej, eliminuje się rozbieżność, lecz oczywiście wprowadza się nowy parametr, który może być opisany albo przez energię obciążenia, albo przez promień rdzenia. Tak więc w modelu z obciążeniem mamy dwa parametry: stałą sprzężenia, która, jak powiedzieliśmy, jest wyznaczona, i energię obciążenia  $\omega_{max}$  lub promień rdzenia  $r_0$ . Przy wziętej z doświadczenia stałej sprzężenia i wystarczająco wysokiej energii obciążenia model przewidyuje niskoenergetyczny rezo-

(3,3) jest całkiem dobrze opisany przez związek, który może być wyprowadzony z modelu z obcięciem. Na rys. 1 widzimy porównanie przewidzianej linii prostej ze znalezionymi przesunięciami fazowymi,  $q$  jest tu pędem mezonu a  $\omega^*$  energią mezonu.

Model z obcięciem nie mówi nic o rozpraszaniu fal cząstkowych  $S$ ,  $D$  i wyższych. Doświadczalnie rozpraszanie w tych stanach przy niskich energiach jest słabe, co usprawiedliwia w pewnym stopniu zaniedbanie ich przez nas w obszarze pośrednim chmury mezonowej nukleonu. Można badać, czy przewidywania modelu z obcięciem odnośnie  $P$  fali są zgodne ze ściśle relatywistyczną teorią Yukawy. Jak dotąd najskuteczniej można podejść do tego zagadnienia poprzez związki dyspersyjne. Oehme pokazał, że jeżeli zaniedba się przyczynki do całek dyspersyjnych od energii ponad rezonansem (3,3), wtedy fragmenty związków dyspersyjnych odnoszące się do  $P$  fali są prawie identyczne z równaniami Lowa dla modelu z obcięciem. Główną różnicę stanowi brak parametru obciążenia w relatywistycznych związkach dyspersyjnych. Jeżeli jednak rezonans (3,3) rzeczywiście dominuje, wtedy parametr obciążenia jest bez znaczenia. W tym sensie można powiedzieć, że przewidywania modelu z obcięciem odnośnie fali  $P$  spełniają relatywistyczne związki dyspersyjne. Oczywiście, nie jest jeszcze możliwe otrzymanie wszystkich tych przewidywań bezpośrednio ze związków dyspersyjnych bez użycia modelu z obcięciem jako drogowskazu. Na przykład dowolne wartości energii rezonansu (3,3) nie są sprzeczne ze związkami dyspersyjnymi. Również, jak pokazał Castillejo, Dalitz i Dyson [5], amplituda rozproszeń może posiadać dowolną ilość zer bez naruszenia związków dyspersyjnych. Jeżeli położenie rezonansu (3,3) jest określone w jakikolwiek inny sposób i zero usunięte, wtedy kształt rezonansu i ogólne zachowanie małych przesunięć fazowych  $P$  fali są określone przez związki dyspersyjne. W pewnym sensie model z obcięciem może być wtedy odrzucony i wnioski można formułować bezpośrednio raczej przy pomocy stałej sprzężenia i energii rezonansu, niż stałej sprzężenia i energii obciążenia. Ostatnio podejście to stosowali Goldberger, Low, Nambu i ja w problemie fotoprodukcji mezonów. Wychodząc ze ściśle relatywistycznych związków dyspersyjnych dla fotoprodukcji mezonów przyjmuje się założenie, że w całkach dyspersyjnych ważny jest jedynie rezonans (3,3). W ten sposób dochodzi się do teoretycznego wzoru zawierającego  $f^2$ ,  $e^2$ , magnetyczny moment neutronu i protonu oraz przesunięcia fazowe dla rozproszeń pion-nukleon. Wzory te są zgodne z wynikami modelu z obcięciem, gdy położą się masę nukleonu równą nieskończoności i zgadzają się one z doświadczeniem mniej więcej tak dobrze, jak można było oczekiwać. A mianowicie większość zjawisk doświadczalnych w przedziale do rezonansu może być przewidziana z dokładnością około 20%. Myślę, że po południu Goldwasser lub

Koester pokażą porównanie danych doświadczalnych z tym teoretycznym wzorem. Głównym źródłem błędu są całki dyspersyjne z  $S$  fali, ponieważ nie mamy dotąd odpowiedniego modelu dla oddziaływań  $S$  fali pionów z nukleonami. W obecnym obrazie fotoprodukcji mezonów stosunek ujemnych mezonów do dodatnich przy progu reakcji jest niezgodny z doświadczeniem. Jeśli podejść do tego zagadnienia poprzez związki dyspersyjne, jak to było przeze mnie naszkicowane, to przewiduje się, że stosunek ten wynosi 1, 3. Rezultat ten może ulec zmianie, jeżeli pewne całki dyspersyjne z  $S$  fali okażą się nieoczekiwanie duże. Z uwagi na to, że takie całki występujące w problemie fotoprodukcji są na ogół małe, zadziwiający jest fakt, że znaleziony przez Bernardini'ego i współpracowników stosunek wynosi 1, 8. Usunięcie istniejącej niepewności odnośnie stosunku Panofsky'ego pomogłoby rozstrzygnąć ten problem. Można sformułować pewne twierdzenia o rozpraszaniach na nukleonie pionów w  $S$  i  $D$  fali na podstawie relatywistycznych związków dyspersyjnych. Przedmiot ten jest jednak jeszcze tak ciemny, że wolałbym ominąć go i zająć się strukturą elektromagnetyczną nukleonu. W problemie rozpraszania fali  $S$  prawie na pewno istotną rolę gra rdzeń nukleonu.

Ze względu na osiągnięcia w zrozumieniu mechanizmu oddziaływań swobodnych pi mezonów z nukleonami aż do energii  $2\mu$  można spodziewać się, że będziemy mogli przewidzieć niektóre własności rozkładu prądu i ładunku w chmurze pionów w obszarze pośrednim. Z ogólnych zasad wynika, że rozkład ten powinien być taki sam dla neutronów i protonów, lecz o przeciwnym znaku. Na przykład moment kwadrupolowy rozkładu momentu magnetycznego w chmurze pionów, przy założeniu istnienia tylko składowej  $P$  fali w chmurze pochodzi z tak dużych odległości od jądra, że jest jedynie słabo zależny od promienia jądra. Przy małych odległościach gęstość momentu magnetycznego chmury pionów  $M_\pi \sim 1/r^4$ . Stąd moment kwadrupolowy  $(M_\pi \cdot r^2)$  staje się w przybliżeniu niezależny od promienia rdzenia, jeśli uwzględnimy  $r^2$  pochodzący od elementu objętości i dodatkowo  $r^2$  z definicji momentu kwadrupolowego. Salzman obliczył  $(M_\pi \cdot r^2)$  i znalazł wynik, który zgadza się dobrze z całkowitym momentem kwadrupolowym, który oczywiście zawiera prądy rdzenia, zmierzonym w doświadczeniach wykonanych w Stanfordzie nad rozpraszaniem elektronów na protonach. Średnia wartość promienia momentu magnetycznego zmierzona i obliczona wynosi  $r_M \simeq 0,5 \mu^{-1}$ . Uzasadnieniem teoretycznym dla tego wyniku jest fakt, że magnetyczny promień jest średnią geometryczną komptonowskiej długości fali mezonu i promienia rdzenia  $r_M \simeq \sqrt{\mu^{-1} r_0}$ . Rezultat ten wynika również z relatywistycznego rachunku zaburzeń, gdzie zamiast promienia rdzenia mamy komptonowską długość fali, która oczywiście praktycznie jest tą samą wielkością. Nie jest



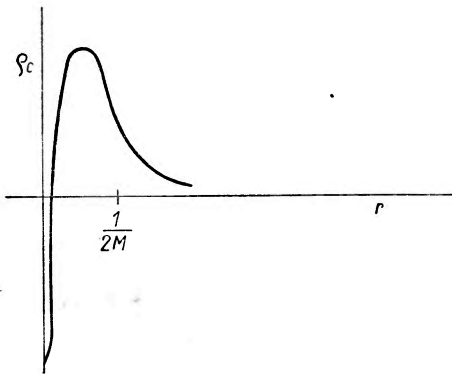
całkiem zrozumiałe, dlaczego relatywistyczny rachunek zaburzeń dawałby tak sensowną odpowiedź w tym szczególnym wypadku, podczas gdy daje on tak wiele innych bezsensownych wyników. Można zapytać się, czy uzasadnionym jest porównywanie zmierzonego całkowitego promienia ładunku z tą jego częścią, która pochodzi od chmury pionów. Wydaje się, iż należy przypuszczać, że rdzeń posiada mały promień, tak że nawet jeżeli posiada on moment magnetyczny, to nie daje zbyt dużego przyczynku do średniego promienia momentu.

Nawet mimo tego, że gęstość ładunku pionów jest o jedną potęgę  $r$  bardziej osobliwa niż gęstość momentu magnetycznego, moment kwadrupolowy ładunku chmury pionów ( $\rho_\pi r^2$ ) jest jedynie logarytmicznie zależny od promienia jądra, tak że prawdopodobnie można by przeprowadzić sensowne obliczenia. S a l z m a n, jak również T r e i m a n i S a c h s oraz kilku innych obliczyli ( $\overline{\rho_\pi r^2}$ ) i znaleźli wynik, który stanowi około  $3/4$  obserwowanego całkowitego momentu kwadrupolowego ładunku protonu ( $\overline{\rho_p r^2}$ ) zmierzonego w Stanfordzie. W tym wypadku rdzeń musi dać istotny przyczynek w przeciwieństwie do przypadku momentu magnetycznego, ponieważ wiemy z rozproszeń elektronów niskiej energii na neutronach, że ( $\overline{\rho_n r^2}$ ) dla neutronu jest prawie równy zeru. Innymi słowami w neutronie rdzeń daje przyczynek dodatni ( $\overline{\rho_c r^2}$ ), który prawie anihiluje ujemne ( $\overline{\rho_\pi r^2}$ ).

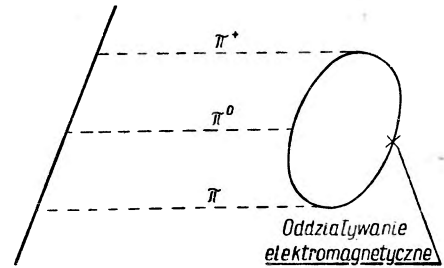
Ta zaskakująco duża wartość momentu kwadrupolowego ładunku dla rdzenia neutronu każe nam przypuszczać, że mamy dowód przeciwko stosowalności pojęć lokalnej teorii pola do małych odległości. Ja osobiście nie jestem skłonny do wyciągania aż tak drastycznych wniosków, ponieważ np. rachunek zaburzeń w relatywistycznej lokalnej teorii, jak zauważył kiedyś F o l d y, rzeczywiście prowadzi do przyczynków żądanego rzędu wielkości pochodzących od rdzenia nukleonowego. Powody tego są bez wątpienia osobliwe. Znajduje się, że ładunek rdzenia nukleonu w relatywistycznym rachunku zaburzeń istotnie zawarty jest całkowicie wewnątrz obszaru o promieniu  $1/2 M$ , który leży całkowicie wewnątrz tego, co nazywamy rdzeniem. Otrzymuje się jednak duży moment kwadrupolowy, ponieważ gęstość ładunku dla b. małych odległości zmienia znak i staje się ujemna (rys. 2). Przy pomocy tego dziwnego mechanizmu można zbudować duży moment kwadrupolowy, pomimo że całkowity ładunek jest mały. Można oczywiście odwrócić rozumowanie i powiedzieć, że duża obserwowana wartość momentu kwadrupolowego ładunku jądra potwierdza ten dziwny wynik rachunku zaburzeń. Bardziej zadawalające wytłumaczenie tego podał T a m m. Polega ono na tym, że nawet w pośrednim obszarze normalny rozkład pionów produkuje przypadkowo pary nukleon-antynukleon, które oddziałują następnie z polem elektromagnetycznym

i dają efektywny ładunek o tym samym znaku dla neutronów i protonów. Wydaje się, że na to, by się to zdarzyło, muszą w procesie tym brać udział przynajmniej trzy piony. Odpowiedni wykres Feynmana ma postać przedstawioną na rysunku 3.

