

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK  
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ



**TOM XIII**

**ZESZYT 3**

---

1962

## RADA REDAKCYJNA

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

## KOMITET REDAKCYJNY

*Redaktor Naczelny* — Jan Weyssenhoff, czł. koresp. PAN (Kraków)  
*Członkowie Redakcji* — Antoni Bajorek (Kraków), Andrzej Kisiel (Kraków)  
Przemysław Zieliński (Warszawa)

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

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

POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

# POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU  
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XIII, ZESZYT 3

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE

1962

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE  
Oddział Kraków, ul. Smoleńsk 14

Nakład 1735 + 145 egz.	Rękopis dostarczono 26. II. 1962
Ark. wyd. 9,75 ark. druk. 8 $\frac{1}{8}$	Podpisano do druku 15. VI. 1962
Papier druk. sat. 70 g, kl. V, 70×100	Druk ukończono w czerwcu 1962
Zamówienie 129/62.	Cena zł 15.— N-24

DRUKARNIA UNIwersytetu Jagiellońskiego. KRAKÓW, CZAPSKICH 4

*Zdzisław Wilhelmi*

## Fizyka jądra atomowego w ośrodku warszawskim \*

Nie ma na pewno wśród nauk doświadczalnych wielu takich, które by rozwijały się równie bujnie i szybko jak fizyka jądrowa. Ale też i na żadnym innym chyba odcinku frontu naukowego poza tą dyscypliną nie rzucono do akcji tak ogromnych środków technicznych, nie oddano w ręce uczonych tak precyzyjnych, skomplikowanych a sprawnych narzędzi. Przyrządy te i aparaty stają się coraz bardziej złożone i kosztowne, a niestety są one koniecznym warunkiem dalszego postępu i nie ma dziś szans powodzenia, kto chciałby bez dostatecznych środków technicznych uruchamiać badania w fizyce jądrowej.

Z tego to właśnie powodu lub raczej głównie z tego powodu sytuację istniejącą w polskiej fizyce jądrowej przed kilku jeszcze laty trzeba było uznać za bardzo trudną. Dopiero niedawno znalazły się w Polsce pewne środki finansowe pozwalające na próbę startu. Start ten, sądzimy, udał się.

Lecz na początek — szczypta historii.

Pierwsze w Polsce badania jądra atomowego zostały podjęte jeszcze w latach trzydziestych. Stamtąd, gdzie zrodziła się fizyka jądrowa — z paryskiej pracowni Marii Skłodowskiej, jej uczniowie Jan Danysz i Ludwik Wertenstein przenieśli na grunt Polski zainteresowania promieniotwórczością naturalną. W skromnym laboratorium — pracowni radiologicznej im. Kernbauma — prowadzono dalej dzieło zaczęte przez Skłodowską i jej męża. Tu także uruchomiono prace nad promieniotwórczością wzbudzoną.

Nieco później i na Uniwersytecie Warszawskim budzą się zainteresowania fizyką jądra. Po kilkunastomiesięcznym pobycie w Stanach Zjednoczonych Andrzej Sołtan — podówczas adiunkt Zakładu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego i bliski współpracownik kierownika tego Zakładu profesora Stefana Pieńkowskiego, buduje generator kaskadowy — źródło jonów o energii kilkuset kiloelektronowoltów — pierwszy polski akcelerator, za którego pomocą prowadzi wraz z Cichoćkim i Wertensteinem badania nad reakcjami jądrowymi wywołanymi przez neutrony.

Wojna przerywa te prace. Na fizykę polską, jak i na całą polską naukę, padają zawzięte, mordercze ciosy okupanta. Doszczętnie ograbione laboratoria, spalone biblioteki, uczeni pomordowani lub ciśnięci w piekło obozów

\* Artykuł ten wchodzi w skład przygotowanego do druku obszernego zbiorowego sprawozdania Państwowej Rady i Komitetu PAN do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej pod redakcją prof. J. Hurwica.

zagrady — to dzieło kilku makabrycznych lat rządów niemieckich w Polsce. W Warszawie, z Zakładu Fizyki Doświadczalnej, który w okresie międzywojennym doszedł do rangi jednego z wybitniejszych w świecie ośrodków badań fizycznych, zwłaszcza w optyce atomowo-molekularnej, pozostały tylko nagie mury. Akcelerator Sołtana razem z całym wyposażeniem naukowym Zakładu został wywieziony do Niemiec. Podobny los spotkał później i mały cyklotron, który Sołtan zaczął już w czasie okupacji budować w warszawskim laboratorium holenderskiej firmy Philips.

Trzeba więc było zaczynać wszystko od nowa, właściwie tworzyć nowy instytut fizyki. W kompletnie niemal zrujnowanym kraju, gdzie pilnej odbudowy domagały się prawie wszystkie komórki życia gospodarczego, a brakło i niezbędnych materiałów, i odpowiednio wykształconych ludzi, restauracja fizyki była herkulesowym zadaniem. Trud ten podjął Pieńkowski z garstką swych najbliższych współpracowników i wkrótce Instytut Fizyki Doświadczalnej zaczął żyć na nowo. Przede wszystkim ożyła optyka — główny przed wojną teren działania warszawskiej fizyki — szczególnie przez Pieńkowskiego ulubiony. Na fizykę jądrową kolej przyszła parę lat później. W 1948 r. utworzono w Instytucie Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego — Katedrę Atomistyki, a jej kierownictwo oddano w ręce Sołtana, który przez szereg lat powojennych miał w Politechnice Łódzkiej Katedrę Fizyki Technicznej.

Już we wczesnym okresie istnienia Katedry Atomistyki zarysowały się w niej dwa podstawowe nurty. Jeden z nich leżał w „dorzeczu“ fizyki jądra atomowego *sensu stricto*, to jest w obszarze niskich energii (Sołtan, Wilhelmi), drugi w dziedzinie energii wysokich i promieniowania kosmicznego (Danysz, Pniewski). Wkrótce po śmierci Sołtana kierunki te rozdzieliły się formalnie i dziś na miejsce jednej Katedry Atomistyki istnieją dwie: Katedra Fizyki Jądra Atomowego (kierownik katedry Z. Wilhelmi) i Katedra Fizyki Wysokich Energii i Cząstek Elementarnych (kierownik J. Pniewski). Ten artykuł będzie mówić tylko o fizyce niskich energii — o rozwoju badań w obszarze dużych energii mowa będzie gdzie indziej.

Już w momencie kreowania Katedry Atomistyki było całkiem jasne, że jakiegokolwiek badania jądrowe trzeba zaczynać od utworzenia „bazy aparaturowej“. Grupa młodych zapalonych fizyków i inżynierów różnych specjalności, przyciągniętych romantycznym powabem fizyki jądrowej, skupiła się na Hożej w Katedrze Sołtana. W spartańskich warunkach, kiedy brakło wszystkiego prócz zapалу, zaczęła się, prowadzona „domowym sposobem“, budowa pierwszej w Polsce aparatury jądrowej — przeliczników, zasilaczy, komór jonizacyjnych, źródeł neutronowych (Danysz i Wilhelmi [A1]). Pomogły również i zakupy. W roku 1950 puściliśmy w ruch akcelerator kaskadowy na 1 milion woltów, kupiony w Szwajcarii. Przez szereg lat miał on być jedynym w Polsce akceleratorem. Jako pierwsze weszły „na wiązkę“ prace związane z modelem statystycznym, które zainicjowane przez autora niniejszego artykułu utrzymały się do dziś jako jeden z kierunków badań Katedry.

Polegały one na pomiarach przekrojów czynnych jąder na reakcję typu  $(n, p)$ , na poszukiwaniach osobliwości tych przekrojów dla jąder magicznych i na konfrontacji wyników eksperymentalnych z przewidywaniami teorii statystycznej (Wilhelmi [A3], [A8], Wilhelmi, Brunsz, Dąbrowski [A2], Wilhelmi i Pirogowa [1]).

Mniej więcej w tym samym czasie (1950) Katedra została wciągnięta do współpracy z Instytutem Naftowym przy neutronowym sondażu odwiertów. Współpraca ta ciągnęła się przez kilka lat. Uruchomiono również inne prace użytkowe, przede wszystkim badania nad występowaniem uranu i toru w granitach i innych skałach. Doprowadziły one do kilku publikacji (Pieńkowski [A4], Pieńkowski i Kirszenstein [A6], Zmysłowska [A7]).

Oceniając sytuację aparaturową fizyki jądrowej w tym okresie trzeba wyraźnie stwierdzić, że była ona bardzo trudna mimo jednorazowego znacznego wydatku, jakim był zakup akceleratora kaskadowego. Sumy przeznaczone przez Ministerstwo Szkolnictwa Wyższego na badania jądrowe były znikomo małe w stosunku do potrzeb, a dodatkowe kredyty specjalne otrzymywane z innych źródeł (np. z Towarzystwa Popierania Twórczości Naukowej i Artystycznej) w niewielkim tylko stopniu łagodziły palące braki fizyki. Te przykre kłopoty finansowe, a również i trudności związane z importem aparatury naukowej, pobudziły kierownictwo Katedry do rezygnacji z zakupu przyrządów i do wszczęcia ich budowy własnymi siłami. Tak doszło do uruchomienia prac konstrukcyjnych akceleratora elektrostatycznego na 3 MeV i cyklotronu, który miał przyspieszać deuterony do energii 14 MeV. Zaczęto również pracować nad wytwarzaniem ciężkiej wody. Wkrótce jednak z braku pieniędzy odstępowano od realizacji gotowego już projektu cyklotronu (Ryżko i inni — niepublik., Wilhelmi, niepublik.), a budowę generatora elektrostatycznego (Bobrowski i inni) prowadzono bez większego rozmachu przy pomocy bardzo szczupłych kadr i bardzo mizernych środków finansowych.

Pewna zmiana na lepsze nastąpiła w końcu 1953 r. kiedy powołano do życia Instytut Fizyki PAN i w jego ramach — Zakład Izotopów Promieniotwórczych (kierownik A. Sołtan), jednak trudności materialnych jeszcze nie usunięto całkowicie. Także w dalszym ciągu przedstawiało znaczne trudności wysyłanie pracowników naukowych za granicę, a to utrudniało niezmiernie kształcenie młodych kadr.

Nowy rozdział w historii polskiej fizyki jądrowej został rozpoczęty w r. 1955, kiedy powołano Instytut Badań Jądrowych. Pobudką bezpośrednią jego utworzenia była słynna oferta Związku Radzieckiego udzielenia Polsce i innym krajom bloku socjalistycznego pomocy w badaniach jądrowych. By pomoc tę, wyrażającą się przede wszystkim w dostawie do Polski reaktora i cyklotronu, pomoc, jakże pożądaną i cenną, wykorzystać w pełni — trzeba było zawczasu przygotować odpowiednie programy badań, jakie powinny być podjęte zaraz po otrzymaniu tych pierwszych w Polsce poważnych narzędzi fizyki jądrowej, trzeba było zaprojektować i zbudować niezbędne laboratoria, wyszkolić odpowiednie kadry naukowe i zadbać o różne urządzenia pomocnicze.

Żaden z istniejących w Polsce zakładów naukowych zadaniom tym sam by nie podolał, należało więc utworzyć nowe ramy organizacyjne. Uchwałą Prezydium Rządu w dniu 4 czerwca 1955 r. powołany został do życia Instytut Badań Jądrowych. Jego dyrektorem mianowano prof. A. Sołtana. Do Instytutu wcielono trzy istniejące już poprzednio Zakłady PAN: Zakład Izotopów Promieniotwórczych, Krakowski Zakład Fizyki Jądrowej oraz Zakład Fizyki Elementarnych Częstek, który był utworzony jeszcze w 1954 r. specjalnie w celu wykonania projektu i budowy eksperymentalnego reaktora.

Zostało ustalone, że fizycy krakowscy otrzymają cyklotron, zaś ośrodek warszawski — reaktor. Ta decyzja poważnie wpłynęła na dalsze losy fizyki jądrowej w Warszawie i w Krakowie, stawiając z miejsca fizyków krakowskich w uprzywilejowanej sytuacji w stosunku do fizyków warszawskich; rola bowiem cyklotronu jest większa od roli, jaką dziś w fizyce jądrowej odgrywać może reaktor.

Początkowo wszyscy fizycy warszawskiej części IBJ skupieni byli w dwóch Zakładach tego Instytutu: w tak zwanym Zakładzie I (Fizyka, kier. A. Sołtan) i Zakładzie VI (Promienie kosmiczne, kier. M. Danysz). Od początku swego istnienia Zakład Fizyki (I) dzielił się na trzy części, które później formalnie się wyodrębniły dając Zakład I-A (kier. Z. Wilhelmi), obejmujący właściwą fizykę jądra atomowego, Zakład I-B (kier. B. Buras), zajmujący się zastosowaniem fizyki jądrowej do badań ciała stałego oraz tak zwany Dział Energetyczny (kier. W. Frankowski), który z czasem awansował do rangi Zakładu (o numerze IX), pracującego nad zagadnieniami nowych reaktorów jądrowych i energetyki jądrowej.

W naszym przeglądzie zajmujemy się tylko losami fizyki jądra atomowego, będziemy więc mówić jedynie o pracach Zakładu I-A IBJ i fizyki jądrowej Uniwersytetu.

Decydując się na wybór głównych kierunków badań, jakie miały być uruchomione w Zakładzie I-A, trzymaliśmy się pewnych określonych zasad, omówionych szczegółowo w naszym opracowaniu dotyczącym planów perspektywicznych fizyki w Polsce (Janik i Wilhelmi [8]). Przede wszystkim chodziło nam o to, aby wybrane kierunki leżały na głównym torze rozwoju fizyki jądrowej, a nie na jej bocznicach, aby dotyczyły najbardziej ważkich i aktualnych zagadnień. Ponadto, pamiętając o tym, że fizyka jądrowa rozwija się bardzo szybko, a my zużyjemy dużo czasu na przygotowanie odpowiednich kadr i aparatury, chcieliśmy wybrać takie dziedziny badań, w których nie trzeba się obawiać szybkiego wyczerpania się problematyki. Uwzględniliśmy wreszcie przy układaniu naszych planów perspektywicznych nasze i naszych współpracowników doświadczenia, a także posiadaną już bazę aparaturową.

I tak oto wykrystalizowały się dwa podstawowe kierunki naszej działalności naukowej:

1. Reakcje jądrowe niskich i średnich energii, w szczególności reakcje wywołane przez neutrony, oraz
2. Spektroskopia beta i gamma.



Do tych dwóch nurtów dołączył się wkrótce nurt trzeci, a mianowicie:

### 3. Fizyka plazmy.

Zacznijmy od reakcji jądrowych.

Od pierwszych miesięcy swego istnienia Zakład 1A Fizyki Jądra Atomowego IBJ zaczął odgrywać w warszawskiej fizyce jądrowej niskich energii rolę główną. Prawie cała działalność naukowa prowadzona w tej dziedzinie przez Katedrę Atomistyki przeniosła się do Zakładu 1A. Tutaj wykonywane były również niemal wszystkie prace magisterskie studentów kończących fizykę jądrową i wszystkie prace doktorskie. W powstaniu takiej symbiozy odegrała rolę nie tylko swoista „unia personalna“ — (Dyrektor IBJ — Sołtan był kierownikiem Katedry Atomistyki, a kierownik Zakładu 1A — Wilhelmi — najpierw docentem w tej Katedrze, a później kierownikiem Katedry Fizyki Jądra Atomowego), ale przede wszystkim znacznie lepsze warunki techniczne pracy w Zakładzie 1A w porównaniu z Uniwersytetem. Nie znaczy to bynajmniej, by warunki pracy w Zakładzie były doskonałe. W przeciwieństwie do ośrodka krakowskiego, który przystępował do badań nad reakcjami jądrowymi uzbrojony w sprawną broń wielkiego kalibru — cyklotron dostarczony przez Związek Radziecki, warszawska fizyka jądrowa miała start znacznie trudniejszy. Nie posiadając żadnego akceleratora poza małym i przestarzałym uniwersyteckim generatorem kaskadowym musieliśmy zaczynać od budowania narzędzi pracy własnymi siłami. W 1956 r. rozpoczęły się prace nad konstrukcją protonowego akceleratora liniowego na 10 MeV (Kuliński [9], Kuchowicz [8]). Budowę tę od pierwszej chwili prowadził T. Domański z Zakładu 1A wraz z grupą pracowników Zakładu Elektroniki. Grupa ta została później wcielona do Zakładu 1A, dla którego urządzenie to jest budowane. Uruchomienie akceleratora przewiduje się na koniec 1962 r.

Oprócz akceleratora liniowego Zakład 1A wziął na siebie również inne bardzo trudne zadanie: budowę akceleratora Van de Graaffa zaczęłą jeszcze w Katedrze Atomistyki (Bobrowski i inni [10]). Budowa ta dobiegła właśnie końca. [P9]

Ponadto do prac z prędkimi neutronami zbudowaliśmy również własnymi siłami mały akcelerator kaskadowy stanowiący źródło neutronów 14 MeV (Bielewicz i inni [P1]).

Badania nad reakcjami jądrowymi prowadzone są w ośrodku warszawskim w Katedrze Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego i w dwóch pracowniach Zakładu 1A: w Pracowni Fizyki Neutronów i w Pracowni Reakcji Jądrowych. Problematyka tych laboratoriów jest związana z badaniami mechanizmu procesów jądrowych i struktury jąder. W szczególności uwaga nasza jest skupiona na reakcjach oddziaływania wprost i ich konkurencji z procesami, w których tworzy się jądro złożone. Z prac prowadzonych od szeregu lat za granicą i u nas (Wilhelmi [A3], [A8], Wilhelmi i in. [A2]) wynika, że w reakcjach jądrowych wywołanych przez cząstki o energii nawet niewielkiej — kilka, kilkanaście MeV — sam tylko mechanizm tworzenia się i rozpadu jądra złożonego nie wystarcza do wyjaśnienia obserwowanych w eksperymencie

procesów i że występuje tu mechanizm inny — prawdopodobnie oddziaływanie bezpośrednie cząstki wchodzącej do jądra z jednym z nukleonów tego jądra lub ich ugrupowaniem.

Dla zbadania tego mechanizmu podjęliśmy studia rozkładów energetycznych i kątowych protonów będących produktem reakcji typu  $(n, p)$  (2 prace doktorskie w toku). Prowadzi się także badania tak zwanej reakcji *pick-up* typu  $(n, d)$  (1 praca doktorska w toku), która, podobnie do lepiej znanej reakcji *strippingu*, stanowi cenne narzędzie badania struktury jąder. Zajmujemy się również w związku z tym problemem wyznaczaniem krzywych wzbudzenia różnych konkurujących ze sobą reakcji oraz badaniem efektów izotopowych w przekrojach reakcji jądrowych, wywołanych przez neutrony. Rozpoczynamy także badania procesu niesprężystego rozpraszania neutronów. Obserwacja widm powstających przy tym fotonów, a także widm neutronów rozproszonych i ich rozkładów kątowych pozwala wnioskować o strukturze jądra i o mechanizmie procesu oddziaływania neutronu z jądrem. W związku z tą pracą zbudowano aparaturę do pomiaru czasu przelotu o zdolności rozdzielczej około  $2 \cdot 10^{-9}$  sek. (Moroz [P4]).

Niedawno włączyliśmy do programu naszych badań nową pozycję: badania polaryzacji występującej w reakcjach jądrowych. Problemem tym, bardzo ważnym dla dalszego postępu naszej wiedzy o siłach występujących w jądrach, zajmuje się od kilku lat wiele laboratoriów w całym świecie. Nasz dotychczasowy wkład w to zagadnienie stanowi udział w wykonywanych za granicą badaniach polaryzacji neutronów pochodzących z reakcji  $\text{Li}^7(p, n)\text{Be}^7$  (poz. [K2], [7]) oraz w przeprowadzonych u nas badaniach rozkładu kąтового cząstek alfa z reakcji  $\text{B}^{10}(n, \alpha)\text{Li}^7$  (Małuszyńska i inni [34]).

Dużo energii przeznaczamy na prace w dziedzinie fizyki neutronów powolnych. Mamy tu na myśli badanie procesów jądrowych wywołanych przez neutrony o energii rzędu setek elektronowoltów i mniejszej. Źródłem tych neutronów jest reaktor EWA. Pracujemy obecnie nad dwoma problemami. Jeden z nich dotyczy „trypartycji“ jądra — rzadkiej, a ciekawej odmiany rozszczepienia, w którym oprócz dwóch ciężkich fragmentów obserwuje się emisję cząstki alfa o znacznej energii. Cząstka ta zostaje wysłana najprawdopodobniej z „szyjki“, jaka się tworzy przy rozszczepieniu jądra. Szczegółowe badania tego zjawiska prowadzone zresztą od kilku lat w różnych laboratoriach, także przy współudziale naszych współpracowników (Turkiewicza [4], [K1] oraz Sowińskiego [5]) mogą dać cenne wiadomości o konfiguracji nukleonów w jądrze w tym krytycznym momencie, jakim jest rozszczepienie jądra, a także rzucić światło na sam mechanizm tego ciekawego i praktycznie bardzo ważnego procesu. W Zakładzie 1A i w Katedrze Fizyki Jądra Atomowego bada się rozkłady energetyczne ciężkich fragmentów rozszczepienia potrójnego i zależność przekroju czynnego tej reakcji od energii wzbudzenia jądra (1 praca doktorska w toku).

Druga grupa zagadnień, nad którymi pracujemy przy pomocy „EWY“ — to badania parametrów rezonansów jądrowych metodami spektroskopii neutro-

nów. Metody te mają tę wielką zaletę w stosunku do innych, w których używa się cząstek naładowanych, że można tu stosować neutrony o bardzo małej energii (co ze względu na barierę potencjału jest niemożliwe w przypadku cząstek naładowanych) i z dokładnością do ułamka elektronowolta wyznaczać położenie indywidualnych poziomów jądrowych odpowiadających energii kilku MeV. Można również dokładnie określać szerokość tych poziomów, gęstość ich rozmieszczenia itp. Wiadomości te są ważne nie tylko dla poznania struktury poszczególnych jąder, lecz również dla weryfikacji i rozwoju pewnych teoretycznych „modeli“ jądrowych stanowiących uogólnienie naszej obecnej wiedzy o budowie i właściwościach jąder.

Z myślą o tych pracach zbudowaliśmy ostatnio w Zakładzie 1A mechaniczny selektor „szybkich“ neutronów (*fast chopper*) do wytwarzania wiązek neutronów o długości około  $1 \mu\text{s}$  (A. Graffstein i inni [P5]). Kończy się również budowa drugiego doskonalszego *fast choppera* — „BARBARY“ (Konstrukcja Instytutu Lotnictwa), oraz jednego *slow choppera* — selektora neutronów o energiach „podkadmowych (konstrukcja Biura Konstrukcyjnego IBJ).

Przyrządy te razem ze zbudowanymi w Instytucie wielokanałowymi analizatorami czasu (100 i 144 kanałów) stanowiąc będą cenne narzędzie naszych badań neutronowych. Jednakże pewne wyniki dostaliśmy już i prostszymi środkami. Tak więc w ubiegłym roku zostały ogłoszone wyniki prac dotyczących rozpraszania potencjalnego neutronów (Ratyński i inni [2], [3]). Na podstawie pomiarów przekrojów czynnych kilku jąder na ten rodzaj oddziaływania zostały wyznaczone i porównane z przewidywaniami modelu optycznego promienie tych jąder. Niedawno przeprowadziliśmy pomiary stosunku przekrojów czynnych na tworzenie różnych stanów izomerycznych jądra końcowego reakcji  $\text{Rh}^{103}(n, \gamma)\text{Rh}^{104}$  dla różnych energii neutronów padających i na podstawie tych pomiarów mogliśmy wnioskować o spinie jądra złożonego (Rondio i Wilhelmi [P6]).

Tyle o reakcjach jądrowych. Teraz kilka słów o naszych pracach w spektroskopii beta i gamma.

Aby zapewnić naszym badaniom w dziedzinie reakcji jądrowych i fizyk neutronów właściwy rozwój i stworzyć warunki pozwalające uzyskiwać w takich badaniach pełne wyniki, zaczęliśmy rozwijać metody spektroskopii beta i gamma. Z czasem jednak została podjęta również problematyka „czystospektroskopowa“, to jest taka, w której przedmiotem badania jest struktura jądra, a nie reakcja, jaka do powstania tego jądra doprowadziła.

Bardzo korzystnie na rozwój tego kierunku wpłynęła współpraca Zakładu 1A ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej. Dotyczy ona przede wszystkim struktury jąder z niedoborem neutronów leżących w obszarze ziem rzadkich. Większość badanych izotopów stanowi produkty reakcji kruszenia jąder tantalu przez energiczne protony (660 MeV) synchrocyklotronu dubieńskiego (1 praca doktorska zakończona, 1 praca doktorska w toku). Bardzo pożyteczna okazała się w tych pracach chromatograficzna metoda rozdzielania pierwiastków, którą w naszym laboratorium szeroko stosujemy. W wyniku

tych badań opublikowano szereg prac dotyczących struktury widm tulu 165 (Chojnacki i inni [22], [23], [K8], tulu 167 (Chojnacki i inni [20], [21], [22], tulu 166 (Żylicz i inni [38], [44], Chojnacki i inni [35], prazeodymu 140 (Chojnacki i inni [25]). Większość wyników tych badań była przedstawiona także na różnych konferencjach międzynarodowych. K6, K7, K8, K3, K4, K5, K10, K11, K9. W pracach tych poprawiono szereg dawnych danych eksperymentalnych dotyczących energii przejść i ich charakteru, znaleziono kilka nowych linii konwersji wewnętrznej i nieobserwowanych dotąd składowych widm pozytonowych. Materiał ten posłużył do dyskusji kształtu jąder niesferycznych i dał silny argument przeciwko znanej teorii Dawydowa jąder nie posiadających symetrii osiowej. (Żylicz, praca doktorska [38]).

Oprócz izotopów z niedoborem neutronów badano w ramach współpracy z Dubną inne, jak np. tul 172 (Wołczek i inni [K12]), co świadczy o tym, że w procesie kruszenia jąder mogą powstawać także izotopy z nadmiarem neutronów.

Na osobną wzmiankę zasługują badania izotopów krótkożyciowych. Właśnie ze względu na swój krótki okres rozpadu izotopy takie nie mogą być sprowadzone i trzeba je wytwarzać na miejscu ich badania. Dotychczas uzyskaliśmy pewne wyniki dotyczące przejść izomerycznych rtęci 199 (Sosnowski i inni [17]), oraz neonu 23 (Ambroży i inni [36]). W tej ostatniej pracy zmierzono metodą rozpraszania rezonansowego czas życia pierwszego poziomu rezonansowego jądra powstającego z rozpadu Ne 23, to jest sodu 23. Odnośnie do tego czasu życia istniały bardzo duże rozbieżności między wynikami różnych laboratoriów.

Inną grupę problemów wiążących naszą uwagę są badania słabych oddziaływań.

Zaciekawienie tymi kwestiami w naszym ośrodku sięga jeszcze wczesnego okresu istnienia IBJ, kiedy nie było dzisiejszego Zakładu Teorii Jądra (Zakład VII) i teoretycy jądrowi pracowali razem z eksperymentatorami w Zakładzie 1A (Szymański [27], Sawicki i Szymański [26]).

Prace doświadczalne zaczęliśmy od badania polaryzacji podłużnej cząstek beta. Osiągnęliśmy tu interesujące wyniki (Sosnowski i inni [37], Sosnowski — praca doktorska [28], świadczące o odstępstwie tej polaryzacji od wartości  $-v/c$  i zdające się wskazywać na istnienie pewnej zależności tego odstępstwa od wymiarów jądra. Prace polaryzacyjne są obecnie rozwijane dalej w Katedrze Fizyki Jądra Atomowego (1 praca doktorska w toku).

Do naszej dyspozycji w pracach z dziedziny słabych oddziaływań i spektroskopii beta i gamma stoi dziś już całkiem nieubogi arsenał środków technicznych. Przed 6 laty w momencie, kiedy powstawał Zakład 1A, mieliśmy jedynie jeden niecałkowicie wykończony spektrometr beta z długą soczewką typu Siegbahna (R. Sosnowski, J. Żylicz, praca magisterska, 1955 [11]). Dziś ośrodek nasz dysponuje oprócz tego spektrometru, obecnie znacznie ulepszonego, także trzema innymi. Dwa z nich zbudowaliśmy własnymi siłami. Pierwszy to skonstruowany w Zakładzie 1A spektrograf typu J. Danysza, to znaczy

przyrząd z poprzecznym jednorodnym polem magnetycznym dającym ogniskowanie „półkoliste“. Odznacza się on dobrą zdolnością rozdzielczą przy małej świetlności i nadaje się dobrze do badania izotopów krótkożyciowych (M. Cieślakówna, praca magisterska UW, 1961 [39]). Drugi spektrograf stanowi piękne osiągnięcie techniczne Katedry Fizyki Jądra Atomowego. Jest to unikalny przyrząd — bezżelazowy toroidalny spektrometr beta o wielkiej świetlności (ponad 10%) i niezłej zdolności rozdzielczej. Nadaje się on dobrze do różnych prac korelacyjnych (Chojnacki i inni [P8], Lewitowicz, praca magisterska UW, [40]). Trzeci spektrometr z niejednorodnym polem magnetycznym dającym ogniskowanie dwukierunkowe typu „ $\sqrt{2} \cdot \pi$ “ został sprowadzony z ZSRR. Wykazuje on dobrą zdolność rozdzielczą przy niezłej świetlności.

Trzecim głównym obszarem działalności Zakładu 1A jest fizyka plazmy. Zainteresowania nasze tą dziedziną zrodziły się w 1955 r. Pierwsze publikowane wyniki przyniosły badania teoretyczne. Były to prace M. Gryzińskiego dotyczące zdolności hamującej ośrodków dla ciężkich cząstek naładowanych (Gryziński [30]), prace rozwijające klasyczną teorię zderzeń (Gryziński [32]), oraz pewne publikacje dotyczące teorii łańcuchowych reakcji fuzji (Gryziński [31]) i roli takich reakcji w ewolucji gwiazd [33]. Niektóre z tych prac były przedstawiane na międzynarodowych konferencjach naukowych i wywołały zainteresowanie [K14].