Jeśli uwzględnimy tylko dwa piony, otrzymamy w wyniku przeciwny znaki dla efektywnego ładunku elektrycznego neutronu i protonu, jednak kombinacja trzech pionów może dać żadaną równość znaków dla neutronu i protonu. Nie wiem o żadnych przeprowadzonych obliczeniach dotyczących tego procesu, ponieważ występujące w nich elementy macierzowe są bardzo nietypowe. Prawdopodobnie, jeżeli znalibyśmy przekroje czynne na anihilację pary z wytworzeniem trzech mezonów pi, moglibyśmy wykonać pewnego rodzaju oszacowanie.



Rys. 2. Zmiana znaku gęstości ładunku



Rys. 3. Wykres feynmanowski ilustrujący hipotezę Tammy

W zasadzie można byłoby rozróżnić między tymi dwiema możliwościami, to znaczy stwierdzić, czy trudności pochodzą istotnie z dziwnej zmiany znaku rozkładu ładunku wewnątrz rdzenia, czy z czegoś osobliwego, co zdarzyło się na zewnątrz w chmurze pionów. W pierwszym wypadku można by się było spodziewać, że formfaktor dla rozkładu ładunków dla dużej wymiany pędów dążyłby do zera. Mielibyśmy w początku układu silną osobliwość, a w każdym razie słabsze dążenie do zera niż w teorii Tammy. Prawdopodobnie duża wartość  $(\rho_c r^2)$  nie byłaby tak niepokojąca, gdyby nie to, że przyczynek od rdzenia do anomalnego momentu wydaje się tak mały. Moment magnetyczny chmury pionów (w przeciwieństwie do kwadrupola momentu magnetycznego, który jest niezależny od promienia rdzenia) zależy liniowo od rdzenia i dlatego jest wielkością, przy rozważaniu której nie czujemy się całkiem pewnie. Jednakże można wykonać obliczenia z  $\omega_{max} \cong 6\mu$ , tak jak np. zrobił to Miyazawa, i znajduje się jako przyczynek od pionów około dwa magnetony jądrowe. Jest on dodatni dla protonu i ujemny dla neutronu. Oczy-



wiecie różni się on mało od obserwowanego całkowitego anomalnego momentu. A więc można by powiedzieć, że niewiele przypada na rdzeń. Bardziej nawet przekonywające niż to są dwa inne argumenty. Po pierwsze, jeśli rdzeń daje istotny przyczynek, nie należałoby się spodziewać, że przyczynki są równe i przeciwne co do znaku dla neutronu i protonu, co jest w przybliżeniu stwierdzone doświadczalnie. Po drugie, formfaktor dla rozkładu momentu magnetycznego dla zderzeń z dużą wymianą pędów zmierzony w Stanfordzie nie posiada istotnych przyczynków od małych odległości. Wydaje się, że rozkład ten jest dokładnie jednorodny. Należy więc chyba uważać, że rdzeń posiada duży średni promień ładunku, lecz równocześnie daje małe przyczynki do anomalnego momentu magnetycznego. O ile mechanizm  $T a m m a$  ma się nadawać do uzasadnienia dużego promienia ładunku, nie powinien on dawać równocześnie dużego przyczynku od momentu magnetycznego. W przeciwnym razie nie możemy rozwiązać tego zagadnienia.

Zajmijmy się teraz występowaniem obszaru pośredniego w problemie sił między dwoma nukleonami. W zasadzie można by było obliczyć siłę między nukleonami aż do odległości około  $\frac{1}{2} \mu^{-1}$  lub  $\frac{2}{3} \mu^{-1}$ , ponieważ widzieliśmy, że pod innymi względami obraz chmury pionów fali  $P$  nadaje się dobrze w obszarze pośrednim. Jeśli mamy dwa nukleony, których rdzenie nie zachodzą na siebie, można próbować tłumaczyć siły jądrowe przy pomocy chmury pionów. Niestety trudności techniczne, jak dotąd, uniemożliwiają dokładne porównanie teorii z doświadczeniem. Teoretycy zwykli rozważać siłę między nukleonami przy pomocy statycznego lokalnego potencjału, który w rzeczywistości reprezentuje tę siłę dla dużych odległości. W obszarze asymptotycznym jest to całkowicie poprawne pojęcie. W obszarze pośrednim, gdy nie można zaniedbać ruchu nukleonów, taki opis układu dwunukleonowego nie jest właściwy. Wydaje się, co spróbuję pokazać, że efekt niestatyczny jest ważny. Pod względem rzędów wielkości sytuacja przedstawia się następująco:

Międzynukleonowa energia potencjalna spowodowana wymianą jednego pionu wynosi

$$V_1 \simeq f^2 \frac{e^{-\mu r}}{\mu^2 r^2} \cdot \frac{1}{r}.$$

Energia potencjalna pochodząca od jednoczesnej wymiany dwóch pionów wynosi:

$$V_2 \simeq f^4 \frac{e^{-2\mu r}}{\mu^4 r^4} \cdot \frac{1}{r}.$$

Stąd dla stosunku między nimi otrzymujemy:

$$V_2/V_1 \simeq f^2 \frac{e^{-\mu r}}{\mu^2 r^2}.$$

Oszacujemy teraz porównawczo efekty niestatyczne. Będą one rzędu kinetycznej energii nukleonu lub jego potencjalnej energii (są obie tego samego rzędu) podzielonej przez średnią całkowitą energię pionów, która na mocy zasady nieoznaczoności jest dokładnie odwrotnością odległości, na jaką oddalił się pion od nukleonu.

$$\frac{\text{kinetyczna energia nukleonu}}{\text{średnia energia pionów}} \approx V_1 r \approx \frac{f^2 e^{-\mu r}}{\mu^2 r^2}.$$

A więc jeśli chcemy wyjść poza wymianę jednego mezonu  $\pi$ , musimy wziąć pod uwagę odskok nukleonu i mamy do czynienia z siłami niestatycznymi. Oczywiście należałoby się teraz spodziewać, że oba te efekty są małe w obszarze pośrednim, ponieważ jeśli przeprowadzimy oszacowanie tej wielkości przy  $f^2 = 0,08$ , znajdziemy, że jest ona mniejsza od jedności poza rdzeniem. Nieoczekiwanie okazuje się jednak, że część siły centralnej odpowiadająca  $V_1$  jest około 7-krotnie mniejsza, tak że duża część obserwowanej siły centralnej musi pochodzić od wymiany dwóch mezonów. Z drugiej strony większość siły tensorowej pochodzi z  $V_1$  i tu teoria jest w zadawalającej zgodności z doświadczeniem. Zostało to pokazane wielokrotnie. Najbardziej wyczerpujące obliczenia wykonali teoretycy japońscy pod kierunkiem T a k e t a n i' e g o. Przy wielu sposobach podejścia do problemu siły centralnej w obszarze pośrednim usiłowano znaleźć efektywny statyczny potencjał, który uwzględniałby efekty odskoku przez pewne dodatkowe wyrazy również statyczne. Usiłowania te jednak nie doprowadziły do jednoznacznych rezultatów i ciągle toczą się spory na ten temat. Według mojego osobistego poglądu, powinniśmy odrzucić model statyczny, nawet jeśli oznacza to konieczność rozwiązania całkowych a nie różniczkowych równań, dopóki nie upewnimy się, czy siła centralna w obszarze pośrednim jest prawidłowo opisywana poprzez chmurę pionów fali  $P$ .

### C. Rdzeń

Zajmijmy się w końcu samym rdzeniem, tym mało znanym i trudno dostępnym obszarem, który jest dla nas tak bardzo niezrozumiały. Właściwie mówiąc mamy parę faktów. Podkreślałem już dość dużą wartość momentu kwadrupolowego ładunku rdzenia przynajmniej dla neutronów i prawdopodobnie mały przyczynek od rdzenia do anomalnego momentu magnetycznego. Wiemy z analizy sił jądrowych, że przyczynek od rdzenia daje siłę odpychającą dla układu dwóch nukleonów. W wyniku ostatniej fenomenologicznej analizy przeprowadzonej w Los Alamos oszacowano efektywny promień rdzenia na  $0,5 \times 10^{-13}$  cm. Połowa tej wielkości, którą będziemy tu porównywać, wynosi  $0,25 \times 10^{-13}$  cm. Japoński teoretyczny

potencjał mezonowy prowadzi do podobnych rezultatów. G a r t e n h a u s pokazał, że taki promień rdzenia jest zgodny z energią obciążenia  $\omega_{max} \approx 6\mu$  w modelu statycznym i ponieważ  $6\mu$  równa się w przybliżeniu  $M$  lub około dwóm masom mezonu  $K$ , taki promień rdzenia nie może nas dziwić. A więc znamy w przybliżeniu rozmiary rdzenia i kilka z jego własności. I to w tej chwili jest mniej więcej wszystko. Mówiąc jaśniej, nie możemy spodziewać się, że zrozumiemy dużo więcej, zanim nie będzie właściwej teorii opisującej składniki, z których rdzeń jest złożony. Poza wysokoenergetycznymi mezonami pi są tam na pewno również antynukleony i nowe cząstki. O ile mi wiadomo, nie ma jakościowych teorii opisujących zjawiska, w których występują któreś z tych składników. Może usłyszymy o niektórych z nich przed zakończeniem tej konferencji. Oczywiście były przeprowadzone spekulacje, myślę jednak, że każda taka dyskusja jest przedwczesna, jeśli chodzi o rozważanie tego typu.

Reasumując pozwolę sobie na zakończenie uczynić następującą uwagę: Znamy asymptotyczny obszar nukleonu raczej dobrze, znamy pewne aspekty obszaru pośredniego, lecz nie rozumiemy niczego, co odnosi się do rdzenia.

### Dyskusja

R. G. S a c h s: Chciałbym zapytać o obliczenia T a m m a. Czy to oznacza, że pary są tworzone w obszarze pośrednim, a nie właśnie w obszarze rdzenia?

C h e w: Obszar ten określany jest przez trzy masy mezonu, a nie przez masę nukleonu, i dlatego jest tylko o 50% mniejszy od normalnego obszaru pionów.

S a c h s: Czy nie leży on z tego powodu właśnie w obszarze rdzenia?

C h e w: Jest to zagadnienie czynnika 1,5. Wiadomo, że normalna chmura pionów pochodzi od dwumezonowego przyczynku, tu jest przyczynek od trzech pionów, a więc jest on o 50% mniejszy.

S a c h s: Chciałbym podkreślić, że w rzeczywistości nie trzeba wyprowadzać tych par, żeby uzyskać żądane wyniki, ponieważ mogą tam zachodzić zjawiska interferencyjne. Jeżeli mamy silne korelacje między nukleonem a parami nukleon-antynukleon, możemy otrzymać duże efekty, nawet jeżeli pojawiły się one na względnie małych odległościach, właśnie dzięki dodatniej korelacji.

C h e w: Tak, założyłbym, jak już wspomniałem, że jest to związane ze zmianą znaku gęstości ładunku.

S a c h s: Jeżeli mamy parę nukleon-antynukleon, oddziaływanie z polem elektromagnetycznym przez anihilację mogłoby spowodować powstanie dużych efektów, nawet dla małych odległości, jeśli mamy dodatnią korelację.

Breit: Chciałbym spytać prelegenta, jak dalece wierzy on w potencjał Gartenhauusa?

Chew: Dopóki nie opracuje się we właściwy sposób zagadnienia efektów niestatycznych, nie mogę mieć do niego dużego zaufania. Możliwe, że jest on poprawny, lecz nie wiadomo, jak uwzględnić niestatyczne efekty.

Breit: Czy nie myśli Pan, że jeżeli dużą rolę gra potencjał na małych odległościach, to wyniki można kwestionować?

Chew: Myślę, że z pewnością można je kwestionować. Jeżeli rzeczywiście ważne przyczynki pochodzą od siły na małych odległościach, trzeba być szczególnie ostrożnym.

Marshak: Przypuszczam, że dopóki rozważamy siły niestatyczne, siły spin-orbita posiadają żądane przez Pana własności. Siły spin-orbita mogą zdawać sprawę z pewnych efektów odskoku.

Peierls: Ale jest to jedynie szczególny przykład wielu typów zależności od prędkości.

Klein: Ja mam bardziej optymistyczny pogląd na problem obliczenia siły centralnej niż dr Chew. Myślę, że niestatyczne efekty ograniczają się prawie całkowicie do rdzenia.

Chew: Tak, lecz przyczynek od większej o dwa liczby mezonów do potencjału będzie posiadał tę samą postać.

Klein: Wiemy jednak z bezpośrednich obliczeń, że oszacowanie stosunku między przyczynkiem od dwóch mezonów a przyczynkiem od czterech mezonów jest niepewne.

Chew: Japończycy nie zgadzają się z tym. Oni po prostu nie wierzą, że jest to poprawnie obliczone. Nie wiem. Myślę, że problem ten nie jest jeszcze rozstrzygnięty.

Fubini: Prosiła mnie dr Cini, żebym powiedział parę słów o możliwych poprawkach do związków dyspersyjnych. Praca ta została wykonana przez Agodi'ego i Vitale. Szukali oni możliwych poprawek pochodzących od różnicy mas pionów, oddziaływań elektromagnetycznych i oddziaływań z nowymi cząstkami. Chcieli się przekonać, czy te poprawki są na tyle duże, żeby usprawiedliwić rozbieżności znalezione przez Puppi'ego w związkach dyspersyjnych dla  $\pi^- p$ . Rezultat jest negatywny. Różnice mas dają mały нефизyczny obszar. Obliczyli oni przyczynek od tego obszaru. Nie dostali żadnego większego efektu. Były również przeprowadzane wstępne badania efektów elektromagnetycznych, takich jak produkcja fotonów w stanie pośrednim. Okazuje się, że są one równie małe. W końcu, jak oczekiwaliśmy, wpływ nowych cząstek powoduje po prostu przedefiniowanie stałych sprzężenia. Reasumując, jeśli dokładniejsze dane eksperymentalne potwierdzą jeszcze rezultaty Puppi'ego, to została przełamana niezależność ładunkowa w oddziaływaniach pion-

-nukleon lub w oddziaływaniach hyperon-nukleon, lub, co jest najbardziej prawdopodobne, została przełamana mikroskopowa przyczynowość.

Matthews: Chciałbym podkreślić, że może istnieć związek między dużym momentem kwadrupolowym rozkładu ładunku jądra i dużą ilością obserwowanych procesów anihilacji antynukleonu z nukleonem.

*Tłumaczyła Z. Białynicka*

#### Literatura

1. Anderson, Davidon, Kruse, Phys. Rev. **100**, 339 (1955).
2. Goldberger, Phys. Rev. **99**, 979 (1955); Goldberger, Miyagaza, Oehme, Phys. Rev. **99**, 989 (1955).
3. Lepore, Watson, Phys. Rev. **76**, 1157 (1949).
4. Haber-Schaim, Phys. Rev. **104**, 1113 (1956).
5. Castillejo, Dalitz, Dyson, Phys. Rev. **101**, 453 (1956).

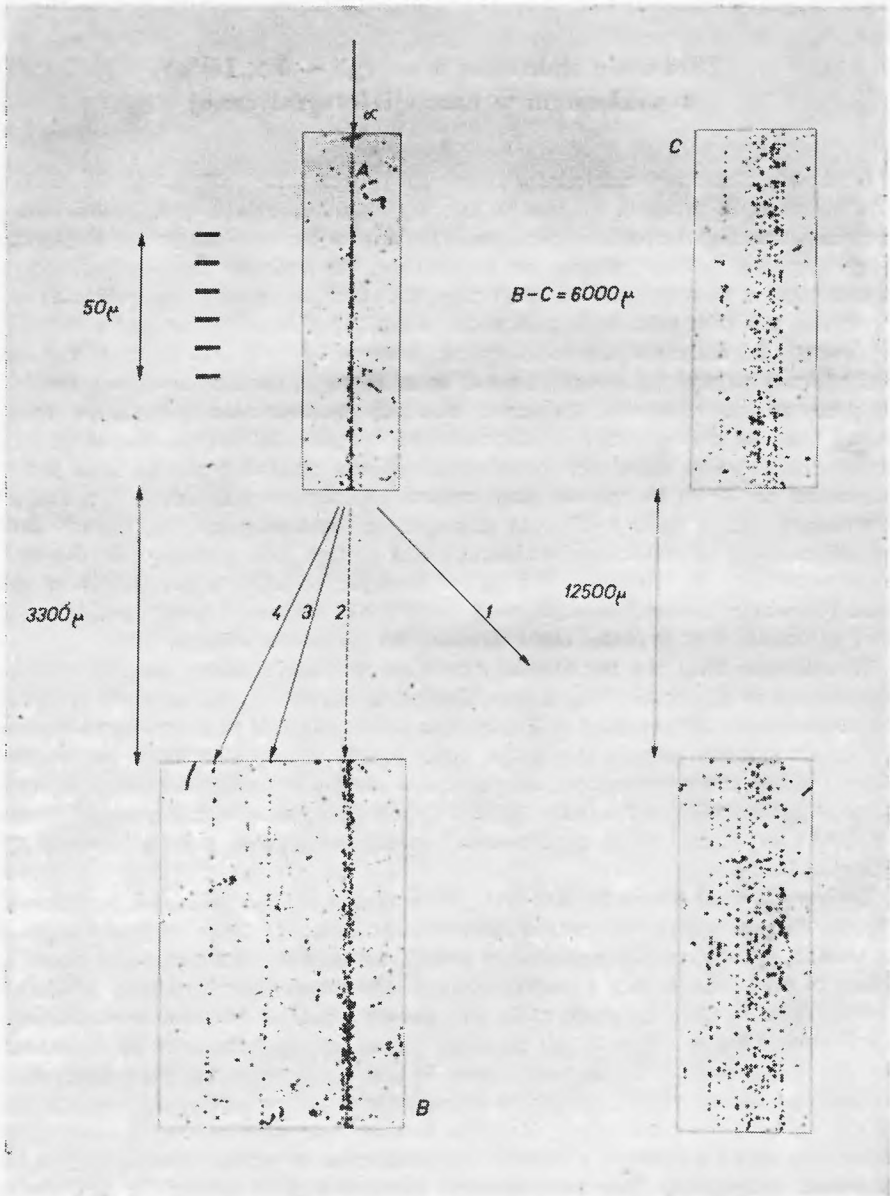
## Zderzenie nukleonu o energii $\sim 3 \times 10^{14}$ eV z nukleonem w emulsji fotograficznej

Obserwacje zderzeń nukleonów o energii powyżej  $10^{13}$  eV należą do rzadkości. Jedynym znanym źródłem cząstek o tak wysokich energiach jest promieniowanie kosmiczne. Stosując technikę licznikową możemy wykrywać zderzenia najwyższych energii poprzez procesy wtórne w atmosferze, prowadzące do wytworzenia tzw. wielkich pęków promieniowania kosmicznego. Całkowita energia obserwowana w pojedynczych wielkich pękach powietrznych świadczy o istnieniu w pierwotnym promieniowaniu kosmicznym cząstek o energiach do  $\sim 10^{18}$  eV. Ten pośredni typ obserwacji zderzeń najwyższych energii mówi nam, niestety, bardzo niewiele o mechanizmie pierwotnego zderzenia. Znacznie bardziej bezpośrednie informacje możemy uzyskać stosując metodę emulsji jądrowej. Ze względu jednak na charakter widma energetycznego promieniowania kosmicznego (liczba cząstek o energii  $> E$  jest proporcjonalna do  $E^{-18}$ ) ta metoda daje szanse zaobserwowania zderzeń o energiach nie wyższych niż  $10^{14}$ — $10^{15}$  eV (przy dzisiejszych możliwościach, tj. blokach emulsji objętości rzędu 10 l i czasach naświetlania rzędu 1 dnia). Tzw. gwiazda „S” Scheina [1] (patrz artykuł M. Mięsowicza w *Postęпах Fizyki* 3, 314 (1952)), w której proton pierwotny posiadał energię  $\sim 3 \times 10^{13}$  eV, stanowi typowy przykład przypadku zderzenia o najwyższej obserwowanej do niedawna energii.

W ostatnim roku we współpracujących w dziedzinie badań metodą emulsyjną laboratoriach w Krakowie, Warszawie, Pradze, Berlinie i w Budapeszcie przeprowadzono systematyczny przegląd w 3-litrowym bloku emulsji w poszukiwaniu oddziaływań najwyższych energii (1/3 część tzw. „bloku I” naświetlonego na wysokości 30 km w czasie międzynarodowej ekspedycji w dolinie Padu w roku 1955). W wyniku tego przeglądu znaleziono między innymi jeden przypadek oddziaływania o energii  $\sim 3 \times 10^{14}$  eV, który został zanalizowany szczegółowo przez polską i czeską grupę emulsyjną [2].

Zaobserwowane zderzenie jest tzw. *jetem* typu  $0 + 14 a$  (0 cząstek wyparowania, 14 torów cząstek relatywistycznych, pierwotna cząstka  $a$ ). Tory wytworzonych cząstek tworzą dwa wyraźnie rozdzielone stożki, zewnętrzny o rozwartości około  $10^{-2}$  radiana zawierający 4 tory i wewnętrzny o rozwartości  $10^{-4}$  radiana zawierający 10 torów (rys. 1). Całe zjawisko może być obserwowane w 26 warstwach emulsji na długości około 8 cm. Szczegółowy przegląd i pomiary doprowadziły do wyznaczenia rozkładu kąтового torów, do znalezienia 14 par elektronowych pochodzących najprawdopodobniej z rozpadu mezonów  $\pi^0$  wytworzonych w zderzeniu oraz do znalezienia 3 oddziaływań wtórnych. Rozkład kątowy par elektronowych prowadzi do wniosku, że około 3 mezony  $\pi^0$  zostały wyemitowane w stożek wewnętrzny, a około 7 w stożek zewnętrzny. Tak więc pozorna asymetria ilości cząstek w obu stożkach znika, gdy weźmie się pod uwagę nie tylko naładowane, ale i obojętne cząstki. Przyjmując wobec tego rozkład kątowy cząstek w stożku wewnętrznym za najlepszą wiążącą reprezentację rozkładu, wyznaczono energię zderzających się nukleonów

w układzie środka masy oraz energię pierwotnej cząstki  $\alpha$  w układzie laboratoryjnym. Wynosi ona około  $1,3 \times 10^{15}$  eV (ok. 2000 ergów). Bliższa analiza zderzenia przemawia za tym, że zderzenie miało charakter peryferyczny, czyli że jeden nukleon



Rys. 1. Mikrofotografia zderzenia cząstki  $\alpha$  o energii około  $10^{15}$  eV z nukleonem w emulsji fotograficznej. Fotografia przedstawia wygląd *jetu* w czterech odległościach od miejsca zderzenia A. Na dwu pierwszych odcinkach widoczne są oba stożki, na pozostałych natomiast tylko stożek wewnętrzny



pierwotnej cząstki  $\alpha$  zderzył się z nukleonem w emulsji. Jedna z „wtórnych” interakcji może być interpretowana jako zderzenie innego nukleonu pochodzącego z tej samej cząstki  $\alpha$ . Analiza rozkładów kątowych dwu pozostałych interakcji wtórnych oraz analiza rozwoju kaskad fotonowo-elektronowych pozwala wnioskować o energiach cząstek wytworzonych w obu stożkach. Średnia energia w wewnętrznym stożku wynosi  $\approx 2,3 \times 10^{12}$  eV, a w stożku zewnętrznym około  $3 \times 10^{10}$  eV. Korzystając z tych wiadomości i transformując laboratoryjny obraz zderzenia do układu środka masy, uzyskujemy następujące wiadomości:

1. Rozkład kątowy wytworzonych cząstek w układzie środka masy jest silnie anizotropowy (emisja ku przodowi i ku tyłowi, co w układzie laboratoryjnym daje dwa wyraźnie rozdzielone stożki).