Obok tych prac teoretycznych realizowany jest od kilku lat program eksperymentalny. Główne zadanie — to wytwarzanie i badanie plazmy gorącej w warunkach, które może pozwolić w przyszłości uzyskać kontrolowaną reakcję fuzji. Znaczny wysiłek został skierowany na opanowanie bynajmniej nie prostych metod „diagnostyki“ plazmy i ich rozwinięcie. Między innymi w laboratorium Fizyki Plazmy Zakładu 1A został opracowany projekt i zbudowany elektronowy model sondy jonowej, która pozwoli na badanie pól magnetycznych i elektrycznych bez wprowadzenia do pola urządzeń mechanicznych, mogących je odkształcić (Składnikówna, praca magisterska U. W. 1961). Rozpoczęto również program właściwych badań plazmy. Między innymi były przeprowadzone badania dyfuzji poprzecznej elektronów w ograniczającym plazmę polu magnetycznym (Sadowski, praca magisterska UW, 1961 [6], Gryziński i Sadowski [P3]), a w zbudowanej własnymi siłami komorze reakcyjnej o podłużnym polu magnetycznym dającym się w różny sposób formować, w tak zwanym „plazmowym źródle neutronów“ przeprowadzono szereg pomiarów wielkości charakteryzujących zachowanie się plazmy w impulsowym polu magnetycznym i elektrycznym (Gryziński, Jakubowski niepublikowana praca magisterska UW, [41]).

Tyle o naszej pracy i narzędziach pracy. Teraz — garstka informacji o zespole, który te prace wykonuje. W Zakładzie 1A IBJ pracuje dziś 100 osób. Fizycy stanowią 35% całego personelu, inżynierowie różnych specjalności 17%, technicy i laboranci 44%. Reszta — 4% — to pracownicy administracji i zaopatrzenia. W Katedrze Fizyki Jądra Atomowego stosunek liczby pracowników technicznych do naukowych jest mniej korzystny niż w Zakładzie 1A,

to znaczy niższy, gdyż na 9 pracowników naukowych przypada tylko 2 laborantów. Trzeba jednak uwzględnić fakt, że zarówno Katedra jak i Zakład 1A korzystają z centralnej obsługi technicznej, a mianowicie Zakład — z pomocy tak zwanego Działu Budowy Aparatury, to jest z różnego rodzaju warsztatów i Zakładu Elektroniki, a Katedra ma prawo korzystać z warsztatu mechanicznego i szklarskiego Instytutu Fizyki Doświadczalnej. Mimo to potrzeby techniczne fizyki jądrowej w Warszawie są wciąż jeszcze znacznie większe od środków stojących do dyspozycji. Szczególnie dotkliwy i niebezpieczny dla dalszego rozwoju naszego ośrodka jest brak inżynierów elektroników.

O wiele mniejsze trudności mamy ze znalezieniem potrzebnych nam fizyków. Kiedy przed 6 laty przystępowaliśmy do budowy ośrodka fizyki w Świerku mieliśmy do pomocy zaledwie małą garstkę wprawdzie zapalonych i zdolnych, ale bardzo niedoświadczonych młodych fizyków. Dziś, po kilku latach pracy, trzeba przyznać: niezwykle napiętej i intensywnej, ludzie ci zdobyli szlify naukowców. Mają dziś oni wiele cennych publikacji naukowych i duże, naprawdę wartościowe osiągnięcia techniczne w postaci ich myśla i dłonią zbudowanych akceleratorów i spektrometrów, selektorów neutronowych i dziesiątków różnych aparatów elektronicznych. W pracy dojrzeli szybko i — wczoraj jeszcze niedoświadczeni studenci — dziś nasi dzielni koledzy i współtowarzysze — pomagają nam przygotowywać nowe plutony fizyków. Tylko dzięki ich pomocy Katedra Fizyki Jądra Atomowego może w ciągu jednego roku wydawać kilkanaście prac magisterskich — około 25% wszystkich warszawskich prac magisterskich z fizyki.

W miarę rozwoju i krzepnięcia naszego ośrodka zacieśniamy kontakty naukowe z różnymi laboratoriami innych krajów. Formy tych związków i współpracy są dość różnorodne. A więc przede wszystkim — wielomiesięczne — roczne lub nawet dłuższe pobyty naszych współpracowników w różnych wybitnych ośrodkach naukowych o profilu podobnym do naszego. Wymieńmy tu Ośrodek Jądrowy w Saclay, Instytut Energii Atomowej w Moskwie, Instytut Fizyki w Zuryskiej Politechnice, Instytut Nobla w Sztokholmie. Uniwersytet Wisconsin w Stanach Zjednoczonych, Międzynarodowy Instytut w Dubnej itd. Widomy rezultat tych wyjazdów to choćby długa lista publikacji wykonanych przez naszych stypendystów za granicą [1, 4, 5, 7, 12, 13, 14, 15, 16, 19, 43, 46, 47, 48, 49, 50, 51, K1, K2]. Za gościnność rewanżujemy się przyjmując do siebie na praktykę zagranicznych naukowców — Anglików, Węgrów. Wspomnijmy również częste wizyty u nas różnych, nieraz bardzo wybitnych uczonych z wielu krajów. W samym tylko roku 1960 Zakład 1A i Katedrę Fizyki Jądra Atomowego UW odwiedziło ponad 40 uczonych z kilkunastu krajów całego świata: Anglii, Francji, Związku Radzieckiego, Stanów Zjednoczonych, Węgier, Włoch, Rumunii, Danii, Jugosławii, NRD, Egiptu, Indii, Indonezji, Iraku. Niektórzy z tych uczonych wygłosili referaty o swych pracach, wszyscy w rozmowach i dyskusjach przekazali nam część swego doświadczenia, nawiązali koleżeński kontakt, który staramy się podtrzymywać.

Bierzemy również żywy udział w różnych międzynarodowych konferencjach naukowych. Z roku na rok rośnie liczba naszych referatów wygłoszonych na tych zjazdach i liczba uczestników z naszego ośrodka. Oto np. w ciągu jednego tylko r. 1960 wygłoszono 8 referatów na różnych konferencjach naukowych z prac naszego Zakładu 1A.

Najcenniejszą jednak formą naszych kontaktów zagranicznych są chyba prace wykonywane wspólnie z kolegami z ośrodków obcych. Pod tym względem jesteśmy szczególnie zadowoleni z naszej współpracy ze Zjednoczonym Instytutem Badań Jądrowych w Dubnej w dziedzinie badania widm beta i gamma jąder z niedoborem neutronów. W ciągu ostatnich dwóch lat periodicznie otrzymywaliśmy naświetlone w synchrociklotronie dubieńskim tarcze tantalowe, które po wstępnej obróbce chemicznej przewożone były samolotem do Warszawy i badane w naszych Laboratoriach. Wyniki tych prac — to szereg interesujących referatów i publikacji wspólnych: naszych fizyków i kolegów radzieckich [20, 21, 22, 23, 24, 25, 44, K3, K4, K6, K8, K9, K10, K11, K12].

Współpracujemy również z różnymi placówkami naukowymi w kraju. Tak więc np. prowadzimy wspólnie z Instytutem Fizyki PAN prace nad półprzewodnikowymi detektorami promieniowania jądrowego. Naszym celem są spektrometry półprzewodnikowe przydatne dla protonów o dużej energii  $10 + 20$  MeV. Mimo krótkiego okresu tej współpracy (zaczęliśmy ją w marcu 1961 r.) mamy już pierwsze zachęcające wyniki.

Innym naszym naturalnym współnikiem jest krakowski Instytut Fizyki Jądrowej, którego profil naukowy jest bardzo zbliżony do profilu Zakładu 1A. Przyjacielska współpraca obu naszych ośrodków, pogłębiająca się z każdym rokiem, dotyczy różnych stron naszej działalności naukowej i przybiera różne formy. Między innymi odbywamy co pewien czas wspólne seminaria, na przemian w Krakowie i w Warszawie i pomagamy sobie wzajemnie w budowie potrzebnych urządzeń.

Oprócz fizycznych badań podstawowych i pracy dydaktycznej prowadzimy również działalność mającą bezpośrednie, doraźne znaczenie dla gospodarki narodowej. Sprawie tej poświęcony będzie osobny artykuł. Tutaj wspominamy jedynie o naszej współpracy z Instytutem Budownictwa Mieszkaniowego przy badaniu radioaktywności materiałów budowlanych. Praca nasza (Dakowski i inni [42]) dowiodła, że użycie żużli stanowiących cenny materiał do produkcji elementów prefabrykowanych nie przedstawia żadnego niebezpieczeństwa dla zdrowia człowieka. A to właśnie było poddane w wątpliwość. Dzięki temu praca ta przyczyniła się do uratowania dla gospodarki narodowej wielkich sum, jakie byłyby stracone, gdyby trzeba było zakazać użycia żużli do celów budownictwa.

Z wielu innych prac użytkowych wykonywanych przez fizyków jądrowych warszawskiego ośrodka wymieńmy jeszcze tylko badanie zawartości i rozkładu węgla w stali oraz pomiary grubości warstwy cyny na blasze. Za nasz wkład w sprawę postępu technicznego uważamy również konsultacje i porady, któ-

rych udzielamy różnym instytucjom naukowym i przemysłowym, przystępującym do stosowania metod fizyki jądrowej, a także wybitny udział niektórych naszych kolegów w upowszechnieniu zagadnień jądrowych przez publikacje popularne, pogadanki radiowe, odczyty i wykłady.

Prace opublikowane w latach 1945—1955

- [A 1] M. Danysz i Z. Wilhelmi, *A method of determining the efficiency of Ra-Be sources*, Acta Phys. Pol., **11**, 71 (1950).
- [A 2] Z. Wilhelmi, R. Brunsz, C. Dąbrowski, *Some new nuclear reactions produced by fast neutrons in tin*, Bull. Acad. Pol. Sci., Cl III, **1**, 105 (1953).
- [A 3] Z. Wilhelmi, *Cross section of atomic nuclei for the (n, p) reaction*, Acta Phys. Pol., **13**, 243, 1954.
- [A 4] S. Pieńkowski, *Radioactivité d'un groupe des phosphorites polonaises I*, Bull. Acad. Pol., Sci., **1**, 39 (1953).
- [A 5] J. Pniewski,  *$\beta$ -spectrum of RaE in the low energy region*, Acta Phys. Pol., **11**, 216 (1952).
- [A 6] S. Pieńkowski i E. Kirszenstein-Skrzypczak, *Ocena stopnia promieniotwórczości meteorytu łowickiego*, Bull. Pol. Ac. Sci. Let., **52**, 205 (1951).
- [A 7] S. Zmysłowska, *Analyse de la radioactivité des minéraux formes au contact d'une veine granitique avec une serie calcuire*, Acta Phys. Pol., **14**, 159 (1955).
- [A 8] Z. Wilhelmi, *Cross sections of atomic nuclei for the (n, p) reaction*, *Proceedings of the International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy*, Geneva 1955. Vol. 2, 102, 1955.
- [A 9] M. Danysz i J. Pniewski, *Spectrum of Radium E*, Nature **171**, 694 (1953).
- [A10] M. Danysz i J. Pniewski, *A method of preparation of very thin RaE sources*, Acta Phys. Pol., **11**, 226 (1953).

Prace opublikowane po r. 1955

- [1] Z. Wilhelmi, N. I. Pirogowa, *The  $^{121}\text{Sb}(n, p)^{121}\text{Sn}$  reaction*, Bull. Acad. Pol. Sci., Cl III, **5**, 401 (1957).
- [2] W. Ratyński, J. Turkiewicz, P. Żuprański, *Potential scattering of neutrons in the resonance region*, Raporty IBJ, Nr 103/IA 1959 oraz Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **7**, nr 8, 527 (1959).
- [3] W. Ratyński, J. Turkiewicz, P. Żuprański, *Potential scattering of neutrons for Fe, Co, Ni, Cu, Zn, Se*, Raporty IBJ Nr 131/IA 1960 oraz Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **8**, nr 2, 117 (1960).
- [4] F. Netter, H. Faraggi, A. Garin-Bonnet, J. Julien, C. Corge, J. Turkiewicz, *Probabilités comparées de fission avec emission de particules de long parcours pour divers matériaux sous*, Rapport C.E.A., Nr 965 Saclay, 1958.
- [5] W. I. Mostowoj, T. A. Mostowaja, M. Sowiński, J. S. Sałtykow, *Raspredelenije oskolkow pri trojnom dielenii  $^{235}\text{U}$  tieplowymi nejtronami*, Atomnaja Energia, **7**, nr 4, 372 (1959).
- [6] M. Sadowski, *Dyfuzja elektronów wpoprzek pola magnetycznego*, Katedra Fizyki Jądra Atomowego UW, 1961.
- [7] S. M. Austin, S. E. Darden, A. Okazaki, Z. Wilhelmi, *The polarization of neutrons from the  $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$  reaction*. Nuclear Physics, **22**, 451 (1961).
- [8] B. Kuchowicz, *A drift tube calculation method for linear accelerators*, Raporty IBJ, Nr. 42/IA 1958.



- [9] S. Kuliński, *Power input computation for proton linear accelerator*, Raporty IBJ Nr. 143/VII 1960.
- [10] L. Bobrowski, E. Górski, A. Marcinkowski, M. Jaskóła, *Wysokoczęstotnyj istocznik ionow*, Raporty IBJ, Nr. 96/IA 1959.
- [11] R. Sosnowski, J. Żylicz, *Budowa spektrometru beta o dużej świetlności*, Praca magisterska, Katedra Atomistyki, Uniwersytet Warszawski, Warszawa, 1955.
- [12] J. Kormicki, J. Żylicz, B. P. Pieręgud, *Stabilizacja postojannogo toka s ispozowanijem polja postojannogo magnita w kaczestwie opornoj wielicziny*, Doklady 8. Jeżegodnogo Sowieszczanija po jadrionej spiektroskopii, Leningrad, 1958.
- [13] Z. Sujkowski, H. Slätis, *On the L Auger lines in the beta-ray spectrum of the active deposit of thoron*, Arkiv för Fysik, **14**, 101, 1958.
- [14] W. S. Jewsiejew, W. F. Komarow, W. Kusch, W. S. Roganow, W. A. Czernogorowa, M. Szymczak, *Fast neutron scintillation layer-detector for measurements against  $\gamma$ -ray background*, Acta Phys. Pol., **19**, 675 (1960).
- [15] J. Jastrzębski, *Montage d'un dispositif des coincidences beta-gamma sur un spectromètre beta-magnétique. Étude de la désintégration du  $^{139}\text{Ba}$* . These. Faculté des Sciences de l'Université de Paris. Paris, 1960.
- [16] J. Jastrzębski, *Étude de la désintégration du  $^{139}\text{Ba}$* . Journal de Physique et Le Radium, **21** 12, 1960.
- [17] R. Sosnowski, S. Sterliński, J. Topa, J. Żylicz, *Isomeric transition in  $\text{Hg}^{199}$* , Acta Phys. Pol., **18**, 573 (1959) oraz Raporty IBJ, Nr 89/IA 1959.
- [18] A. Jasiński, J. Kownacki, *Spektr gamma izluczennyh iz gorizontalnogo kanala reaktora*, Raporty IBJ Nr 121/IA 1959.
- [19] A. K. Ławruchina, E. E. Rakowski, Su Chunguj, S. A. Chojnacki, *Dielenie jader surmy bystryimi protonami*, DAN, SSSR, **137**, 826 (1961).
- [20] S. Chojnacki, H. Lancman, R. Sosnowski, O. Wołczek, J. Żylicz, I. A. Jutlandow, *Internal conversion electrons of  $^{167}\text{Tm}$* , Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **7** Nr 8, 535, 1959 oraz Raporty IBJ, Nr 115/IA 1959.
- [21] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, W. Kusch, H. Lancman, I. A. Jutlandow, *Gamma spektr  $^{167}\text{Tm}$* , Raporty IBJ, Nr 136/IA 1960.
- [22] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, W. Kusch, H. Lancman, I. A. Jutlandow, *Gamma spectra of  $^{165}\text{Tm}$  and  $^{167}\text{Tm}$* , Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **8**, 407 1960.
- [23] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, H. Lancman, I. A. Jutlandow, *Gamma spektr  $^{165}\text{Tm}$* , Raporty IBJ, Nr 120/IA 1959.
- [24] S. Chojnacki, Z. Preibisz, O. Wołczek, I. A. Jutlandow, J. Żylicz, *The mean number of internal conversion electrons for one decay of  $^{165}\text{Tm}$  nucleus*, Raporty IBJ (w druku).
- [25] S. Chojnacki, J. Kopystyński, Z. Preibisz, R. Sosnowski, J. Żylicz, I. A. Jutlandow,  *$\beta^+$  radiation of  $^{140}\text{Pr}$* , Raporty IBJ, Nr 148/IA 1960 i Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III (w druku).
- [26] J. Sawicki, J. Szymański, *Polarization effects in beta decay accompanied by internal bremsstrahlung*. I. Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **5**, 897 (1957).
- [27] J. Szymański, *Nucleon polarization in  $\beta$  decay*, Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **5**, 893 (1957).
- [28] R. Sosnowski, *Zależność podłużnej polaryzacji elektronów od liczby atomowej jądra emitującego*. Praca doktorska w Katedrze Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego. Warszawa 1960.
- [29] W. Prokurat, J. Żylicz, *A simple magnetometer for beta spectroscopy purposes*. Raporty IBJ, Nr 155/IA 1960.
- [30] M. Gryziński, *Stopping power of a medium for heavy charged particles*, Phys. Rev., **107**, 1471 (1957).
- [31] M. Gryziński, *Fusion chain reaction — Chain reaction with charged particles*, Phys. Rev., **111**, 900 (1958).