2. Średnia energia emisji cząstek w układzie środka masy jest rzędu paru GeV.

3. Współczynnik nieelastyczności (część energii przekazana w zderzeniu na wytworzenie cząstek) wynosi około 0,1.

Porównując otrzymane wyniki z teoriami wielorodnej produkcji mezonów można stwierdzić, że obserwowana anizotropia zgadza się dobrze z teoriami Heisenberga i Landaua. Obserwowana energia cząstek w układzie środka masy i współczynnik nieelastyczności odpowiadają także przewidywaniom teorii Heisenberga. Obydwie wspomniane teorie wielorodnego tworzenia się mezonów wywodzą się z hydrodynamicznych lub termodynamicznych rozważań dotyczących procesów zachodzących w nakładających się polach mezonowych nukleonów w chwili zderzenia. Z tego względu przewidują one symetrię emisji nukleonów w układzie środka masy. Inne koncepcje w myśl których przy zderzeniu mamy do czynienia z wzbudzeniem nukleonów, które powracając następnie do stanu podstawowego emitują mezony, nie wymagają takiej symetrii.

Warto zauważyć, że w naszym przypadku, przypisując tory emitowane w każdy z dwu dobrze rozdzielonych stożków, emisji oddzielnych, wzbudzonych nukleonów, otrzymujemy izotropowe rozkłady kątowe cząstek w układach własnych tych nukleonów. Z drugiej strony nasza analiza wskazuje, że uwzględnienie składowej fotonowo-elektronowej w badaniach zderzeń wysokiej energii, może zmienić zasadniczo obraz rozkładu kąтового, usuwając pozorne asymetrie, które byłyby niezrozumiałe w obrazach Heisenberga i Landaua.

Wydaje się, że różne koncepcje teoretyczne prowadzą do podobnej fenomenologii i dopiero nagromadzenie materiału statystycznego pozwoli rozstrzygnąć między nimi.

*J. Gierula*

#### Literatura

1. J. J. Lord, J. Fainberg, M. Schein, Phys. Rev. **80**, 970 (1950).
2. P. Ciok, M. Danysz, J. Gierula, A. Jurak, M. Mięśowicz, J. Pernegr, J. Vrána and W. Wolter, Nouvo Cim. **6**, (1957) w druku.



## Letnia Szkoła Fizyki Teoretycznej w Les Houches

30.VI.—24.VIII.1957

Przedmiotem kursu słynnej francuskiej szkoły letniej fizyki teoretycznej w Les Houches (Alpy Francuskie) były, latem 1957, cząstki elementarne.

Głównym tematem pierwszej połowy kursu były zagadnienia rozpraszania mezonów  $\pi$  i  $K$ , a w szczególności, związki dyspersyjne. Wykładowcami byli L. Rosenfeld (Manchester) i J. Polkinghorne (Edinburgh). Na seminariach — dokładniej mówiąc na zebraniach grup dyskusyjnych studentów z udziałem wykładowców — referowane były prace Bogoliubowa, Chew, Goldbergera i innych.

Druga połowa kursu poświęcona była głównie „dziwnym” cząstkom, przy czym tematy wykładów były bardzo różnorodne. A. Salam (Imperial College, Londyn) mówił o rozwoju systematyzacji cząstek elementarnych (Gell-Mann, d’Espagnat,



Ze szkoły letniej w Les Houches. Stoją od lewej: O. Chamberlain, O. Piccioni, J. Steinberger (cdwrócony), B. de Witt, C. Yang, J. Detouf (dyrektor administracyjny szkoły)

Prentki, Salam) i o niektórych nowych zagadnieniach teorii pola, dotyczących w szczególności granic stosowalności teorii. Wykład M. Levy (École Normale Supérieure, Paryż) poświęcony był interpretacji teoretycznej doświadczeń nad rozpraszaniem elektronów na jądrach, rzucających światło na zagadnienie struktury jąder i nukleonów. Prof. Levy, który jest znakomitym specjalistą w zagadnieniach mezodynamiki, prowadzi obecnie w Paryżu prace z grupą młodych fizyków z dziedziny, której poświęcony był wykład w Les Houches. Prace te są równocześnie przygotowaniem do



Grupa uczestników szkoły letniej w Les Houches.  
Stoi A. Salam; drugi, z rąjką, siedzi O. Chamberlain

przyszłej współpracy z fizykami doświadczalnymi w związku z budową we Francji wielkiego akceleratora. Wykłady J. Steinbergera (Columbia University, Princeton) stanowiły przegląd doświadczeń nad „dziwnymi” cząstkami. Podobnie wykłady O. Chamberlaina (Berkeley) były przedstawieniem stanu badań doświadczalnych nad antynukleonami. Zwartą całość, będącą świetnym wstępem do omawianych

zagadnień, stanowiły wykłady L. Michela (Paryż), dotyczące zagadnień polaryzacji cząstek elementarnych (zagadnieniami tego rodzaju — nader aktualnymi — mogą zająć się u nas, korzystając z pomocy J. Werlego, młodzi fizycy). Krótki wykład R. Serbera (Columbia University, Princeton) dotyczył nowej pracy na temat silnego sprzężenia w mezodynamice Seminarium poświęcone było ogólnym prawom zachowania i hiperfragmentom. To ostatnie seminarium, zainicjowane przez prof. Rosenfelda, nie było związane z żadnym z wykładów, ale z obecnością kilku studentów, którzy mieli własne prace teoretyczne i doświadczane z tej dziedziny.

Z jednodniową wizytą gościli w Les Houches A. Messiah i C. Yang. Pierwszy z nich wygłosił referat o stanie badań nad parzystością w rozpadzie  $\beta$ , drugi — o stanie badań nad parzystością ogólnie.

Studentów było — jak co roku — trzydziestu: 15 francuskich i 15 spoza Francji: 2 Anglików, 1 Austriak, 1 Belg, 1 Brazylijczyk, 2 Holendrów, 2 Polaków, 2 Szwedów, 1 Węgier i 3 Włochów.

Wiek studentów wahał się od dwudziestu paru (większość) do trzydziestu paru lat. Część z nich ma już interesujące prace własne, część rozpoczyna dopiero pracę naukową. Polacy uczestniczyli po raz drugi — w poprzednim kursie brał udział M. Suffczyński (p. *Postępy Fizyki* zes. 2/57). Dyrektorką szkoły jest pani Cecile de Witt, która wraz z mężem — Brycem de Witt — zajmuje się zagadnieniami teorii rozpraszania i ogólnej teorii względności. Dyrektorem administracyjnym jest fizyk p. Jean-Francois Detoeuf. Szkoła nadaje się idealnie jako miejsce pracy naukowej dzięki świetnej organizacji i szczęśliwemu usytuowaniu — w starych drewnianych domkach, na wysokości około 1000 m nad poziomem morza, w pobliżu masywu Mont Blanc. Pobyt w szkole jest dla młodego fizyka niezwykle pożyteczny. Wykładowcy, którymi są wybitni i aktualnie aktywni uczeni, nie mają zwykle — poza wykładami — w tym czasie innych obowiązków i każdy student może dyskutować z nimi o interesujących go rzeczach. Studenci słuchają bardzo dobrych na ogół wykładów, łączą się w grupy studiujące, wygłaszają referaty, wreszcie inicjują prace. Rezultatem ostatniego kursu są między innymi np. dwie prace studentów, z których pierwsza („austro-węgierska”), wykonana przy tym w całości jeszcze w czasie trwania kursu, dotyczy efektów polaryzacyjnych w rozpadzie  $\beta$ , a druga („szwedzko-polska”) — struktury hiperfragmentów.

Byłoby rzeczą nadzwyczaj wskazaną, ażeby nasi fizycy zajmujący się zagadnieniami związanymi z tematyką danego kursu brali w przyszłości udział w kursach szkoły w Les Houches — korzyść z kursów jest bardzo duża. Przedmiotem kursu w roku 1958 mają być zagadnienia wielu ciał.

P. Zieliński

## Konferencja poświęcona cząstkom elementarnym

Padwa i Wenecja

W dniach 22—28 września bieżącego roku odbyła się międzynarodowa konferencja poświęcona cząstkom elementarnym (International Conference on Mesons and Recently Discovered Particles). Konferencję, której obrady odbywały się częściowo w Padwie, częściowo w Wenecji, zorganizowało Włoskie Towarzystwo Fizyczne. W konferencji wzięli udział fizycy z wielu krajów; reprezentowane były praktycznie wszystkie ośrodki, w których prowadzone są prace w dziedzinie „nowo od-

krytych cząstek"; w przeciwieństwie do konferencji w Rochester była obecna dość liczna delegacja fizyków radzieckich.

Nieznaczną tylko część referatów odbywała się na równoległej obradującej sekcji, której zasadniczą treścią były posiedzenia 43 Kongresu Fizyki Włoskiej; większość referatów wygłoszono na głównej sekcji Konferencji.

Tematykę Konferencji można podzielić na następujące grupy:

- a. Zagadnienia teoretyczne.
- b. Własności ciężkich mezonów (zwłaszcza naładowanych).
- c. Asymetrie kątowe w rozpadach (związane z niezachowaniem parzystości w słabych oddziaływaniach).
- d. Oddziaływania między cząstkami w dziedzinie najwyższych energii.
- e. Własności antynukleonów.

Najliczniej reprezentowane były referaty dotyczące ciężkich mezonów, a zwłaszcza ich oddziaływań z jądrami. Referowano szereg prac, których celem było wyznaczenie przekrojów czynnych ze względu na reakcje rozpraszania i wymiany ładunku dla cząstek  $K^+$ , oraz dla rozpraszania, wymiany ładunku i absorpcji jądrowej dla cząstek  $K^-$ . Prowadzone obecnie badania w tej dziedzinie mają na celu wyznaczenie dokładniej tych wielkości oraz zbadanie ich zależności od energii i od jąder, z którymi mezony  $K$  oddziałują. Następnie prowadzone są intensywnie prace, których celem jest wyznaczenie potencjału jądrowego dla ciężkich mezonów; informacje w tej dziedzinie dla cząstek  $K^+$  są znacznie bardziej wyczerpujące niż dla  $K^-$ . Dla mezonów  $K^-$  badany jest ponadto sam mechanizm absorpcji jądrowej — referowane prace dotyczyły znacznej liczby przypadków, jednak we wszystkich wyżej wspomnianych zagadnieniach zaznacza się jeszcze ubóstwo statystyczne otrzymanych wyników. Najbliższe miesiące powinny przynieść odpowiedzi ilościowe na wiele postawionych problemów.

Prace z tej dziedziny pochodziły z całego szeregu laboratoriów: Berkeley, Brookhaven, Padwa, Mediolan, Bristol, Göttingen i in. Dość licznie reprezentowane były także prace, dotyczące asymetrii kątowych w oddziaływaniach słabych, w których parzystość jest nie zachowywana. Wyniki referowane nie wniosły nic szczególnie rewelacyjnego do tych zagadnień, stanowiły raczej krok w kierunku bardziej ilościowej analizy tych zjawisk; w szczególności referowane były wyniki badania zależności asymetrii w rozpadach  $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$  od energii. Obradom tym przewodniczył prof. M. Danysz.

Podano też pierwsze próby doświadczalnego stwierdzenia niezachowania parzystości w rozpadach hiperonów — próby te wskutek ubóstwa materiału doświadczalnego dały wyniki o małej wadze statystycznej, stanowią one raczej propozycję dla przyszłych prac.

Zagadnienia oddziaływań bardzo wysokich energii należały właśnie do nielicznych, dyskutowanych na „sekcji równoległej”, były więc omawiane w mniej liczonym gronie zainteresowanych tymi problemami. Dyskusje na te tematy dotyczyły przede wszystkim zagadnienia symetrii przy wielorodnej produkcji mezonów w układzie środka masy, wartości „współczynnika nieelastyczności” zderzeń oraz rozkładu pędów wytwarzanych cząstek (w układzie środka masy).

Obradom tym przewodniczył Wataghin; referowane były w tej grupie m.in. prace, wykonane we współpracujących laboratoriach kliszowych w Berlinie, Budapeszcie, Pradze i Warszawie (zderzenia o energiach  $\sim 10^{13}$ — $10^{14}$  eV). Chamberlain i Segré referowali szereg prac dotyczących badania własności antynukleo-

nów, przede wszystkim przekrojów czynnych ze względu na absorpcję i badania tożsamości produktów anihilacji. Referowano ponadto kilka prac, dotyczących przekrojów czynnych dla produkcji „cząstek dziwnych”.

Podano także (grupa Barkasa w Kalifornii oraz grupa z l'Ecole Polytechnique) ostatnie wyniki wyznaczania mas ciężkich mezonów i hiperonów. Dane te wraz z czasami życia „cząstek dziwnych” zebrano w referacie podsumowującym i postanowiono opracować zestawienie najbardziej wiarogodnych i najdokładniejszych wartości. Ogólnie można chyba powiedzieć, że na Konferencji dominowały raczej prace, mające na celu lepsze ilościowe ujęcie szeregu zagadnień, dyskutowanych poprzednio na innych zjazdach, bądź w literaturze.

Zagadnienia teoretyczne referowane na Konferencji dotyczyły: a) silnych oddziaływań, przede wszystkim porównania z doświadczeniem wzorów dyspersyjnych dla rozpraszania mezonów na nukleonach, b) słabych oddziaływań, mianowicie problemu doboru sprzężeń w oddziaływaniach typu Fermiego, c) klasyfikacji cząstek elementarnych a zwłaszcza klasyfikacji sprzężeń między nimi, d) teorii cząstek elementarnych, a raczej programu przyszłej teorii w tej dziedzinie.

E. S. i W. K.

### Prof. Rubinowicz członkiem honorowym PTF

Walne Zgromadzenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego uchwałą powziętą w dniu 7 listopada 1957 r. nadało prof. Wojciechowi Rubinowiczowi godność członka honorowego w uznaniu jego zasług naukowych.

Polskie Towarzystwo Fizyczne od początku swego istnienia sześć razy nadawało to zaszczytne odznaczenie: Marii Skłodowskiej-Curie, Władysławowi Natansonowi, Stefanowi Pieńkowskiemu, Irenie Joliot-Curie, Fryderykowi Joliot-Curie, obecnie zaś Wojciechowi Rubinowiczowi.

### Uczczenie pamięci Stefana Pieńkowskiego

W dniu 20 listopada 1957 r. jako w czwartą rocznicę śmierci odbyło się na cmentarzu powązkowskim poświęcenie pomnika na grobie prof. Stefana Pieńkowskiego i uroczystość uczczenia jego pamięci. Pomnik postawiony został sumptem i staraniem Polskiego Towarzystwa Fizycznego, Uniwersytetu Warszawskiego oraz uczniów i kolegów. W imieniu Polskiej Akademii Nauk przemówił Prezes T. Kotarbiński, w imieniu Uniwersytetu Warszawskiego Prorektor W. Kraczkiewicz, a w imieniu Polskiego Towarzystwa Fizycznego Wiceprzewodniczący L. Natanson.

### Doktorat *honoris causa* dla Hahna

W czerwcu 1957 r. Uniwersytet Cambridge nadał doktorat *honoris causa* Otto Hahnowi, jednemu z odkrywców rozszczepienia jądrowego.

### XV Zjazd Fizyków Polskich

XV Zjazd Fizyków Polskich odbył się we Wrocławiu w dniach od 5 do 9 listopada 1957 r. Wzięło w nim udział 550 fizyków ze wszystkich ośrodków. Program Zjazdu obejmował 12 referatów przeglądowych oraz ponad 180 referatów z prac własnych.

Przewodniczącym Zjazdu obrany został prof. L. Infeld. Obrady toczyły się częściowo w 5 sekcjach, to jest w sekcji fizyki jądrowej, fizyki ciała stałego, optyki atomowej i molekularnej, sekcji dydaktycznej oraz sekcji prac z różnych dziedzin, częściowo zaś na plenum Zjazdu. Na posiedzeniach sekcyjnych referowane były prace własne, a na zebraniach plenarnych — referaty ogólne. Pierwsze plenarne posiedzenie Zjazdu poświęcono wspomnieniu o Władysławie Natansonie z okazji dwudziestolecia jego śmierci. Referaty wygłosili: prof. dr J. Weysenhoff (Kraków) — „Działalność naukowa Władysława Natansona”, prof. dr A. Piekara (Poznań) — „Władysław Natanson, myśliciel i humanista”, prof. dr L. Infeld (Warszawa) — „Wspomnienie o Władysławie Natansonie”. Na tymże posiedzeniu prof. dr J. Nikliborc (Wrocław) podzielił się wspomnieniami o prof. Czesławie Reczyńskim, w związku z pięćdziesiątą rocznicą wynalezienia kwarcowej lampy rtęciowej.

Na pozostałych posiedzeniach plenarnych wygłoszono następujące referaty:

prof. dr L. Sosnowski (Warszawa) — „Aktualne zagadnienia fizyki półprzewodników”,

prof. dr J. Rayski (Toruń) — „Obecny stan teorii cząstek elementarnych”,

prof. dr J. Rzewuski (Wrocław) — „O inwersjach przestrzeni i czasu”,

doc. dr J. Werle (Warszawa) — „Polaryzacja cząstek elementarnych”,

prof. dr A. Piekara (Poznań) — „Nowe osiągnięcia w dziedzinie fizyki dielektryków stałych i ciekłych”,

doc. dr W. Królikowski (Warszawa) — „O porównaniu z doświadczeniem teorii mezonowej”,

prof. dr R. S. Ingarden (Wrocław) — „Obecny stan teorii helu II”,

prof. dr M. Mięśowicz (Kraków) — „Oddziaływanie cząstek bardzo wysokich energii”.

W dniu 8 listopada odbyła się tradycyjna zjazdowa wspólna kolacja w Sali Marmurowej hotelu Polonia, na której przemówienia wygłosili przewodniczący Polskiego Towarzystwa Fizycznego prof. dr A. Jabłoński, przewodniczący Komitetu Organizacyjnego XV Zjazdu doc. dr Z. Galasiewicz i prof. dr J. Nikliborc.

Staranne przygotowanie i dobrą organizację Zjazdu zawdzięczać należy Oddziałowi Wrocławskiemu PTF, a w szczególności Komitetowi Organizacyjnemu z doc. Zygmuntem Galasiewiczem na czele.

Oddział Toruński zgłosił gotowość urządzenie XVI Zjazdu w Toruniu, w r. 1959.

### Zgromadzenie Ogólne UIPPA

IX Zgromadzenie Ogólne Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej odbyło się w Rzymie w dniach od 20 do 27 września 1957 r.

Miejscem obrad był pałac Akademii dei Lincei. Przy wielkich stołach ustawionych w podkowy zasiadały poszczególne delegacje w kolejności alfabetycznej według francuskich nazw swoich krajów. Skład delegacji był następujący (na pierwszym miejscu nazwisko szefa delegacji):

NRF — M. Trendelenburg, H. Ebert, M. Kersten, U. Stille;

Kanada — J. K. Robertson, E. W. Guptill, M. L. Welsh;

Dania — E. Rasmussen, S. Rozental;

Hiszpania — L. Villena, M. Lucini;

USA — H. D. Smyth, Brian O'Brien, J. W. M. Dumond, J. Kaplan, R. E. Marshak;

Finlandia — M. Knatola;

Francja — A. Pérard, E. Bauer, G. A. Boutry, G. Darrieus, G. Dupouy, A. Marchal, L. Néel;

Wielka Brytania — Sir G. Thomson, J. F. Allen, L. F. Bates, C. F. Powell, G. B. B. Sutherland;

Węgry — Szalay;

Izrael — G. Racah;

Włochy — E. Perucca, E. Amaldi, E. Caianiello, P. Caldirola, G. Polvani;

Japonia — M. Kotani, S. Ono;

Norwegia — E. K. Broch;

Holandia — J. A. Prins;

Polska — L. Infeld, L. Natanson, J. Weyssenhoff;

Szwecja — G. Borelius, S.

Von Frisen, E. Rudberg;

Szwajcaria — A. Perrier, P. Huber;

Czechosłowacja — J. B. Slavik; ZSRR — A. Joffe.

Delegacje z Australii, Austrii i Indii usprawiedliwiły nieobecność.

Poza oficjalnymi delegatami w obradach brali udział członkowie Komitetu Wykonawczego oraz obserwatorzy z różnych krajów, na przykład między innymi O. Chamberlain, E. Ségré, E. Guggenheim, V. Petrzilka, S. Wonsowski.

Według statutu Komitet Wykonawczy uprawniony jest do przyjmowania nowych członków w okresie pomiędzy Zebraniami Ogólnymi. Przyjęcia takie



muszą być zatwierdzone przez najbliższe Zebranie Ogólne. IX Zebranie Ogólne zatwierdziło przyjęcie ZSRR, Austrii i Bułgarii.

Zebranie ogólne przyjęło do wiadomości sprawozdania Międzynarodowej

Generalnemu propozycje składu komisji na okres następnej trzyletniej kadencji. Propozycje powinny być stawiane po zasięgnięciu miarodajnych opinii w szerokim zakresie i zakomunikowane w terminie umożliwiającym



Delegacja polska podczas obrad IX Zgromadzenia Ogólnego Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej w Rzymie

Komisji Optycznej, innych komisji specjalnych oraz przedstawicieli Unii w komisjach mieszanych.

Przedyskutowano szereg kwestii i powzięto następujące uchwały:

1. a) przewodniczący komisji obowiązani będą przedłożyć Sekretarzowi

rozważenie ich na dorocznym posiedzeniu Komitetu Wykonawczego w roku poprzedzającym Zebranie Ogólne.

b) w komisjach naukowych powinna obowiązywać zasada, że nikt nie powinien być członkiem dłużej niż przez 6 lat, odstępowo od tej zasady



dopuszczalne jest w przypadku, kiedy jej zastosowanie czyniło by koniecznym zmianę więcej niż połowy składu komisji.

2. Powołuje się Komitet roboczy, który rozważy kwestję ewentualnego utworzenia Komisji Fizyki Jądrowej Niskich Energii. Zdaniem Komitetu byłoby wytyczenie zakresu działalności tej Komisji i zaproponowanie składu osobowego. Komitet Wykonawczy został upoważniony do powołania takiej Komisji, jeśli uzna to za właściwe, i po zasięgnięciu opinii Komitetów Narodowych. Do Komitetu roboczego weszli: B. Dżelepów (Leningrad), B. Flowers (Harwell), G. Racań (Tel-Aviv), L. A. Turner (Chicago), K. Siegbahn (Uppsala) — sekretarz, A. Bohr (Kopenhaga).

3. Zebranie Ogólne postanowiło utworzyć Komisję Fizyki Wysokich Energii, mającą za zadanie:

a) organizować corocznie odpowiednią liczbę konferencji (pod patronatem UIPPA), których programy obejmowałyby nie tylko wyniki prac badawczych doświadczalnych i teoretycznych, ale również zagadnienia budowy akceleratorów cząstek wysokiej energii,

b) starać się o zacieśnienie współpracy między poszczególnymi ośrodkami zajmującymi się fizyką wysokich energii, aby uzyskać jak najlepsze wykorzystanie tych wielkich i kosztownych urządzeń,

c) dążyć do zapewnienia szybkiej wymiany informacji co do najnowszych wyników badań w dziedzinie fizyki wysokich energii. Do Komisji Fizyki Wysokich Energii zostali wybrani C. J. Bakker (CERN), R. E. Marshak (Rochester), W. K. H. Panofsky (Stanford), R. E. Peierls (Birmingham) i I. E. Tamm (Moskwa). Przewodniczącym ma być C. J. Bakker, sekretarzem — R. E. Marshak.