- [9] S. Kuliński, *Power input computation for proton linear accelerator*, Raporty IBJ Nr. 143/VII 1960.
- [10] L. Bobrowski, E. Górski, A. Marcinkowski, M. Jaskóła, *Wysokoczęstotliwy źródło neutronów*, Raporty IBJ, Nr. 96/IA 1959.
- [11] R. Sosnowski, J. Żylicz, *Budowa spektrometru beta o dużej świetlności*, Praca magisterska, Katedra Atomistyki, Uniwersytet Warszawski, Warszawa, 1955.
- [12] J. Kormicki, J. Żylicz, B. P. Pieręgud, *Stabilizacja postojannogo toka s izpozowanijem polja postojannogo magnita w kaczestwie opornoj wielicziny*, Dokłady 8. Jeżegodnogo Sowieszczanija po jadernoj spiektroskopii, Leningrad, 1958.
- [13] Z. Sujkowski, H. Slätis, *On the L Auger lines in the beta-ray spectrum of the active deposit of thoron*, Arkiv för Fysik, **14**, 101, 1958.
- [14] W. S. Jewsiejew, W. F. Komarow, W. Kusch, W. S. Roganow, W. A. Czernogorowa, M. Szymczak, *Fast neutron scintillation layer-detector for measurements against  $\gamma$ -ray background*, Acta Phys. Pol., **19**, 675 (1960).
- [15] J. Jastrzębski, *Montage d'ur dispositif des coincidences beta-gamma sur un spectromètre beta-magnétique. Étude de la désintégration du  $^{138}\text{Ba}$* . These. Faculté des Sciences de l'Université de Paris. Paris, 1960.
- [16] J. Jastrzębski, *Étude de la désintégration du  $^{138}\text{Ba}$* . Journal de Physique et Le Radium, **21** 12, 1960.
- [17] R. Sosnowski, S. Sterliński, J. Topa, J. Żylicz, *Isomeric transition in  $\text{Hg}^{199}$* , Acta Phys. Pol., **18**, 573 (1959) oraz Raporty IBJ, Nr 89/IA 1959.
- [18] A. Jasiński, J. Kownacki, *Spektr gamma izluczennyh iz gorizontalnogo kanala reaktora*, Raporty IBJ Nr 121/IA 1959.
- [19] A. K. Ławruchina, E. E. Rakowski, Su Chunguj, S. A. Chojnacki, *Dielenie jader surmy bystryimi protonami*, DAN, SSSR, **137**, 826 (1961).
- [20] S. Chojnacki, H. Laneman, R. Sosnowski, O. Wołczek, J. Żylicz, I. A. Jutlandow, *Internal conversion electrons of  $^{167}\text{Tm}$* , Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **7** Nr 8, 535, 1959 oraz Raporty IBJ, Nr 115/IA 1959.
- [21] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, W. Kusch, H. Laneman, I. A. Jutlandow, *Gamma spektr  $^{167}\text{Tm}$* , Raporty IBJ, Nr 136/IA 1960.
- [22] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, W. Kusch, H. Laneman, I. A. Jutlandow, *Gamma spectra of  $^{165}\text{Tm}$  and  $^{167}\text{Tm}$* , Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **8**, 407 1960.
- [23] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, H. Laneman, I. A. Jutlandow, *Gamma spektr  $^{165}\text{Tm}$* , Raporty IBJ, Nr 120/IA 1959.
- [24] S. Chojnacki, Z. Preibisz, O. Wołczek, I. A. Jutlandow, J. Żylicz, *The mean number of internal conversion electrons for one decay of  $^{165}\text{Tm}$  nucleus*, Raporty IBJ (w druku).
- [25] S. Chojnacki, J. Kopystyński, Z. Preibisz, R. Sosnowski, J. Żylicz, I. A. Jutlandow,  *$\beta^+$  radiation of  $^{140}\text{Pr}$* , Raporty IBJ, Nr 148/IA 1960 i Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III (w druku).
- [26] J. Sawicki, J. Szymański, *Polarization effects in beta decay accompanied by internal bremsstrahlung*. I. Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **5**, 897 (1957).
- [27] J. Szymański, *Nucleon polarization in  $\beta$  decay*, Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III, **5**, 893 (1957).
- [28] R. Sosnowski, *Zależność podłużnej polaryzacji elektronów od liczby atomowej jądra emitującego*. Praca doktorska w Katedrze Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 1960.
- [29] W. Prokurat, J. Żylicz, *A simple magnetometer for beta spectroscopy purposes*. Raporty IBJ, Nr 155/IA 1960.
- [30] M. Gryziński, *Stopping power of a medium for heavy charged particles*, Phys. Rev., **107**, 1471 (1957).
- [31] M. Gryziński, *Fusion chain reaction — Chain reaction with charged particles*, Phys. Rev., **111**, 900 (1958).

- [32] M. Gryziński, *Classical theory of electronic and ionic inelastic collisions*, Phys. Rev., **115** 374 (1959) oraz Raporty IBJ, Nr 59/IA 1958.
- [33] M. Gryziński, *Role of fusion chain reactions in the nonstationary evolution of stars — Supernova stars*, Phys. Rev., **115**, 1087 (1959) oraz Raporty IBJ, Nr 93/IA 1959.
- [34] K. Małuszyńska, L. Natanson, Yuan-Han-Yung, *Azimuthal angular distribution of alpha-particles from the  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$  reaction with polarized thermal neutrons*, Raporty IBJ, Nr 194/IA oraz Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III (w druku).
- [35] S. Chojnacki, Yu. Noursev, Z. Preibisz, J. Wołowski, J. Żylicz, *Positron Radiation of  $\text{Tm}^{166}$* , Raporty IBJ, 177/IA, 1960 oraz Acta Phys. Pol. (w druku).
- [36] B. Ambroży, A. Faudrowicz, A. Jasiński, J. Kownacki, H. Laneman, J. Ludziejewski, *Measurement of the mean life of the first excited state of  $\text{Na}^{23}$* , Raporty IBJ, Nr 221/IA, 1961 oraz Acta Phys. Pol., 1961 (w druku).
- [37] R. Sosnowski, Z. Wilhelmi, J. Wojtkowska, *Relative measurements on the long-tailing polarization of beta rays from  $\text{Na}^{24}$ ,  $\text{Mn}^{56}$ ,  $\text{Sb}^{122}$ ,  $\text{Ho}^{166}$  and  $\text{Au}^{198}$* , Nuclear Physics, **26** 280 (1961) oraz Raporty IBJ Nr 220/IA, 1961.
- [38] J. Żylicz, *Promieniowanie beta izotopów tulu otrzymanych w reakcji kruszenia jąder tantalu*, Praca doktorska, Katedra Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego, 1961.
- [39] K. Cieślakówna, *Budowa i cechowanie spektrografu typu Danyszka*, Praca magisterska, Katedra Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego, 1961.
- [40] J. Lewitowicz, *Toroidalny spektrometr beta*, Praca magisterska, Katedra Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego, 1961.
- [41] Jakubowski, *Niektóre prace dotyczące plazmowego źródła neutronów*, Praca magisterska, Katedra Fizyki Jądra Atomowego Uniwersytetu Warszawskiego, 1961.
- [42] M. Dakowski, J. Kownacki, H. Laneman, Z. Wilhelmi, *Issledowanie radioaktywności szlakow primienianajemych w proizvodstwie stroitielnych materialow*, Raporty IBJ (w druku) oraz Biuletyn Instytutu Bud. Mieszk. (w druku).
- [43] B. Dałchsaren, I. A. Lewenberg, J. W. Norsiejew, W. N. Pokrowski, S. A. Chojnacki, *Nejtrono-deficytnyj izotop  $^{156}\text{Ho}$* , Atomnaja Energia, **8**, 248 (1960).
- [44] J. Żylicz, S. Chojnacki, I. Norsiejew, J. Wołowski, Z. Preibisz, *Beta<sup>+</sup> radiation of  $\text{Tm}^{166}$* , Raporty IBJ, Nr 177/IA, 1960.
- [45] K. Małuszyńska, L. Natanson, J. Turkiewicz, P. Żuprański, *Angular distribution of fast neutrons elastically scattered on Ca*, Raporty IBJ (w druku) oraz Bull. Acad. Pol. Sci., Cl. III (w druku).
- [46] H. R. Brugger, T. Niewodniczański, M. P. Steiger, *n-gamma korrelation der unelastischen Neutronenstreuung (I)*, Helv. Phys. Acta, **33** 576 (1960).
- [47] S. Hultheberg, Z. Sujkowski, *Beta-spectroscopic study of the angular distribution of the K-, L- and M+N-shell photoelectrons from uranium*, Phys. Rev. Let., **3** 227 (1959).
- [48] H. Ryde, Z. Sujkowski, *On the relative intensities of gamma rays in the decay of  $^{182}\text{Ta}$* , Ark. Fys. (w druku).
- [49] Z. Sujkowski, *Iron-core double-focusing beta-ray spectrometer as a precise tool in solving conversion electrons*, Nucl. Instr. and Methods (w druku).
- [50] L. Person, Z. Sujkowski, *L/K capture ratio and decay of  $^{203}\text{Pb}$* , Ark. Fys. (w druku).
- [51] J. Jastrzębski, P. Kilchner, *Etude de la désintégration  $^{192}\text{Hg} \rightarrow ^{192}\text{Au}$* , w druku.

#### Referaty opublikowane

w materiałach różnych konferencji międzynarodowych

- [K1] F. Netter, H. Faraggi, A. Garin-Bonnet, J. Julien, C. Corge, J. Turkiewicz, *Probabilités comparées de fission avec emission de particule de long parcours pour divers matériaux sous l'action des neutrons lents et rapides*, Proceedings of the 2 U. N. International Conference, Geneva, 1958 P-1188 Vol. 15, 418—421, 1958.

- [K2] S. M. Austin, S. E. Darden, A. Okazaki, Z. Wilhelmi, *Angular distribution of the polarization of neutrons from the  ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$  reaction*, Bull. Amer. Phys. Soc., II, 4, 403, 1959.
- [K3] S. Chojnacki, H. Lancman, R. Sosnowski, O. Wołczek, J. Żylicz, I. A. Jutlandow, *Elektrony wnutriennej konwersji  ${}^{167}\text{Tm}$* . Materiały Wtorogo Sowieszczenija po jadernoj spektroskopii nejtrono-deficitnych izotopow redkich zemel, II. Itterbiewaja i tuliewaja frakcji, Raporty ZIBJ Nr 475, str. 115—121 Dubna, 1959.
- [K4] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, W. Kusch, H. Lancman, I. A. Jutlandow, *Widmo gamma  ${}^{167}\text{Tm}$* , Referat na polsko-jugosłowiańskim seminarium spektroskopii jądrowej. Belgrad, IX. 1959.
- [K5] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, H. Lancman, W. Kusch, I. A. Jutlandow, *Gamma spektr  ${}^{167}\text{Tm}$* , Materiały 3 Sowieszczenija po nejtronodeficytnym izotopom, Dubna 1960, Raporty ZIBJ, Nr 613, 131 (1960).
- [K6] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, H. Lancman, I. A. Jutlandow, *Widmo gamma  ${}^{165}\text{Tm}$* , Referat po polsko-jugosłowiańskim seminarium spektroskopii jądrowej, Belgrad, IX. 1959.
- [K7] S. Chojnacki, J. Kormicki, R. Sosnowski, O. Wołczek, J. Żylicz, *Widmo elektronowe  ${}^{165}\text{Tm}$* , Referat na polsko-jugosłowiańskim seminarium spektroskopii jądrowej, Belgrad, IX. 1959.
- [K8] S. Chojnacki, A. Jasiński, J. Kownacki, H. Lancman, W. Zielke, I. A. Jutlandow, *Gamma spektr  ${}^{165}\text{Tm}$* , Materiały 2. Sowieszczenija po jadernoj spektroskopii nejtrono-deficytnych izotopow redkich zemel. II. Itterbiewaja i tuliewaja frakcji, Raporty ZIBJ, Nr 475, str. 122—124, Dubna, 1959.
- [K9] S. Chojnacki, J. Kopystyński, Z. Preibisz, R. Sosnowski, J. Żylicz, I. A. Jutlandow, *Beta<sup>+</sup> izluczenieje  ${}^{140}\text{Pr}$* , Materiały 3. Sowieszczenija po jadernoj spektroskopii nejtrono-deficytnych izotopow redkich zemel, Raporty ZIBJ, Dubna 1960.
- [K10] J. Żylicz, J. Norsiejew, Z. Preibisz, S. Chojnacki, J. Wołowski, *Beta<sup>+</sup> izluczenieje  ${}^{160}\text{Tm}$* , Materiały 3. Sowieszczenija po jadernoj spektroskopii nejtronodeficytnych izotopow redkich zemel, Raporty ZIBJ, Nr 613, 95 (1960), Dubna 1960.
- [K11] J. Żylicz, J. Norsiejew, Z. Preibisz, S. Chojnacki, J. Wołowski, *O promieniwaniu pozytonowym  ${}^{160}\text{Tm}$  i o zastosowaniu teorii Dawydowa do interpretacji wyników*, Balatonöszöd, 1960.
- [K12] O. Wołczek, J. Żylicz, Z. Preibisz, S. Chojnacki, I. A. Jutlandow, *Beta<sup>-</sup> izluczenieje  ${}^{172}\text{Tm}$* , Materiały 3. Sowieszczenija po jadernoj spektroskopii nejtronodeficytnych izotopow redkich zemel, Dubna 1960, Raporty ZIBJ. Nr 613, 106 (1960).
- [K13] R. Sosnowski, Z. Wilhelmi, J. Wojtkowska, *Issledowanieje zawisimosti ot Z prodolnoj polarizacii beta elektronow*. Konferencja Fizyki Jądrowej niskich energii, Balatonöszöd, 1960.
- [K14] M. Gryziński, *Fusion chain reaction*, Proceedings of the 2, U. N. International Conference, Geneva, 1958 P-1941 Vol. 31, 270—274, 1958.
- [K15] Z. Wilhelmi, *Studies on the atomic nucleus structure with reactor WWR-8 by I-A Department of Atomic Nucleus Physics of the Institute of Nuclear Research, Referat na Reaktortagung, Rossendorf, 1960 oraz Nukleonika 5, 467 (1960)*.
- [K16] Z. Sujkowski, H. Ryde, *Measurement of the relative intensities of gamma-rays of  ${}^{140}\text{La}$  and  ${}^{182}\text{Ta}$  by the method of external conversion*, Svenska Nationalkommittens för Fysik Konferens i Stockholm, 1—3 Juni 1959.

Prace przygotowane do druku

- [P1] J. Bielewicz, J. Januszewski, A. Mokwiński, *Generator neutronów prędkich*, Raporty IBJ (przygotowane do druku).
- [P2] M. Gryziński, *Projekt elektronowego źródła jonów o dużej wydajności*. Raporty IBJ (przygotowane do druku).

- [P3] M. Gryziński, M. Sadowski, *Dyfuzja elektronów w poprzek sił pola magnetycznego*, Raporty IBJ (przygotowane do druku).
- [P4] Z. Moroz, *Spektrometr neutronów prędkich typu time-of-flight*, Raporty IBJ (w przygotowaniu do druku).
- [P5] A. Graffstein, W. Ratyński i Z. Wilhelmi, „Agnieszka“ — *mechaniczny selektor neutronów*, Raporty IBJ (w przygotowaniu do druku).
- [P6] J. Rondio i Z. Wilhelmi, *Badanie względnych przekrojów czynnych reakcji  $Rh^{103}(n, \gamma)Rh^{104}$  i  $Rh^{103}(n, \gamma)Rh^{104*}$* , Raporty IBJ (w przygotowaniu do druku)
- [P7] J. Żylicz, K. Cieślakówna, W. Mielczarek, *Spektrograf beta z jednorodnym polem magnetycznym* (tytuł prowizoryczny), (w przygotowaniu do druku).
- [P8] S. Chojnacki, J. Lewitowicz, Wesołowski, J. Żylicz, *Toroidalny spektrometr beta* (tytuł prowizoryczny — w przygotowaniu do druku).
- [P9] L. Bobrowski, E. Górski, M. Jaskóła, A. Marcinkowski, A. Sołtan, Z. Wilhelmi, *Elektrostatycznyj uskoritiel*, pod dławieniem „Lech” (Raporty IBJ i Nukleonika, w druku).

*I. Adamczewski*

Katedra II Fizyki  
Politechniki Gdańskiej

## Przewodnictwo elektryczne ciekłych dielektryków w wysokich polach Przebiecia elektryczne

### Wstęp

W dwóch poprzednich moich artykułach, które ukazały się w „Postęпах Fizyki“ w r. 1958 [1, 2], zostały przedstawione wyniki prac doświadczalnych i teoretycznych, dotyczących przewodnictwa elektrycznego dielektryków ciekłych w niskich polach elektrycznych.

W artykule niniejszym zebrane są wyniki prac wykonanych z dielektrykami ciekłymi w obszarze wysokich pól od 100 kV/cm do 2000 kV/cm, aż do przebiecia elektrycznego włącznie. W ostatnich kilku latach badania w tym kierunku rozwinęły się na bardzo dużą skalę dzięki wielu pracom wykonanym nowoczesnymi metodami pomiarowymi w bardzo czystych cieczach. Należy tu w pierwszym rzędzie wymienić prace szkoły Queen Mary College Uniwersytetu Londyńskiego z dr Tropperem i dr Lewisem na czele i prace grupy amerykańskiej z dr Crowe, Sharbaugh i Braggiem. Duża ich część została omówiona w artykule monograficznym Lewisa [3] (1959) w *Progress in Dielectrics*, który stanowi między innymi podstawę niniejszego artykułu.

Obszerne zestawienie wyników dawniejszych prac do r. 1956 znajduje się również w podręczniku G. J. Skanawi [4] w rozdziałach IX, X, XI. Poza tymi dwoma podstawowymi źródłami monograficznymi oparłem się w tej pracy na kilkudziesięciu pracach oryginalnych, cytowanych w tekście, jakie ukazały się do pierwszych miesięcy r. 1961.

Ze względu na bardzo duży materiał doświadczalny i teoretyczny, obejmujący nie tylko prace fizyczne, ale i dużą liczbę prac technicznych, wybrałem spośród nich te, które dotyczyły głównie mechanizmu przewodzenia prądu i przebiecia elektrycznego w wysokich polach. Do tych prac należą również niektóre prace autora i jego współpracowników.

Zagadnienie przewodnictwa cieczy dielektrycznych w wysokich polach aż do przebiecia elektrycznego włącznie jest o tyle skomplikowane, że przy wysokich polach elektrycznych wchodzi w grę bardzo wiele procesów, których znaczenie nie jest jeszcze dokładnie poznane. Prace eksperymentalne z tej

dziedziny należy z reguły rozdzielić na dwie grupy: na prace techniczne i prace fizyczne, ściśle naukowe. Pierwsze są prowadzone przeważnie z cieczami słabo oczyszczonymi, o przewodnictwie samoistnym rzędu  $10^{-10}$ — $10^{-18} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ , tzn. takimi, jakie występują najczęściej w zastosowaniach w technice. Główną rolę gra w nich stopień zanieczyszczenia cieczy, a powtarzalność otrzymywanych wyników doświadczalnych leży w granicach 30—50%; ich znaczenie praktyczne jest jednak duże ze względu na możliwość natychmiastowego i szerokiego wykorzystania w przemyśle.

W pracach naukowych należy stosować ciecze o najwyższym stopniu czystości (i o przewodnictwie rzędu  $10^{-18}$ — $10^{-19} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$ ), przygotowywać odpowiednio elektrody, uwzględniać obecność i wpływ gazów, stosować różnego rodzaju pola elektryczne dla zbadania mechanizmu przebicia. Powtarzalność wyników w tych pracach można doprowadzić nawet do 5%. W ostatnich kilku latach ukazał się cały szereg prac wykonanych w takich warunkach. Na szczególną uwagę zasługują te, w których zastosowano krótkie impulsy (rzędu mikrosekundy) bardzo wysokich pól elektrycznych (rzędu miliona woltów/cm) i zbadano efekty pierwszych sygnałów elektrycznych przebicia w zależności od natężenia pola elektrycznego (*electric strength*) i od struktury cieczy.

Prace te rzuciły dużo światła na mechanizm przebicia elektrycznego w cieczach dielektrycznych.

## I. Przewodnictwo elektryczne

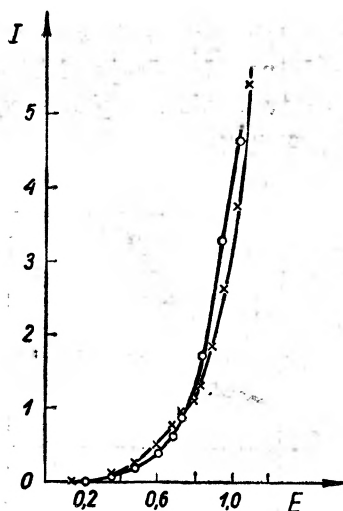
### Charakterystyki prądowo-napięciowe

Przewodnictwo w cieczach dielektrycznych w wysokich polach elektrycznych badało wielu autorów, a wśród nich Baker i Boltz [5], Nikuradse [6], Le Page i Du Bridge [7], Dornte [8], Plumley [9], Goodwin i MacFadyen [10], Green [11], a ostatnio House [12] i Lewis [13, 14, 15, 16], Pao [17] i inni. Ze wszystkich tych badań wynika, że powyżej pewnej wartości natężenia pola elektrycznego (rzędu 100 kV/cm) zaczyna się wykładniczy wzrost prądu elektrycznego odpowiadający zależności

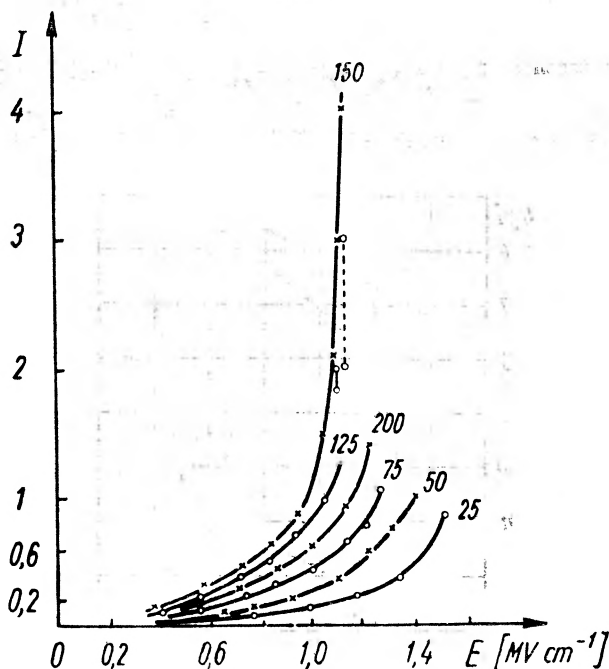
$$I = I_0 \exp(al) \quad (1)$$

gdzie  $I_0$  może być funkcją temperatury i natężenia pola, współczynnik  $a$  jest funkcją natężenia pola, temperatury i pracy wyjścia elektronu z metalu, a  $l$  oznacza odległość elektrod.

Dokładne rozważania teoretyczne dotyczące tej zależności będą podane w drugiej części tego artykułu. Typowym przykładem zależności doświadczalnych tego rodzaju mogą być między innymi wykresy na rys. 1 i 2 z prac House'a [12] pokazane w skali zwykłej, rys. 3 z pracy Greena [11] i rys. 4 z pracy Bakera i Boltza [5] pokazany w skali półlogarytmicznej. Jak widzimy z powyższych rysunków, silny wzrost prądu obserwuje się szczególnie



Rys. 1. Zależność natężenia  $I$  prądu elektrycznego (w  $A \cdot 10^{-10}$ ) od natężenia pola elektrycznego  $E$  (w  $MV cm^{-1}$ ) dla dwóch przeciwnych znaków napięcia (z pracy House'a [12])



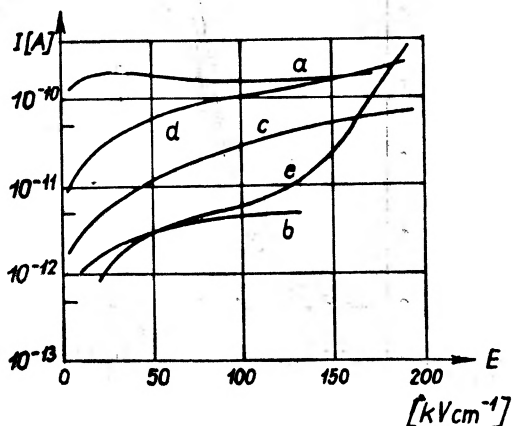
Rys. 2. Zależność natężenia  $I$  prądu elektrycznego (w  $A \cdot 10^{-9}$ ) od natężenia pola elektrycznego  $E$  (w  $MV cm^{-1}$ ) przy różnych odległościach elektrod  $\delta$  (w  $\mu$ ) (z pracy House'a [12])

powyżej 500—600  $kV cm^{-1}$ . Poza tym z rysunku 3 (z pracy Greena) widać wyraźną zależność prądu od rodzaju elektrod (miedź, złoto, nierdzewna stal) i od stopnia wyżarzania elektrody.

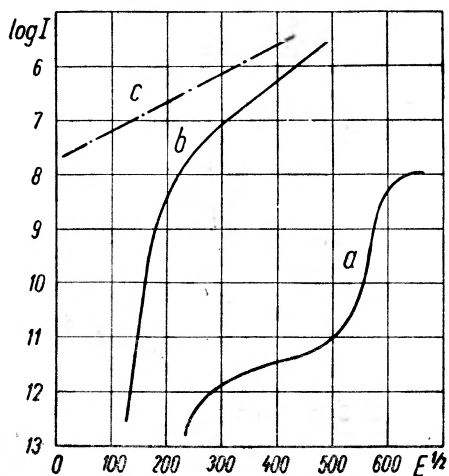
Przeprowadzono szereg szczegółowych badań dla wyjaśnienia trzech głównych procesów odpowiedzialnych za powstawanie prądu w tym obszarze, a mianowicie:



1) emisji elektronów z metalu pod wpływem pola elektrycznego. Jest to zjawisko powierzchniowe, zależne od rodzaju elektrod i stopnia ich przygotowania. Podstawową rolę gra tu obniżenie pracy wyjścia elektronu z metalu pod działaniem pola elektrycznego;



Rys. 3. Zależność natężenia prądu  $I$  (w amperach w skali półlogarytmicznej) od natężenia pola elektrycznego  $E$  (w  $\text{kV cm}^{-1}$ ) w heksanie dla różnych materiałów katod. Odległość elektrod 420 mikronów. a) miedź, b) złoto, c) stal, d) stal wyżarzana w temp.  $600^\circ\text{C}$  w powietrzu w ciągu 1 g., e) stal wyżarzana w temp.  $400^\circ\text{C}$  w wodrze w ciągu 1 g. (z pracy Greena [11])



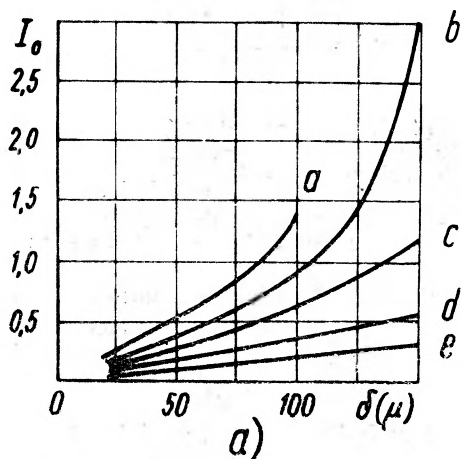
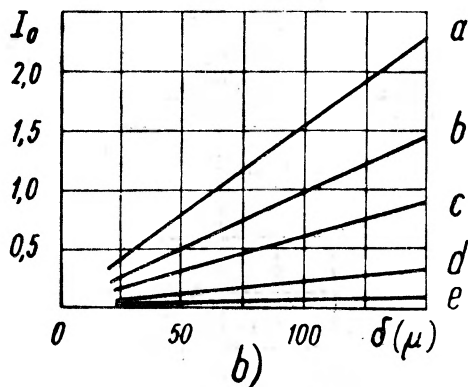
Rys. 4. Zależność  $\log I$  od  $E^{1/2}$  w toluenie. Elektrody płytyniordowe pokryte warstwą a) tlenu, b) wodoru, c) teoretyczny wykres wg prawa Schottky'ego odległość elektrod rzędu 0,07 cm (z pracy Bakera i Boltza [5])

2) zjawiska zachodzącego w samej cieczy, a więc zmieniającego się z objętością cieczy, a zatem i z odległością elektrod (1); należą do niego takie procesy, jak:

a) opór środowiska zależny od rodzaju cieczy (lepkości, gęstości, temperatury) i od energii drgań własnych cząsteczek cieczy,

b) pomnażanie liczby elektronów wywołane jonizacją wtórną w cieczy i poprzedzające przebicie elektryczne;

3) poza tym szereg zjawisk ubocznych, takich jak np. wpływ gazów (głównie powietrza) zaadsorbowanych na powierzchni katody i rozpuszczonych w cieczy, wpływ niedokładności wypolerowania elektrod (głównie katody)



Rys. 5. Zależność natężenia prądu  $I$  (w  $A \cdot 10^{-9}$ ) od odległości elektrod  $\delta$  (w  $\mu$ ) przy różnych natężeniach pola elektrycznego (w  $MV \text{ cm}^{-1}$ ): a) 1,2 b) 1,1 c) 1,0 d) 0,8 e) 0,6 w heksanie (z pracy House'a [12])

wpływ różnego rodzaju pyłków, zanieczyszczeń, wpływ rozkładu pola i warstwy jonów dodatnich itd.