4. Ewentualne utworzenie Komisji Elektroniki jest przedmiotem badania.

5. Postanowiono do Komisji Fizyki Ciała Stałego dołączyć podgrupę poświęconą badaniom półprzewodników i podgrupę poświęconą badaniom magnetyzmu. Skład Komisji ustalono jak następuje:

Podgrupa A — C. Frank (Bristol), J. Lifszic (Charkow), C. W. Rathenau (Amsterdam), J. C. Slater (Cambridge, Mass.), C. Kittel (Berkeley) — sekretarz. Do podgrupy wchodzi również sekretarze podgrup B i C oraz z ramienia Unii Krystalografii A. Guinier (Paryż) i W. H. Taylor (Cambridge).

Podgrupa B (półprzewodniki) — L. F. Agrain (Paryż), W. Brattain (Murray Hill), A. A. Joffe (Leningrad) — przewodniczący, Schottky, R. A. Smith (Malvern) — sekretarz i L. Sosnowski (Warszawa).

Podgrupa C (magnetyzm) — L. F. Bates (Nottingham) — sekretarz, M. Kersten (Akwizgran), T. Nagamya (Osaka), L. Néel (Grenoble) — przewodniczący, J. H. Van Vleck (Cambridge, Mass.), S. Wonsowski (Moskwa).

6. W wyniku przeprowadzonych wyborów skład pozostałych Komisji specjalnych jest następujący:

Komisja Finansów — E. Bauer (Paryż) i C. J. Gorter (Lejda).

Komisja Symboli, Jednostek i Słownictwa — J. de Boer (Amsterdam), — sekretarz, E. Guggenheim (Reading), P. Jacquinet (Paryż), H. H. Nielsen (Columbus) — przewodniczący, E. Perucca (Turyn), J. Rossel (Neuchatel), E. Rudberg (Sztokholm), U. Stille (Brunswick).

Komisja Termodynamiki i Mechaniki Statystycznej — N. Bogoliubow (Moskwa), G. Careri (Padwa) — sekretarz, C. Domb (Londyn), J. G. Kirkwood (New Haven), S. Ono (Tokio), L. Van Hove (Utrecht), J. Yvon (Paryż) — przewodniczący.

Komisja Promieniowania Kosmicznego — M. Danysz (Warszawa), C. Lattes (Rio de Janeiro), L. Leprince-Ringuet (Paryż), C. F. Powell (Bristol) — sekretarz, B. Rossi (Cambridge, Mass.) — przewodniczący, Sarabhai (Ahmedabad), D. Skobelcyn (Moskwa), H. Yukawa (Tokio).

Komisja Najniższych Temperatur — K. Clusius (Zurich), J. G. Daunt (Columbus), W. N. Daunt (Durham), C. J. Gorter (Lejda) — przewodniczący, B. Łazarew (Charków), D. Schoenberg (Cambridge), L. Weil (Grenoble)

Komisja Publikacji J. H. Awbery (Londyn) — przewodniczący, H. A. Barton (New York), G. A. Boutry (Paryż) — sekretarz, H. Ebert (Bruńszwik), G. Polvani (Mediolan), L. Villena (Madryt), B. Wuł (Moskwa).

Komisja Akustyki — Andrejew (Moskwa), F. Canac (Marsylia), R. S. Dadson (Teddington), W. Furrer (Zurich) — przewodniczący, F. V. Hunt (Cambridge, Mass.), F. Ingerslev (Kopenhaga), C. W. Kosten (Delft) — sekretarz, E. Mayer (Getynga), J. Slavik (Praga).

7. Poza tym weszli z ramienia Unii do Komisji mieszanych:

do Komisji Spektroskopii — P.F.A. Klinkenberg (Amsterdam) — sekretarz, P. Jacquinet (Paryż), G.B.B. Sutherland (Teddington), R.S. Mulliken (Chicago), Frisz (Leningrad) i jako doradca — H.H. Nielsen (Columbus).

do Komisji Zastosowań Promieniotwórczości — L. G. Elliot (Chalk River), N. Feather (Edyburg).

do Komisji Jonosfery — H. S. W. Massey (Londyn), H. Alfven (Sztokholm). —

do Komisji Chemii Wiekich Częsteczek Unii Chemicznej — K. Wolf (Heidelberg).

Reprezentantami Unii w Komitecie Wykonawczym Międzynarodowej Rady Unii Naukowych są Prezydent i Sekretarz Generalny.

Reprezentantem Unii w Międzynarodowej Komisji Optyki jest P. Fleury (Paryż).

Ogólne Zgromadzenie zatwierdziło sprawozdanie Komisji Finansów, zamknięcia rachunkowe za okres 1954—1957 oraz preliminarz budżetowy na okres 1957—1960.

Dokonano wyboru Prezydenta Unii i Sekretarza Generalnego na okres 1957—1960. Prezydentem, w miejsce ustępującego Prof. N. F. Motta (Cambridge) został wybrany Prof. E. Amaldi (Rzym) a dotychczasowy Sekretarz Generalny P. Fleury (Paryż) zgodził się przyjąć ponowny wybór. Do Komitetu Wykonawczego Unii weszli:

Prezydent — E. Amaldi (Rzym), byli Prezydenci — N. F. Mott (Cambridge), M. Siegbahn (Sztokholm), wiceprezydenci — J. de Boer (Amsterdam), R. B. Brode (Berkeley), M. Kotani (Tokio), J. H. Van Vleck (Cambridge USA), G. Herzberg (Ottawa), A. Joffe (Leningrad), E. Rasmussen (Kopenhaga), H. Staub (Zurych), F. C. A. Trendelenburg (Erlangen), J. Weyssenhoff (Kraków), Sekretarz Generalny — P. Fleury (Paryż).

Międzynarodowa Unia Fizyki Czystej i Stosowanej przyjęła patronat nad następującymi zebraniem naukowymi przewidzianymi na rok 1958:

6—9 maja, Bruksela „Optyka i metrologia”,

19—26 maja, Leningrad, „Właściwości mechaniczne ciał stałych niemetalicznych”,

2—7 czerwiec, Bruksela, „Fizyka stanu stałego i jej zastosowania w elektrotechnice i telekomunikacji”,

23—28 czerwca, Lejda, „Najniższe temperatury”,

30 czerwca — 5 lipca, Genewa, „Fizyka jądrowa wysokich energii”,

2—5 lipca, Grenoble, „Ferro i antyferromagnetyzm”,

7—13 lipca, Paryż, „Promieniotwórczość”,

25—29 lipca, Paryż, „Dyskryminacja chromatyczna” (wspólnie z Uniami Biologii, Fizjologii i Biochemii),

18—22 sierpnia, Rochester, „Półprzewodniki”,

25—29 sierpnia, Genewa (USA), „Elektroniczne właściwości metali w niskich temperaturach”.

Uchwalono również udzielić patronat Unii kilku konferencjom proponowanym na rok 1959, między innymi mającej się odbyć w Polsce konferencji poświęconej zagadnieniom grawitacji i ogólnej teorii względności.

Postanowiono także prosić Prezydenta i Sekretarza Generalnego o nawiązanie kontaktu z UNESCO celem wspólnego zbadania możliwości udzielenia pomocy krajom zacofanym w sprawach związanych z postępowaniem fizyki.

Uznając wielką wagę międzynarodowych szkół letnich Zebranie Ogólne poleca Komitetowi Wykonawczemu aby w wyjątkowych przypadkach udzielał pomocy finansowej tym szkołom.

Sekretarz Generalny ma przygotowywać sprawozdania kwartalne dotyczące najważniejszych przejawów działalności Unii i konferencji organizowanych pod jej patronatem oraz będzie się starał o ich publikacje w ograniczonej liczbie czasopism fizycznych mających duże rozpowszechnienie. W Polsce przekłady tych sprawozdań będą ukazywać się w *Postępkach Fizyki*.

### Światowa Federacja Pracowników Nauki

W dniach od 29 sierpnia do 2 września 1957 r. odbyło się w Helsinkach V Zgromadzenie Ogólne Światowej Federacji Pracowników Nauki, w którym wzięło udział 35 delegatów z 18 kra-

jów. Między innymi obecni byli: Chou Pei Yuan (Chiny), J. D. Bernal i C. F. Powell (Wielka Brytania), A. I. Oparin (ZSRR). Poza dyskusjami nad ogólnymi zagadnieniami międzynarodowymi odbyły się dwa sympozjony „Planowanie w nauce” i „Szkolenie naukowe i technologiczne”. Planowanie prac naukowych staje się obecnie ważną sprawą w bardzo wielu krajach o różnych systemach społecznych i ekonomicznych. Sympozjon dał okazję do wymiany myśli i informacji dotyczących praktycznych konsekwencji planowania. Drugi sympozjon umożliwił porównanie osiągnięć różnych krajów, podkreślając między innymi znany już zresztą fakt, że całkowita liczba studentów wyższych uczelni w ZSRR jest bardzo duża w porównaniu na przykład z Wielką Brytanią.

W wyniku wyborów prezydentem Federacji został prof. C. F. Powell (poprzedni prezydent — prof. F. Joliot-Curie), wice prezydentami — prof. Li Sze-kwang (Chiny), prof. A. I. Oparin (ZSRR), prof. C. Sadron (Francja), dr G. P. Norregard (Dania) i prof. J. D. Bernal (Wielka Brytania).

Po zakończeniu obrad wszyscy delegaci zostali zaproszeni przez Związek Pracowników Nauki ZSRR na wycieczkę do Leningradu, gdzie zwiedzono instytut Akademii Nauk ZSRR i Uniwersytetu Leningradzkiego.

### Energia jądrowa w ZSRR

Według informacji prasowych pierwsza elektrownia jądrowa w skali wielkoprzemysłowej jest obecnie w budowie na terenie europejskiej części ZSRR. W pierwszej fazie elektrownia będzie miała moc 420 MW. Oczekuje się, że zacznie zasilać sieć elektryczną w r. 1960. Pierwsza faza przewiduje dwa reaktory ze wzbogaconym paliwem chłodzone wodą pod ciśnieniem. Jak podają źródła radzieckie, elektrow-

nia ma być całkowicie zautomatyzowana i zdalnie kierowana. W bieżącym planie pięcioletnim przewidziana jest budowa pięciu wielkich siłowni jądrowych, jednej koło Moskwy, jednej w pobliżu Leningradu, jednej w rejonie Swierdłowska i dwóch w innych okolicach Uralu.

### Blżej zera

Rekordowo niska temperatura — około jednej stutysięcznej stopnia powyżej zera absolutnego została osiągnięta w Clarendon Laboratory (Oxford). N. Kurti i jego współpracownicy ochłodzili do tej temperatury mały kawałek miedzi, wykorzystując zjawisko magnetyzmu jądrowego. Kurti przewiduje, że udoskonalenie tej techniki może doprowadzić do osiągnięcia temperatur milionowej części stopnia.

Zwykle postępowanie przy osiągnięciu niskich temperatur polega na ustawianiu w polu magnetycznym cząsteczek ochłodzonej soli magnetycznej a następnie na usuwaniu pola, co wywołuje powrót cząsteczek do bezładnego ustawienia. Praca wykonana przy tym powrócie redukuje energię termiczną materiału. Gdyby cząsteczki mogły osiągnąć kompletny nieporządek, mogłyby być ochłodzone do temperatury zera bezwzględnej, jednak ich własny magnetyzm wywołuje słabe pole porządkujące cząsteczki. Kurti zastosował tę metodę do jąder atomów miedzi. Ponieważ jądra są słabszymi magnesami niż cząsteczki, pole resztkowe jest słabsze i dzięki temu możliwe silniejsze chłodzenie.

### 0 niebezpieczeństwach wynikających z rozwoju broni masowej zagłady

W lipcu 1957 r. dwudziestu dwóch naukowców z dziesięciu krajów zebrało się w Pugwash w Nowej Szkocji, aby dyskutować nad „niebezpieczeństwami zagrażającymi ludzkości wsku-

tek rozwoju broni masowej zagłady”. Konferencja ta, trwająca 6 dni finansowana z prywatnych funduszków przemysłowca Cyrusa Eatona, została zwołana na skutek apelu wydanego przed dwoma laty przez Alberta Einsteina i Bertranda Russella.

Na zaproszenie Lorda Russella na konferencję przybyli: M. L. E. Oliphant (Australia), H. Tirring (Austria), Chou Pei Yuan (Chiny), A. M. B. Lacassagne (Francja), I. Ogawa, H. Yukawa, i S. Tomonaga (Japonia), G. Brock Chisholm i John Stewart Foster (Kanada), Marian Danysz (Polska), C. F. Powell i J. Rotblat (Wielka Brytania), D. F. Cavers, H. J. Muller, P. Doty, E. I. Rabinowitch, W. Selove, L. Szilard i V. F. Weisskopf (USA), oraz A. M. Kuzin, D. F. Skobielcyn i A. V. Topczijew (ZSRR).

Zebranie rozpoczęło od ustalenia, że „nie będzie powiedziane nic, co mogłoby faworyzować którąkolwiek z dwóch wielkich grup, na które jest podzielony świat”. Obrady odbywały się w trzech komitetach: (1) niebezpieczeństwa wynikające z zastosowań pokojowych i militarnych energii jądrowej, (2) problemy kontrolowania broni jądrowej, (3) społeczna odpowiedzialność naukowców. Wydano ogólne oświadczenie podkreślające ważność wszystkich wysiłków dążących do powstrzymania wojny, oraz zalecające wstrzymanie próbných wybuchów bomb jądrowych, zwrócenie bacznej uwagi na nieporozumienia między małymi narodami, które mogłyby prowadzić do wojny powszechnej i uświadamianie o konieczności współpracy międzynarodowej.

### Fizyka cząstek elementarnych

W dniach od 15 do 30 lipca 1957 r. odbył się w Buenos Aires i w La Plata symposium fizyki cząstek elementar-

nych. Organizatorami byli: UNESCO, Argentyńska Komisja Energii Atomowej oraz uniwersytet w Buenos Aires i w La Plata. W konferencji wzięli udział przede wszystkim fizycy z Argentyny, Brazylii, Boliwii, Chili, Urugwaju i innych państw Ameryki Południowej. W referatach ogólnych przedstawiono rozwój teoretyczny i doświadczalny fizyki cząstek elementarnych, ogłoszono również szereg krótkich sprawozdań z prac oryginalnych.

### Dwudziestolecie Pana Tompkinsa

W roku bieżącym upływa dwadzieścia lat od rozpoczęcia publikacji na łamach czasopisma *Discovery* świetnej powieści popularno-naukowej G. Gamaowa „Pan Tompkins w krainie czarów”. Pan Tompkins, skromny niemłody już, łysiejący urzędnik bankowy jest również bohaterem dwóch dalszych powieści Gamaowa „Pan Tompkins odkrywa Atom” i „Pan Tompkins poznaje fakty życia”. W powieściach tych Gamaow przedstawia w lekkiej i dowcipnej formie współczesne poglądy na podstawowe zagadnienia teorii względności, teorii kwantów, fizyki jądrowej i biologii.

Polski przekład książki „Pan Tompkins w krainie czarów” ma się wkrótce ukazać.

Książki ozdobione są zabawnymi rysunkami J. H o o k h a m a.

### Nowe laboratorium niskich temperatur

W lipcu roku ubiegłego otwarto w Uniwersytecie Chicago nowe laboratorium niskich temperatur, zbudowane i wyposażone kosztem 440 000 dolarów. Laboratorium wchodzi w skład Uniwersyteckiego Instytutu Badań Metali. Aparatura pozwala wytwarzać około 55 litrów na godzinę ciekłego wodoru i około 9 litrów na godzinę ciekłego helu. Planowane jest zwiększenie zdolności produkcji ciekłego helu do 22 li-

trów na godzinę. Wyniki pomiarów kryogenicznych przekazywane są elektrycznie na galwanometry ustawione w parterowym klimatyzowanym pomieszczeniu. Laboratorium dostarcza skroplonych gazów innym instytutom uniwersytetu, na przykład Instytutowi Badań Jądrowych im. Enrico Fermiego i zakładowi meteorologii, gdzie wirujący ciekły hel używany jest w uproszczonych modelach układów atmosferycznych. W związku z budową nowego laboratorium musiano dokonać rozbiórki budynku, w który była wmurowana tablica na pamiątkę pierwszego w świecie reaktora. Reaktor ten jak wiadomo zaczął działać 2 grudnia 1942 r. Tablica została ustawiona teraz prowizorycznie do czasu kiedy będzie mogła być umieszczona na nowym budynku.

### Spacistor

Amerykańska firma *Raytheon Manufacturing Co* opracowała nowy typ wzmacniacza półprzewodnikowego — spacistor, który pracuje na wyższych częstościach i w wyższych temperaturach niż tranzystor.

Spacistor, będący jeszcze w stadium prób laboratoryjnych, jest półprzewodnikiem stałym, do którego przyłożone jest wysokie stałe napięcie. Napięcie to wywołuje w półprzewodniku obszar ładunku przestrzennego i przyspiesza elektrony do wysokich prędkości, tak że przechodzą one w bardzo krótkim czasie przez półprzewodnik, podczas gdy w tranzystorze przepływ ładunku uwarunkowany procesem dyfuzji odbywa się powoli. Im krótszy jest czas przepływu tym wyższa częstość, na której może pracować urządzenie elektroniczne. Przypuszcza się, że spacistor będzie mógł być użyty dla częstości do 10 000 Mc/s. Spacistor nadaje się szczególnie dobrze do wzmacniania sygnałów bardzo małej mocy.

## Zeta

W Ośrodku Badań Jądrowych w Harwell czynne jest od pewnego czasu urządzenie mające na celu wstępne badania związane z zagadnieniem reakcji termojądrowych, nosi ono nazwę ZETA (*Zero Energy Thermal Accelerator*). Właściwym przedmiotem badań są zjawiska zachodzące przy wyładowaniach elektrycznych o wielkich natężeniach w gazach. Jak wiadomo pierwsze wyniki tego rodzaju badań podał do wiadomości fizyk radziecki Kurczatow w r. 1956. Istotną częścią urządzenia w Harwell jest toroidalne naczynie zawierające gaz umieszczony w zmiennym polu magnetycznym. W naczyniu tym wzbudzone są indukcyjnie silne prądy wirowe. Ocenia się, że temperatura gazu osiąga lokalne wartości 10 000 000°, ale ta temperatura jest niewystarczająca na to aby reakcja fuzyjna przebiegała z dostatecznym nasileniem. Niemniej ZETA może się okazać pożytecznym narzędziem, które pozwoli zebrać interesujące informacje.

### Najwyższe obserwatorium promieniowania kosmicznego



W Chacaltaya w Boliwi zostało za-instalowane obserwatorium promieniowania kosmicznego, które będzie czynne przez cały okres trwania Międzynarodowego Roku Geofizycznego. Wyposażenie obserwatorium stanowi teleskop złożony z tac liczników Geigera wycelowany skośnie i mogący rejestrować promieniowanie kosmiczne przybývające z trzech kierunków: wschodniego, zachodniego i południowego. Jak wiadomo ziemskie pole magnetyczne odchyła pierwotne promieniowanie kosmiczne, tak, że cząstki różnych energii przybývają z poszczegól-

nych kierunków. W szerokościach pod-zwrotnikowych zjawisko to występuje, ale w pobliżu poziomu morza nie można go obserwować ze względu na pochłanianie w atmosferze. Laboratorium w Chacaltaya jest najwyższej położoną placówką obserwacyjną, w której prowadzi się obserwacje ciągle promieniowania kosmicznego (ponad 5 100 m nad poziomem morza) i leży prawie na równiku. Aparatura, ufundowana przez UNESCO, została zbudowana w Imperial College w Londynie.

### Telewizyjne lekcje fizyki

Nauczanie fizyki natrafia wszędzie na trudności związane z brakiem dostatecznej liczby odpowiednio wykwalifikowanych nauczycieli i właściwego wyposażenia szkół. W Pittsburgu dokonano interesującego eksperymentu zastąpienia normalnych lekcji fizyki w szkołach średnich przez kurs telewizyjny. Kurs obejmował trzy wykłady trzydziestominutowe tygodniowo ze starannie przemyślanyimi pokazami oraz dwa dodatkowe wykłady zawierające wskazówki do ćwiczeń laboratoryjnych. Materiał podzielony był jak następuje:

I semestr	
wstęp	4 wykłady
lekcje specjalne	3
mechanika	44 (18)
właściwości materii	15 (6)
ciepło	15 (6)
II semestr	
akustyka	11 (4)
optyka	18 (7)
elektryczność i magnetyzm	24 (9)
fizyka atomowa	9 (3)
elektronika	8 (3)
optyka kwantowa	4
fizyka jądrowa	7 (1)

Liczby w nawiasach odnoszą się do ćwiczeń praktycznych. Wykłady wstępne były zatytułowane „Wprowadzenie do fizyki”, „Złudzenia optyczne”, „Jednostki”, „Laboratoryjne doświad-



czenia pomiarowe". Tematami trzech lekcji specjalnych były „Algebra i potęgi liczby dziesięć”, „Użycie suwaka rachunkowego” i „Elementy trygonometrii”.

Kurs opracowany był z wielką starannością przez zespół pod kierunkiem Harveya E. White, wytrawnego dydaktyka z uniwersytetu kalifornijskiego, mającego za sobą 25 lat wykładów fizyki elementarnej dla studentów pierwszego roku. Specjalna aparatura pozwalała na zbliżenia umożliwiające uczniom dokładne widzenie szczegółów pokazów. Wykłady zostały zarejestrowane na kolorowym filmie dźwiękowym i mogą być odtwarzane w telewizji w miarę potrzeby.

#### Prof. Bhabha w Polsce

Na zaproszenie Pełnomocnika Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej bawił w Polsce przez tydzień, w początku października u.r., prof. J. Bhabha — przewodniczący indyjskiej Komisji Energii Jądrowej. Prof. Bhabha zwiedził warszawskie i krakowskie ośrodki Instytutu Badań Jądrowych zapoznając się z tematyką prowadzonych badań i ze stanem prac przy budowie reaktora w Świerku i cyklotronu w Bronowicach. Podczas swojej wizyty w Polsce prof. Bhabha wygłosił odczyty o problemach wykorzystania energii jądrowej w Indiach oraz — na seminarium fizyki teoretycznej w Warszawie — o reprezentacjach grup Lorentza.

Pełnomocnik Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej min. W. Billig konferował z prof. Bhabhą na temat rozwoju energii jądrowej w Polsce.

#### Wizyta fizyka węgierskiego

Jako gość Instytutu Fizyki Polskiej Akademii Nauk przebywał we wrześniu w Polsce optyk węgierski — dr I. Ketskemety z uniwersytetu

w Seged, specjalista w zakresie luminescencji drobin organicznych w fazie skondensowanej (wpływ reemisji promieniowania na kształt pasm fluorescencji; polaryzacja fotoluminescencji a charakter aktu absorpcji i emisji). Dr Ketskemety był dziesięć dni w Toruniu, gdzie zapoznawał się z tematyką prac prof. Jabłońskiego i jego współpracowników; przed powrotem na Węgry odwiedził również warszawskie pracownie optyczne.

#### *Proceedings of the Physical Society*

Czasopismo *Proceedings of the Physical Society* ukazywało się dotychczas w dwóch oddzielnych sekcjach A i B, przy czym część A zawierała głównie prace teoretyczne, część B — doświadczalne. Brytyjskie Towarzystwo Fizyczne uważając, że podział taki stał się dla czytelników niedogodny postanowiło od 1 stycznia 1958 połączyć obie części i wydawać *Proceedings* w jednej sekcji o objętości łącznej dwóch dotychczasowych części. Spisy treści będą podawane co 6 miesięcy.