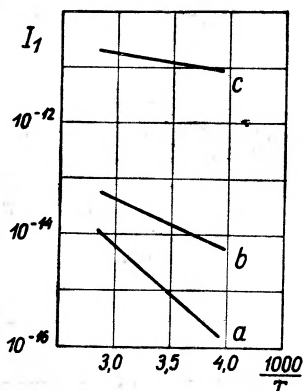
4) wpływ czynników jonizujących.

Z materiału doświadczalnego zebranego przez różnych autorów w ostatnim dziesięcioleciu przytoczę tu kilka wyników ilustrujących poszczególne wyżej omówione procesy.

Wpływ emisji elektronów z katody na natężenie prądu badano mierząc  $I_0$  w równaniu (1), a więc przez wykreślenie zależności logarytmicznej  $I = f(E, d)$ . Przykłady wykresów tych zależności podane są na rys. 5 (z pracy House'a [12]).

Widać na nich zmianę natężenia prądu  $I_0$  od odległości elektrod i od natężenia pola elektrycznego. Zależność od temperatury badali między innymi Le Page i Du Bridge [7]. Otrzymane przez nich wyniki pokazane są na rys. 6. Można było wnioskować z nich i o wpływie temperatury, i o zmianie pracy wyjścia elektronu z metalu do cieczy.

Wpływ jonizacji zderzeniowej na wzrost prądu w wysokich polach był rozpatrywany dosyć dokładnie jeszcze w latach 1932—1934 w pracach Nikuradsego [6] i Schumanna [18], a ostatnio w pracach House'a [12], Goodwina i McFadyena [10], Lewisa [16] i innych.



Rys. 6. Zależność gęstości prądu  $I_1$  (amp·cm<sup>-2</sup> stop<sup>-1</sup>) od temperatury w toluenie wg równania Richardsona. Praca wyjścia obliczona z nachylenia prostych wynosi:

- a) 0,33 eV przy  $E = 10^4$  V cm<sup>-1</sup>,
  - b) 0,17 eV przy  $E = 6,25 \cdot 10^4$  V cm<sup>-1</sup>,
  - c) 0,049 eV przy  $E = 2,5 \cdot 10^6$  V cm<sup>-1</sup>,
- (z pracy Le Page i Du Bridge'a [7])

Na ogół uważano, że zjawisko to zachodzi podobnie jak w gazach (p. Engel, *Handbuch der Physik* XXI [19] i np. prace współczesne Prassada i Craggsa [20]) że zachodzi współdziałanie takich procesów jak jonizacja lawinowa, przylepianie i odlepianie elektronów do i od atomów i cząsteczek obojętnych.

Przegląd materiału doświadczalnego tej dziedziny wykazuje, że istnieje szereg zjawisk, obserwowanych przez różnych autorów, bezspornie wspólnych dla różnych cieczy, dla różnych materiałów elektrod i niezależnych od warunków doświadczenia, ale jest jeszcze wiele zjawisk niedostatecznie wyjaśnionych, niepowtarzalnych, a niekiedy nawet dających sprzeczne wyniki u różnych badaczy.

#### Wnioski z wyników doświadczalnych

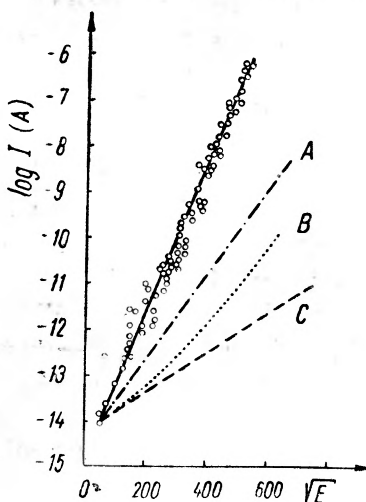
Na podstawie ogólnie uzgodnionych wyników doświadczalnych można powiedzieć, że:

1) W niskich polach do 100 kV/cm przeważa w cieczy głównie zjawisko objętościowe; prądy mierzone są przenoszone przez jony ewentualnie i przez elektrony samej cieczy lub znajdujących się w niej zanieczyszczeń. Jony cieczy

mogą powstać na skutek efektów jonizacyjnych promieniowania naturalnego (promieni kosmicznych, zanieczyszczeń promieniotwórczych) czy też wywołanego przez eksperymentatora ( $X$  i  $\gamma$ ), albo na skutek dysocjacji drobin cieczy, samorzutnej albo wywołanej działaniem pola elektrycznego (p. [1]).

2) W polach rzędu 100—500 kV/cm zaczyna się ponadto pojawiać coraz silniejszy wpływ zimnej emisji elektronów z powierzchni katody.

3) W polach powyżej 500—1000 kV/cm występuje już wyraźny i dominujący wpływ emisji elektronów z katody, a ponadto rozpoczyna się proces pomnażania elektronów cieczy, prowadzący przy jeszcze wyższych polach do lawinowego wzrostu elektronów i do przebicia elektrycznego.



Rys. 7. Zależność logarytmu natężenia prądu  $I$  od  $E$  ( $E$  w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) w heptanie. Proste  $A$ ,  $B$ ,  $C$  odpowiadają kolejno zależnościom teoretycznym wg teorii: dysocji, Onsagera i emisji termojonowej (z pracy Plumleya [9])

W obszarach pola rzędu 300—400 kV/cm pojawiają się niekiedy poszczególne, sporadyczne, silne impulsy prądu jonizującego, które mogą jeszcze nie prowadzić do przebicia. Impulsy te obserwowane głównie przez House'a [12] w heksanie były tłumaczone przez niego wpływem przypadkowych pęcherzyków tlenu lub powietrza, znajdujących się w cieczy lub na powierzchni elektrod, albo innymi drobinami przypadkowych zanieczyszczeń w cieczy. Bardzo często impulsy takie zanikały zupełnie po pewnym czasie działania pola, co mogłoby świadczyć o samorzutnym oczyszczeniu się cieczy z tych zanieczyszczeń. Podobne zjawiska obserwowali Yamonaka i Suita [21] w czterochlorku węgla i olejach mineralnych, ale w polach znacznie niższych ( $\sim 100$  kV/cm) niż te, w których obserwował je House.

Wpływ różnego rodzaju powierzchni elektrod wytłumaczono różnymi wartościami pracy wyjścia elektronów z metalu.

W paru przypadkach badano wpływ promieniowania jonizującego na natężenie prądu. Green [11] stwierdził zwiększanie prądu około 10 razy w polach 30—180 kV/cm przy użyciu preparatu radu 9,64 mg Ra.

Wpływ czystości cieczy, natężenia pola, temperatury na przewodnictwo cieczy dielektrycznych badał m. in. Plumley [9]. Wykres otrzymanych przez niego charakterystyk prądowo-napięciowych w postaci zależności  $\log I = f(E^{1/2})$  dla wielu różnych pomiarów podany jest na rys. 7 obok zależności teoretycznych.

## II. Przebiecia elektryczne

Przy powiększaniu natężenia pola elektrycznego dochodzi się do takiej wartości natężenia, przy której zachodzi przebiecie elektryczne (*breakdown, electric strength*). Badania przebiecia elektrycznego w różnych cieczach dielektrycznych, a w szczególności w olejach transformatorowych, były wykonywane przez wielu autorów od kilkudziesięciu lat ze względu na ich duże znaczenie w technice.

Zbadano między innymi wpływ różnych materiałów elektrod różnych domieszek i zanieczyszczeń, wpływ gazów i odgazowania cieczy i elektrod, wpływ czasu trwania napięcia, szybkości narastania napięcia częstotliwości zmian napięć zmiennych, temperatury, ciśnienia itd.

Badania te prowadzili między innymi Inge i Walter [22], Lazarew [23], Gemant (1925—1927) [24], Schwaiger 1922—1925 [25], Edler 1931 [26], Wolkenstein 1934 [28], Salvage [29], Peek 1920—1930 [27] i inni. Opisy tych prac można znaleźć między innymi w podręczniku Skanawi [4], a krótkie zestawienie ich najważniejszych wyników zostanie podane na końcu tego artykułu.

### Metody doświadczalne

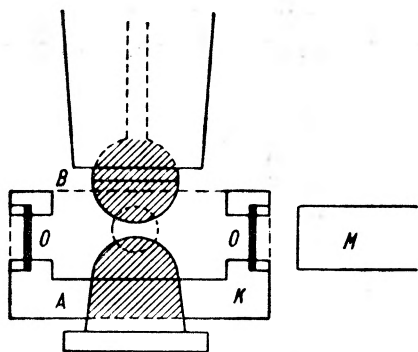
W paragrafie niniejszym zostaną opisane głównie współczesne badania nad przebieciem elektrycznym w cieczach dielektrycznych, które były przeprowadzone przy użyciu substancji bardzo czystych i w warunkach aparaturowych, które pozwalały uzyskać wyniki charakterystyczne dla danego rodzaju cieczy, a nie dla ich zanieczyszczeń. Nie będę tu opisywał takich zjawisk, jak wyładowania koronowe, powstawanie łuku elektrycznego przebiecia w kanałach itd.

Prace z bardzo czystymi cieczami wniosły wiele do naszych wiadomości o mechanizmie zjawiska przebiecia i jego powiązania ze strukturą cieczy. Do tej grupy prac należą między innymi prace wykonane w ostatnim dziesięcioleciu przez: J. Maksiejewskiego i H. Troppera [30], T. J. Lewisa [3, 13, 14, 15, 16], R. W. Crowe'a, A. H. Sharbaugh, J. K. Bragga [31, 32, 33], D. W. Goodwina i K. A. McFadyena [10], W. B. Greena [11], W. D. Edwardsa [34], autora [34] i innych.

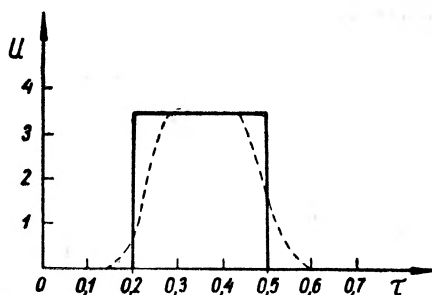
Specjalnie na uwagę zasługują prace wykonane metodą impulsową, która daje informacje i o wartości natężenia przebiecia (*intrinsic strength*) i o wartości minimalnej wymaganego czasu tworzenia się przebiecia elektrycznego: Ze względu na to, że w badaniach tych dużą rolę grają warunki doświadczalne,

które decydują o powtarzalności i dokładności otrzymywanych wyników, przytoczę krótko opis aparatury stosowanej w większości cytowanych prac różnych autorów.

Najczęściej przebicia były wykonywane w naczyniu zawierającym dwie elektrody półkuliste, zanurzone całkowicie w cieczy badanej rys. 8. Elektrody były zrobione z bardzo czystej i dokładnie wypolerowanej stali, ewentualnie pokrywane jeszcze elektrolitycznie warstwą fosforobrazu. Ich średnica była najczęściej rzędu kilku cm, odległość elektrod regulowana śrubą mikrometryczną była rzędu 0,004—0,007 cm. Naczynie z cieczą było zaopatrzone w dwa lub trzy okienka, przez które można było oświetlać badaną próbkę cieczy i obser-



Rys. 8. Schemat komory do badania przebicia elektrycznego w cieczy. *K* — naczynie z cieczą, *A*, *B* — elektrody, *O* — okienka, *M* — mikroskop



Rys. 9. Kształt impulsu napięcia  $U$  (w kV) w czasie  $\tau$  (w  $\mu$ sek). Rozkład teoretyczny — krzywa ciągła, rozkład rzeczywisty — krzywa przerywana

wować ją przez mikroskop w świetle rozproszonym. Takie dokładne badania każdej próbki cieczy były przedsięwzięte, aby uniknąć jakichkolwiek pyłków czy zawiesin w samej cieczy, czy na powierzchni elektrod. Zanieczyszczenia mechaniczne cieczy nawet tak małe, że niewidoczne gołym okiem, mogą powodować znaczne zmniejszanie wartości napięcia przebicia i wprowadzić do tych pomiarów dużo elementu przypadkowości.

Ciecze dielektryczne, sprowadzone z najlepszych zakładów i fabryk chemicznych, były oczyszczane jeszcze w laboratorium za pomocą specjalnych, znanych zresztą, metod fizyko-chemicznych. Do tych metod należą między innymi: usuwanie innych związków (np. węglowodorów nienasyconych z grupy węglowodorów nasyconych), osuszanie ze śladów wody, usuwanie zanieczyszczeń mechanicznych przez filtrowanie przez gęste szklane filtry (Schotta), destylacja frakcjonowana znad sodu metalicznego, odgazowywanie cieczy itd.

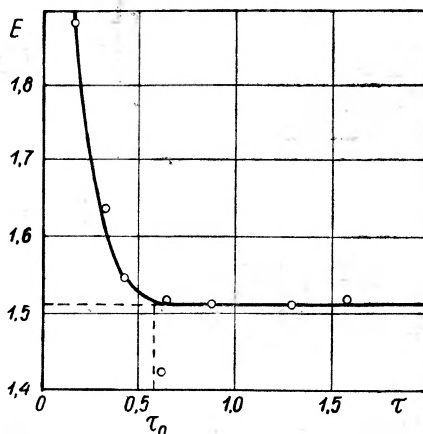
Napięcie stale rzędu kilku do kilkunastu tysięcy voltów uzyskiwano przeważnie z generatora impulsów prostokątnych o zmienianej amplitudzie i o zmienianym czasie trwania impulsu od 0,25  $\mu$ sek do 54  $\mu$ sek (rys. 9). Takie krótkotrwałe impulsy eliminowały możliwość „przebicia cieplnego“, występującą przy dłuższym działaniu pola elektrycznego i zniekształcającą badania ilościowe „właściwego przebicia“ elektrycznego (*intrinsic strength*).

Wartość natężenia przebicia elektrycznego zmieniała się na ogół ze zmianą czasu trwania impulsu, przynajmniej dla czasów bardzo małych (rzędu ułamka mikrosekundy), ale począwszy od pewnej wartości ustalała się i dalsze zwiększanie czasu nie odgrywało żadnej roli.

#### Wyniki prac doświadczalnych

Do najważniejszych wyników doświadczalnych otrzymanych w tych pracach należą:

1) ustalenie wartości minimalnej  $\tau_0$  — czasu trwania impulsu (*time lag*), przy której otrzymuje się jeszcze stałą wartość natężenia pola (*intrinsic strength*);



Rys. 10. Zmiana impulsowego natężenia przebicia  $E_p$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) od czasu  $\tau$  (w  $\mu\text{sek}$ )

2) zbadanie kolejne poszczególne części zjawiska przebicia, a mianowicie:

a) wyrywania i emisji elektronów z katody,  
 b) przesuwania warstwy elektronów i jonów w cieczy i mechanizmu ich hamowania,

c) wytwarzania lawiny elektronów i jonów powodujących przebicie;

3) zbadanie wpływu różnych wielkości charakteryzujących daną ciecz (gęstości, lepkości, struktury drobin, ich energii drgań własnych) na wartość natężenia przebicia;

4) ustalenie wpływu rodzaju i powierzchni elektrod;

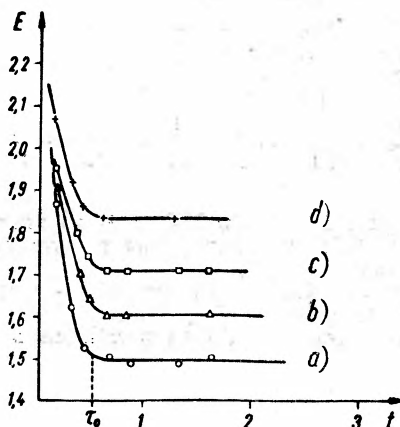
5) ustalenie wpływu temperatury;

6) ustalenie wpływu ciśnienia.

Rozpatrzmy tu po kolei najważniejsze osiągnięcia w tych poszczególnych punktach. Dla bardzo małych czasów wartość natężenia przebicia  $E$  zależy od czasu trwania impulsu. Taką typową zależność  $E = f(\tau)$  pokazuje rys. 10.

Dla czasów mniejszych od pewnej wartości minimalnej  $\tau_0$  natężenie zależy od czasu jego trwania. Goodwin i McFadyen [10] ustalili dla tego obszaru związek  $E = C(\tau - \tau_0)^a$ , gdzie  $C$ ,  $a$  i  $\tau_0$  oznaczają stałe dla danej cieczy. Dla czasów większych od  $\tau_0$  natężenie przebiecia nie zmienia się z długością trwania impulsu i może być porównywane z wartością statyczną natężenia przebiecia.

Istnieją jednak pewne niezgodności w wynikach doświadczalnych zależności czasu  $\tau_0$  od rodzaju cieczy, mogące wpłynąć w istotny sposób na interpretację mechanizmu przebiecia. Mianowicie w pracach Crowe'a i współpracowników [31, 32, 33], Edwardsa [34] otrzymano stałą wartość czasu dla różnych



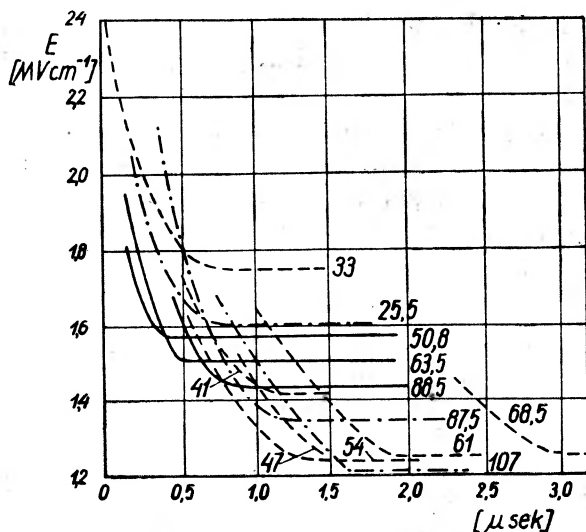
Rys. 11. Zależność natężenia przebiecia  $E_p$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) od czasu  $\tau$  (w  $\mu\text{sek}$ ) w grupie węglowodorów nasyconych przy  $\delta = 6,35 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$  dla: a) heksanu, b) heptanu, c) oktanu, d) nonanu, e) dekanu (z pracy Crowe'a [31])

cieczy (rys. 11). W pracach Goodwina i McFadyena [10] otrzymano systematyczną zmianę  $\tau_0$  ze wzrostem gęstości czy lepkości cieczy, należących do tej samej grupy węglowodorów nasyconych (rys. 12).

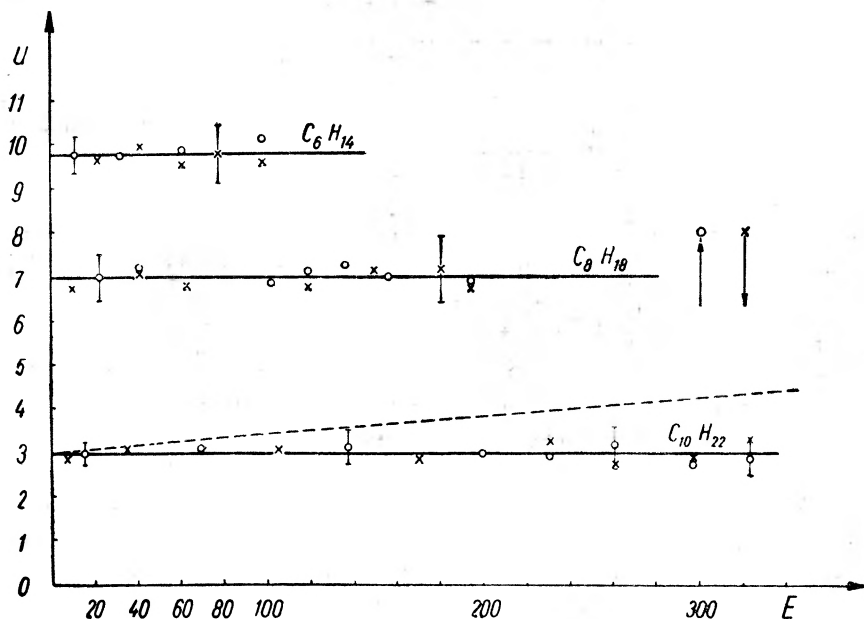
Ustalenie, które z tych wyników są słuszne byłoby bardzo ważne, gdyż wartość  $\tau_0$  ma bardzo duże znaczenie w rozważaniach nad mechanizmem przebiecia elektrycznego. Mianowicie z wartości tego czasu można wnioskować o ruchliwości nośników ładunku elektrycznego (elektronów czy jonów) powodujących przebiecie. Na tej podstawie szacowano te ruchliwości na  $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sek}^{-1}$  do  $9 \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sek}^{-1}$  [3], co zasadniczo nie odbiega od wartości otrzymanych uprzednio przez autora [1]:  $4,5 \cdot 8 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sek}^{-1}$  w niskich polach elektrycznych. Możliwe, że pewne światło na to zagadnienie rzuca wyniki ostatniej pracy J. Terleckiego [36], który badał zmiany ruchliwości szybkich jonów ze wzrostem natężenia pola elektrycznego w obszarze od  $100 \text{ kV/cm}$  do  $300 \text{ kV/cm}$ . Terlecki stwierdził, że w tym obszarze pól ruchliwość nośników ujemnych nie zmienia się w granicach dokładności pomiarów doświadczalnych (około 7%) (rys. 13).

Wydaje się jednak, że jednolita interpretacja tego zjawiska będzie trudna, jeżeli w ogóle będzie możliwa, ponieważ wyniki pomiarów czasu przejścia





Rys. 12. Zależność natężenia przebicia  $E_p$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) od czasu  $\tau$  (w  $\mu\text{sek}$ ) przy różnych odległościach elektrod  $\delta$  (w  $\mu$ ) wg różnych autorów  
 ————— Crowe [33] (elektrody stalowe),  
 - - - - - Goodwin i McFadyen [10] (elektrody fosforyzowane),  
 - · - · - Edwards [34] (elektrody fosforyzowane),  
 Przy krzywych zaznaczone są odległości elektrod w mikronach)



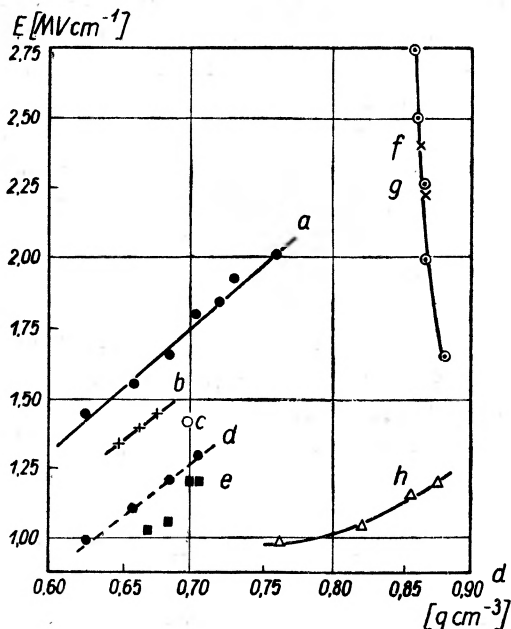
Rys. 13. Zależność ruchliwości  $u$  (w  $\text{cm}^2 \text{sek}^{-1} \text{V}^{-1}$ ) jonów ujemnych od natężenia pola  $E$  (w  $\text{kV cm}^{-1}$ ) w oktanie (z pracy Terleckiego [36])

jonów przy przebiciu ulegają dużym wahanom statycznym, jak to wykazali ostatnio Ward i Lewis [16].

Również wyniki pomiarów ruchliwości jonów w bardzo wysokich polach wykazują pewne przypadkowe wahania statystyczne, jak stwierdził Ter-

lecki [36]. Z innych wyników bogatego materiału doświadczalnego tej dziedziny, rzucających dużo światła na mechanizm przebicia elektrycznego, należy wymienić przede wszystkim efekt oddziaływania cieczy na wartość natężenia przebicia, a więc zależności od objętości, od odległości elektrod, od rodzaju gęstości i lepkości cieczy, od struktury drobin itd.

Autorzy wielu prac doświadczalnych otrzymali bogaty materiał i zestawili otrzymane wyniki, a poza tym wskazali na kilka charakterystycznych wniosków



Rys. 14. Zależność natężenia przebicia  $E_p$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) od gęstości cieczy  $d$  (w  $\text{g cm}^{-3}$ ) w różnych warunkach doświadczalnych: a) normalne parafiny, ( $\tau = 1,4 \mu\text{sek}$ ), b) raz rozgałęzione parafiny ( $\tau = 1,4 \mu\text{sek}$ ), c) dwa rozgałęzienia ( $\tau = 1,4 \mu\text{sek}$ ), d) normalne parafiny napięcie stałe, e) raz rozgałęzione parafiny napięcie stałe, f, g) (benzeny nierozgałęzione i rozgałęzione) ( $\tau = 1,65 \mu\text{sek}$ ), h) silikony — stałe napięcie (według Lewisa [3])

jakościowych wynikających bezpośrednio z pomiarów przebicia. Do najważniejszych z tych wniosków należą:

a) natężenie pola przebicia ( $E$ ) rośnie proporcjonalnie do gęstości ( $d$ ) cieczy (ale prosta  $E = f(d)$ , wyrażająca tę zależność, nie przecina początku układu współrzędnych  $E$  i  $d$ ) (rys. 14).

b) wytrzymałość elektryczna substancji chemicznych o drobinach zbudowanych z rozgałęzionych łańcuchów (tzn. izomerów) jest mniejsza od wytrzymałości odpowiednich substancji związków normalnych o drobinach w postaci łańcuchów prostych.

c) wytrzymałość na przebicie elektryczne dla cieczy grupy węglowodorów aromatycznych jest na ogół większa niż dla grupy węglowodorów nasyconych, poza tym zmienia się ona również liniowo z gęstością, ale przyrost wartości natężenia pola przebicia ze wzrostem gęstości jest znacznie większy niż dla grupy węglowodorów nasyconych.

### Hipotezy co do mechanizmu przebicia elektrycznego

Dla wyjaśnienia wyników tych prac wysunięto szereg hipotez, co do uzasadnienia zmiany wartości natężenia przebicia ze zmianą właściwości energetycznych drobin cieczy. Przytoczę z nich te, które zostały ogólnie przyjęte, i te, które doprowadziły do uzyskania zgodności wyników teoretycznych z doświadczalnymi. Na ogół przyjmuje się, że elektrony wyrwane z powierzchni elektrod są przyspieszane przez pole elektryczne i hamowane na skutek zderzeń z drobinami cieczy. Mechanizm hamowania elektronu w cieczach jest na ogół inny niż mechanizm hamowania elektronu w gazach (por. prace A. Hippla [37], T. J. Lewisa [14] i innych).

W gazach elektron traci energię głównie w procesach jonizacji i w procesach pobudzania atomów czy drobin. W cieczach ze względu na to, że gęstość środowiska jest o parę rzędów wielkości większa niż w gazach i że wobec tego średnia droga swobodna jest znacznie mniejsza (rzędu  $10^{-7}$  cm), elektron może uzyskać na tej drodze znacznie mniejsze ilości energii niż w gazach i traci je następnie przy zderzeniu z drobinami. Ta energia utracona przez elektron zostaje przekazana energii drgań atomów wzdłuż wiązań chemicznych, energii związanej z obrotami poszczególnych grup i z wibracjami całego łańcucha drobin. Energie te są znacznie mniejsze od energii pobudzania atomów czy energii jonizacji i dlatego przyspieszenie elektronu do granicy prędkości odpowiadającej energii jonizacji  $E \approx 10-20$  eV jest znacznie trudniejsze, tzn. wymaga działania wyższych pól elektrycznych.

Wartości liczbowe ilustrujące te stosunki energetyczne można zestawić w sposób następujący:

- a) jonizacja atomu lub drobin jest rzędu 10—24 eV,
- b) pobudzenie atomu czy drobin jest rzędu 2—7 eV,
- c) pobudzenie do drgań poszczególnych wiązań chemicznych czy drgań całej siatki krystalicznej, czy pseudokrystalicznej drobin jest rzędu 0,111—0,366 eV.

Na ogół zakładano (Crowe [31], Lewis [13, 14], Adamczewski [35]), że kryterium dla przebicia jest takie, że natężenie przebicia  $E$  musi spełniać zależność:

$$eE\lambda = Kh\nu \quad (2)$$

gdzie:  $e$  — ładunek elementarny,

$\lambda$  — średnia droga swobodna w cieczy,

$h\nu$  — jedna z energii drgań własnych drobin.