#### Walne Zgromadzenie PTF

W dniu 7 listopada 1957 r. odbyło się we Wrocławiu Zwyczajne Walne Zgromadzenie Polskiego Towarzystwa Fizycznego w obecności 54 delegatów Oddziałów. Przewodniczył prof. dr W. Rubinowicz.

Po przyjęciu sprawozdań Zarządu Głównego i sprawozdania Komisji Rewizyjnej udzielono absolutorium ustępującemu Zarządowi. W wyniku wyborów Przewodniczącym Towarzystwa na okres 1957—1959 został prof. Aleksander Jabłoński (Toruń). Do Zarządu zostali wybrani: doc. K. Antonowicz (Toruń), doc. W. Hanusowa (Toruń), prof. L. Natanson (Warszawa), prof. J. Rayski (Toruń).

Do Komisji Rewizyjnej wybrano: prof. Z. Małkowskiego (Warszawa)

wa), prof. C. Pawłowskiego (Warszawa) i prof. J. Pniewskiego (Warszawa).

Ponadto Walne Zgromadzenie powzięło szereg uchwał. Między innymi postanowiono podnieść składkę członkowską do 8 zł miesięcznie i upoważniono Zarząd Główny do dalszego podniesienia składki w razie potrzeby.

#### Zarząd Główny PTF

Wybrany na Walnym Zgromadzeniu we Wrocławiu Zarząd Główny Polskiego Towarzystwa Fizycznego ukonstytuował się w dniu 8 listopada 1957 r. jak następuje: Przewodniczący — prof. A. Jabłoński, Wiceprzewodniczący — prof. L. Natanson, — Sekretarz — doc. W. Hanusowa, Skarbnik — prof. K. Antonowicz, Członek Zarządu — prof. J. Rayski.

#### Lord Cherwell

Dnia 3 lipca 1957 r. zmarł w Oxfordzie Frederick Alexander Lindemann, wicehrabia Cherwell.

Lindemann, syn alzatczyka i Angielki, urodził się 5 kwietnia 1886 r. w Baden Baden, studiował fizykę i matematykę na Uniwersytecie Berlińskim pod kierunkiem Rubensa, Plancka i Nernsta. Doktoryzował się w 1910 r. na podstawie pracy o ciepłe atomowym metali w niskich temperaturach. Zainteresowania jego obejmowały tak różne przedmioty jak astrofizyka, szkła przenikliwe dla promieni X (tak zwane szkło lindemanowskie — praca wspólna z bratem C. L. Lindemannem) i dobrze znany wzór na temperaturę topnienia.

Z wybuchem wojny 1914—18 przeniósł się Lindemann do Anglii, gdzie pracując w zakładach lotniczych zajął się problemami fizycznymi aeronautyki. W 1919 r. został profesorem fizyki doświadczalnej w Oxfordzie (Katedra im dr Lee), opublikował w tym

czasie wspólnie z F. W. Astonem pracę o możliwościach rozdzielania izotopów, sugerując w niej metody, które później weszły w użycie.

Po wojnie liczne zajęcia związane z kierownictwem katedry i zakładu (Clarendon Laboratory) oraz wrodzone zamiłowanie do rozpraszania się na sprawy leżące na uboczu nauki, wpłynęły na wybitne zmniejszenie się jego aktywności czysto naukowej. Jednym z większych jego osiągnięć było opracowanie nowego typu małego czułego elektrometru, nazywanego elektrometrem Lindemanna. W dobie rozwoju mechaniki kwantowej w r. 1932 wydał pięknie i zwięźle napisaną książkę „*The Physical Significance of the Quantum Theory*”. Jako kierownik Clarendon Laboratory potrafił po długich staraniach przekonać władze uniwersyteckie o potrzebie rozwoju fizyki — jego wysiłki doprowadziły do budowy nowych pracowni i do zwiększenia ilości etatów.

Lindemann wykazywał również żywe zainteresowanie życiem politycznym. W 1937 r. wszedł do komitetu doradczego Ministerstwa Lotnictwa. W czasie drugiej wojny światowej zaprzyjaźniony z nim Winston Churchill powołał go do Admiralicji jako doradcę naukowego, w 1940 r. został doradcą Gabinetu, wreszcie w latach 1942—47 był członkiem rządu jako Płatnik Generalny.

Był jednym z inicjatorów utworzenia Zarządu Energii Atomowej. Przez ostatnie trzy lata swego życia pełnił funkcję członka tego Zarządu. Zawsze dążył by kulturalne i materialne wartości wiedzy były lepiej doceniane w Wielkiej Brytanii. Jego mowy w Izbie Lordów były wypowiedzane w tym właśnie duchu.

Lindemann dostąpił licznych zaszczytów: w r. 1920 został członkiem Towarzystwa Królewskiego, w 1941 r. został kreowany baronem, a w r. 1956 — wicehrabią.



W Testamencie pozostawił poważne zapisy na rzecz Uniwersytetu Oxfordzkiego.

### Johannes Stark

21 czerwca 1957 zmarł w wieku 83 lat w Traunstein Johannes Stark, wybitny fizyk niemiecki. Urodzony w Bawarii, kształcił się w Monachium, Getyndze i Hannoverze, gdzie uzyskał stopień doktora. Był profesorem Politechniki w Akwizgranie (1909—17), uniwersytetu w Greifswald (1917—20) i uniwersytetu w Würzburgu (1920—

—22), od 1933 do 1936 był prezydentem Physikalisch Technische Reichsanstalt.

Najważniejszymi jego osiągnięciami są stwierdzenie zjawiska Dopplera w promieniach kanalikowych oraz odkrycie w r. 1913 rozszczepienia linii widmowych w silnym poprzecznym polu elektrycznym — zjawisko to nosi nazwę zjawiska Starka. W r. 1919 otrzymał Nagrodę Nobla.

Stark był zwolennikiem narodowego socjalizmu. Za działalność polityczną w okresie rządów Hitlera został skazany po wojnie na cztery lata obozu karnego.

**Z. Matyáš** — **Wstęp do kwantowej teorii półprzewodników**,  
z języka czeskiego przełożył O. Chomicki, PWN, Warszawa 1957.

Niewielka książka profesora Zdenka Matyáša *Wstęp do kwantowej teorii półprzewodników* stanowi wartościową pozycję w ubogiej na całym świecie literaturze dotyczącej teorii ciała stałego. Jest to elementarnie ujęte wprowadzenie w podstawowe zagadnienia dotyczące materiałów półprzewodnikowych i zjawisk w nich zachodzących.

Wykład stawia czytelnikowi minimalne wymagania. W przedmowie autor mówi, że «książkę może czytać każdy, kto zna elementy mechaniki kwantowej choćby w zakresie wstępnych rozdziałów znanej książki E. W. Szpolskiego *Fizyka atomowa*».

Jasno wprowadzone są podstawowe pojęcia charakterystyczne dla teorii metali, półprzewodników i kryształów jonowych. Naszkicowana jest teoria swobodnych elektronów i teoria Blocha, podane są wzory statystyki Fermi-Diraca, wyjaśnione pasmowe widmo energii i zdefiniowane strefy Brillouina. Przeprowadzony jest dalej dowód twierdzenia Wanniera i następnie wyprowadzone są wzory na prędkość elektronów w kryształach.

Szczegółowo wyłożona jest teoria przewodnictwa i niewątpliwie ta część wykładu jest najbardziej zupełna, najbardziej autor idzie tutaj w głąb zagadnienia. Rozważa się opór elektryczny spowodowany drganiami sieci a następnie domieszkami centrów obcych. Omawiane jest zjawisko Halla. Jeden rozdział poświęcony jest teorii polaronów Piekara.

Nacisk jaki autor kładzie na poszczególne zagadnienia jest bardzo nierównomierny. Niektóre zagadnienia są raczej poruszone tylko niż omówione dokładnie. Do takich zaliczyć trzeba m.in. problem ekscytonu, teorię absorpcji światła w kryształach i fotoprzewodnictwo. Porównaniu teorii z doświadczeniem poświęca autor sporo uwagi. Najbardziej typowe półprzewodniki omówione są dosyć dokładnie, nie ma jednak, co zgodne jest z samym tytułem książki, wyczerpującego omówienia wszystkich własności ani obszerniejszych tablic danych ilościowych. Raczej przy każdym poszczególnym materiale półprzewodnikowym omówione jest jakiego rodzaju przewodnictwo on przejawia i jaka jest zgodność założeń teoretycznych z faktami doświadczalnymi.

Zaletą książki jest jej prostota w metodzie wykładu i nowoczesność w wyborze zagadnień. Pewną wadą książki jest jej szczupłość. Poruszając wiele tematów autor daje obraz przejrzysty, łatwy do przyswojenia, ale miejscami nie dość wyczerpujący. Książka będzie oczywiście wartościową pomocą dla młodych studentów poświęcających się fizyce ciała stałego a także dla techników pracujących w tej dziedzinie, którzy odczuwają konieczność wprowadzenia w teorię zjawisk półprzewodnikowych.

Przekład polski książki ukazał się w bardzo pięknej szacie graficznej. Przygotowanie tego wydania trwało stosunkowo krótko. Pewien pośpiech w tłumaczeniu jest prawdopodobnie powodem tego, że pozostawiono parę błędów językowych i dość pokaźną liczbę opuszczeń i omyłek we wzorach. Mimo to jednak książkę należy polecić wszystkim, którzy interesują się fizyką ciała stałego, jako cenne wprowadzenie do tego przedmiotu.

M. Suffczyński

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

Przewodniczący  
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI  
Wiceprzewodniczący  
Prof. dr LUDWIK NATANSON  
Sekretarz  
Doc. WANDA HANUSOWA  
Skarbnik  
Z-ca prof. kand. n. KAZIMIERZ ANTONOWICZ  
Członek Zarządu  
Prof. dr JERZY RAYSKI

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* — Z-ca prof. mgr Z. SOBCZYŃSKI  
*Głiwice* — Z-ca prof. mgr JÓZEF SZPILECKI  
*Kraków* — Doc. dr JERZY JANIK  
*Lublin* — Doc. dr ARMIN TESKE  
*Łódź* — Prof. dr FELIKS J. WIŚNIEWSKI  
*Poznań* — Prof. dr EDMUND KARASKIEWICZ  
*Szczecin* — Prof. mag inż. ZBIGNIEW OGRZEWAŁSKI  
*Toruń* — Prof. dr JERZY RAYSKI  
*Warszawa* — Prof. dr JÓZEF ROLIŃSKI  
*Wrocław* — Prof. kand. n. JAN ŁOPUSZAŃSKI

## T R E Ś Ć

A. Trautman i W. Tulczyjew — Grawitacja i niezmienniczość	
M. Suffczyński — Rezonans spinowy elektronowy o centrach V .	27
I. Adamczewski — O przewodnictwie elektrycznym ciekłych dielektryków . . . . .	49
G. F. Chew — Struktura nukleonu (tłum. Z. Białynicka) . . . . .	75
NOWOŚCI NAUKOWE	
Zderzenia nukleonu o energii $\approx 3 \times 10^{14}$ eV z nukleonem w emulsji fotograficznej (J. Gierula) . . . . .	91
ZE ZJAZDÓW I KONFERENCJI	
Letnia Szkoła Fizyki Teoretycznej w Les Houches (P. Zieliński) . . . . .	94
Konferencja poświęcona cząstkom elementarnym w Padwie i Wenecji (E. S. i W. K.) . . . . .	96
KRONIKA . . . . .	99
RECENZJE	
Z. Matyáš — Wstęp do kwantowej teorii półprzewodników (rec. M. Suffczyński) . . . . .	111

### Errata

str.	wiersz		Jest	Powinno być
	od dołu	od góry		
64		między 4 a 5	Opuszczono zdanie	Zależności $i_s = f(d)$ wskazują że zjawisko jonizacji w cie- czach dielektrycznych są na- tury obitościowej i że rola zjawisk powierzchniowych (np. dyfuzji) jest mała (proste prze- chodzą bardzo blisko początku układu).
77	17		$\int dx T(x) e^{igx} \psi_p P$	$\int dx T(x) e^{igx} \psi_p$
93	1		(1957) w druku	1409 (1957)