$K$  jest wielkością charakteryzującą warunki doświadczalne. Średnią drogę swobodną można obliczyć ze wzoru:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{d}{M} N \sum_i n_i Q_i \quad (3)$$

gdzie

$d$  oznacza gęstość cieczy,

$M$  — jej masę drobinową, a wyrażenie

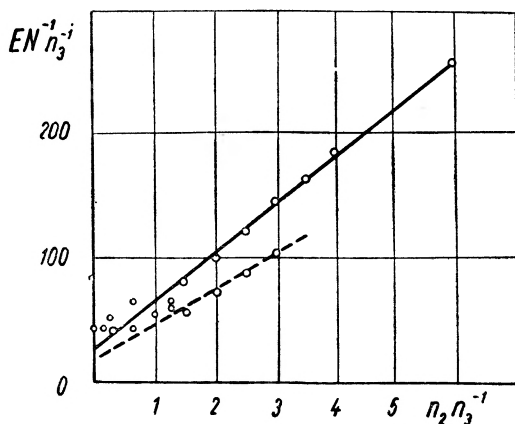
$\sum_i n_i Q_i$  oznacza sumę przekrojów czynnych na zderzenia nieelastyczne dla

tych części składowych drobiny chemicznej, które grają rolę w hamowaniu elektronu. Mogą to być np, poszczególne atomy węgla i wodoru (Crowe i inni [9, 10]) poszczególne grupy  $\text{CH}_2$  i  $\text{CH}_3$  (Lewis) drobiny jako całość itd, oraz różnego rodzaju wiązania chemiczne i wibracje i rotacje poszczególnych części drobiny.

$n_i$  — oznaczają liczbę grup  $\text{CH}_2$  czy  $\text{CH}_3$  w drobinie. Ogólną formę tego wzoru Lewis [13, 14] pisze w postaci:

$$E = KNve^{-1} \sum_i n_i Q_i. \quad (4)$$

Na rys. 15 pokazany jest wykres zależności  $EN^{-1} n_3^{-1}$  względem  $n_2 n_3^{-1}$  podany przez Lewisa [3, 14].



Rys. 15. Zależność  $EN^{-1}n_3^{-1}$  od  $n_2n_3^{-1}$  w parafinach według wzoru (000) (z pracy Lewisa [3, 14])  
Linia ciągła — napięcie impulsowe,  
linia przerywana — napięcie ciągłe,  
punkty białe — dla cieczy z pominięciem przekroju czynnego  $Q_1$

Ciekawą i bardzo prostą hipotezę dla kryterium przebicia w węglowodorach ciekłych wysunął autor (Adamczewski [35]). Podstawą tej hipotezy było założenie, że główną rolę przy przebicciu gra pęknięcie wiązania kowalentnego (C—C) w drobinach, którego energia wynosi 0,111—0,14 eV. Jeżeli natężenie pola elektrycznego staje się tak duże, że elektron może osiągnąć na średniej drodze swobodnej w cieczy energię tego rzędu, wtedy następują zerwanie tych wiązań i w cieczy powstaje przebicie elektryczne.

Charakterystyczne dla tego założenia jest to, że przekrój czynny na takie zderzenie elektronu z drobiną jest proporcjonalny do jej geometrycznego przekroju poprzecznego, a więc i do długości łańcucha. Sukcesem tej hipotezy było uzyskanie w prosty sposób końcowych wzorów liczbowych, które dają zgodność z wynikami doświadczalnymi innych autorów i to zarówno dla węglowodorów nasyconych, jak i dla ich związków rozgałęzionych, a nawet i dla grupy węglowodorów aromatycznych.

Nie jest jednak również wykluczone, że takie pękanie wiązań kowalencyjnych może być wywołane przez bezpośrednie działanie pola elektrycznego (bez udziału elektronów) i daje w efekcie wtórnym lawinę elektronów i jonów, wywołującą przebicie elektryczne.

Dokładne streszczenie teorii autora będzie podane w części drugiej tego artykułu, gdzie również będą zebrane wyniki niektórych prac doświadczalnych (tablica 1).

Tablica 1

n	M	d	E V/cm 10 <sup>6</sup>		
			dośw.	teor.	
Grupa węglowodorów nasyconych C <sub>n</sub> H <sub>2n+2</sub>					
5	Pentan C <sub>5</sub> H <sub>12</sub>	72,14	0,627	1,44	1,44
6	Heksan C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	86,17	0,659	1,56	1,57
7	Heptan C <sub>7</sub> H <sub>16</sub>	100,19	0,6838	1,66	1,68
8	Oktan C <sub>8</sub> H <sub>18</sub>	114,22	0,703	1,79	1,77
9	Nonan C <sub>9</sub> H <sub>20</sub>	128,25	0,717	1,84	1,85
10	Dekan C <sub>10</sub> H <sub>22</sub>	142,27	0,730	1,92	1,91
14	Tetradekan C <sub>14</sub> H <sub>30</sub>	198,37	0,762	2,00	2,08
6	Izo-heksany C <sub>6</sub> H <sub>14</sub>	86,17			
	2-Methylpentan		0,654	1,49	1,44
	2,2-Dimethylbutan		0,649	1,33	(1,21)
	2,3-Dimethylbutan		0,662	1,38	(1,21)
7	Izo-heptan C <sub>7</sub> H <sub>16</sub> (2,4-Dimethylpentan)	100,19	0,673	1,44	1,44
8	Izo-oktan C <sub>8</sub> H <sub>18</sub> 2,2,4-Trimethylpentan	114,22	0,692	1,40	1,44
Grupa węglowodorów aromatycznych					
6	Benzen C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	78	0,879	1,63	1,56
7	Metylobenzen C <sub>7</sub> H <sub>8</sub>	92	0,866	1,99	1,98
8	Etylobenzen C <sub>8</sub> H <sub>10</sub>	106	0,867	2,26	2,28
9	n-propylobenzen C <sub>9</sub> H <sub>12</sub>	120	0,862	2,50	2,53
9	i-propylobenzen C <sub>9</sub> H <sub>12</sub>	120	0,864	2,38	2,18
10	n-butylobenzen C <sub>10</sub> H <sub>14</sub>	134	0,862	2,75	2,73
10	i-butylobenzen C <sub>10</sub> H <sub>14</sub>	134	0,867	2,22	2,44

$$E_1 = 2,6 \cdot 10^6 \left( \frac{n-1}{n+2,27} \right) \text{ i } E_2 = 4,34 \cdot 10^6 \left( \frac{n-4}{n-0,427} \right)$$

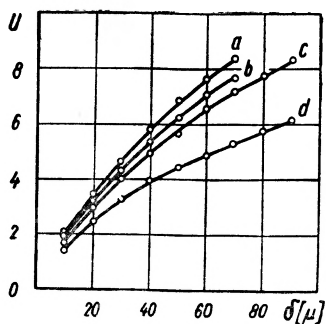
W jednej z najnowszych prac Ward i Lewis [16] wysunęli statystyczną koncepcję wyjaśnienia przebicia w cieczy. Dokładniej będzie ona omówiona w części teoretycznej tej pracy.

#### Wpływ materiału i powierzchni elektrod na przebicie elektryczne

Liczne badania doświadczalne, wykonane przez różnych autorów, wykazały wyraźny wpływ materiału powierzchni i sposobu przygotowania i odgazowania elektrod na wartość przebicia elektrycznego. Wpływ pracy wyjścia elektronu

z metalu do cieczy wykazali między innymi Goodwin i MacFadyen [10] dla napięć impulsowych, a Salvage [29] dla napięć stałych. Edwards [34], Maksiejewski i Tropper [30] znaleźli różnice dla elektrod ze stali i z fosforobrazu w różnych cieczach w normalnych warunkach, ale przy dokładnym odgazowaniu elektrod różnice te zanikały. Podobnie Lewis [48] stwierdził minimalne różnice pomiędzy działaniem elektrod z aluminium, chromu, miedzi, platyny, stali nierdzewnej.

Zein El-Dine i Tropper [38] wykazali, że różnice w działaniu materiału elektrod zaznaczają się wyraźnie przy napięciach ciągłych, a zanikają często przy stosowaniu napięć impulsowych. Badania te nie dawały jednak jedno-



Rys. 16. Zależność napięcia przebicia  $U_p$  (w MV) od odległości elektrod  $\delta$  (w  $\mu$ ) dla różnego materiału elektrod i dla różnego kształtu katody. Katoda płaska: a) Cr, b) Cu, c) Al, katoda punktowa d) Cr, Cu, Al (z pracy Lewisa [3], [42])

znacznej odpowiedzi i zależały w dużym stopniu od sposobu preparowania elektrod, ich odgazowania i rodzaju cieczy pokrywającej je. Upřednio Dornte [8] znalazł nawet, że w tych samych cieczach (heptanie czy benzenie) wartości natężenia przebicia mogą się wahać w bardzo szerokich granicach od 100 kV/cm do 1700 kV/cm w zależności od sposobu spreparowania elektrod. Na ogół tłumaczono to w ten sposób, że przebicie elektryczne w cieczy zależy głównie od dwóch zjawisk:

- 1) od emisji elektronów z powierzchni katody,
- 2) od mechanizmu wytwarzania lawiny elektronów i jonów w cieczy.

Obydwa te zjawiska wykazują pewne właściwości progowe w tym samym rzędzie wielkości natężenia pola elektrycznego około  $10^6$  V cm<sup>-1</sup>. Rozbieżność wyników doświadczalnych zależy od tego, czy przeważa zjawisko pierwsze czy drugie, uwarunkowane materiałem powierzchni elektrod lub czystości cieczy. Można to wykazać między innymi stosując układ elektrod: punkt-płaszczyzna i zmieniając na nich znaki napięcia. Wpływ elektrod zaznacza się wtedy wyraźnie, jeśli punkt jest katodą, natomiast w przypadku, kiedy jest on anodą, przeważa zjawisko w cieczy. Na rys. 16 pokazany jest z pracy Lewisa [13] układ zależności napięcia przebicia od odległości elektrod w heksanie dla kilku różnych substancji (Al, Cu, Cr) w przypadku, kiedy katodą jest punkt (nie ma różnicy dla różnych metali) i w przypadku, kiedy katodą jest płaszczyna, napięcie

wzrasta w szeregu Al, Cu, Cr. Podobne zależności otrzymali dla olejów transformatorowych Zein El-Dine i Tropper [38] przy stosowaniu napięć impulsowych  $\tau_0 = 1/3 \mu\text{sek}$ . Badania nad zależnością wartości natężenia przebiecia od powierzchni elektrod prowadzili między innymi Maksiejewski i Tropper [30] Salvage [29], Weber i Endicott [39] i inni, ale wyniki tych badań są rozbieżne i wskazują na statystyczny charakter zjawiska.

#### Zależność natężenia przebiecia od liczby przebić

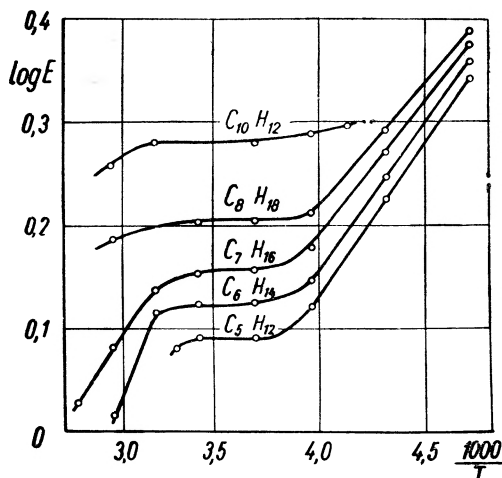
Ciekawe zjawisko zaobserwowano dla stałego napięcia przy badaniu wartości natężenia przebiecia od liczby przebić. Okazuje się, że natężenia przebiecia mają znacznie niższe wartości w pierwszych próbach niż w dalszych, rosną systematycznie z liczbą prób i dopiero po pewnej liczbie przebić osiągają wartości stałe potwarzalne; później jednak ulegają znowu obniżeniu. To zjawisko było obserwowane przez wielu autorów, przy tym liczba tych wstępnych przebić była określana bardzo różnie od kilku do 30—40. Natężenia przebiecia rosły w tym obszarze od 50 do 100%. Tłumaczono to w ten sposób, że pierwsze przebiecia powodują usuwanie z cieczy i z powierzchni elektrod pęcherzyków gazu i zanieczyszczeń. Późniejszy ponowny spadek wartości natężenia przebiecia tłumaczono zniszczeniem próbki cieczy, wytworzeniem w niej kanałów i uszkodzeniem powierzchni katody.

#### Zależność od temperatury i ciśnienia

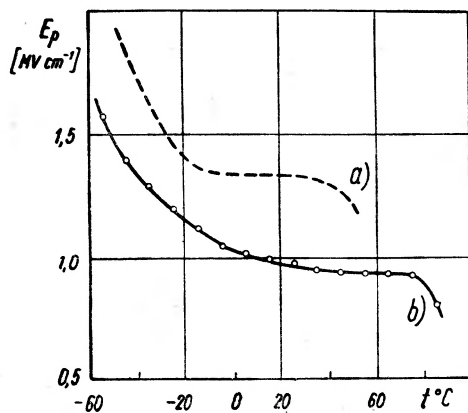
Podwyższenie temperatury cieczy powoduje na ogół obniżenie natężenia przebiecia elektrycznego, jak to wykazały między innymi prace Lewisa [3], Salvaga [29], Maksiejewskiego i Troppera [30], Crowe'a, Bragga i Sharbaugh [33] i innych. Przykładem takich zależności może być rys. 17. Widzimy z niego, że poza pewnym obszarem temperatury w pobliżu temperatury pokojowej, w którym logarytm natężenia przebiecia prawie nie ulega zmianie, wykazuje on silny wzrost (logarytmiczny) ze zmniejszeniem temperatury. Np. Salvage [29] stwierdził zmniejszenie się natężenia przebiecia z wartości  $900 \text{ kV cm}^{-1}$  przy  $5^\circ \text{C}$  do  $500 \text{ kV cm}^{-1}$  dla  $60^\circ \text{C}$  w heksanie dla stałego napięcia, a Goodwin i McFadyen [10] ustalili dla kilku związków grupy węglowodorów nasyconych ogólną zależność typu  $\log E \sim T^{-1}$ . Zmniejszenie natężenia przebiecia ze wzrostem temperatury można tłumaczyć ogólnie maleniem gęstości i lepkości cieczy z temperaturą, a więc zwiększeniem ruchliwości jonów i elektronów.

Na rys. 18 pokazany jest wykres natężenia przebiecia w zależności od temperatury dla parafin i dla silikonów (z pracy Lewisa [42]), a na rys. 19 pokazane są wykresy natężenia przebiecia w zależności od gęstości i lepkości (z tej samej pracy).

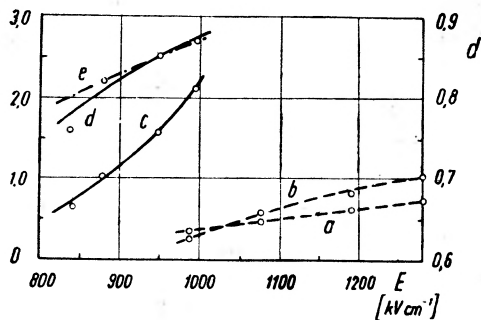
Trzeba jednak zaznaczyć, że wyniki różnych badań nad tym zagadnieniem nie są zgodne i że spotyka się również takie prace, w których nie stwierdzono



Rys. 17. Zależność natężenia przebicia  $E_p$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) od temperatury  $T$  (w  $^\circ\text{K}$ ) dla różnych węglowodorów nasyconych przy odległości elektrod równej  $30\mu$  (z pracy Edwardsa [34] i Lewisa [3])



Rys. 18. Zależność natężenia przebicia elektrycznego  $E$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) od temperatury dla silikonów ( $\delta = 5 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ ) i parafin ( $\delta = 3 \cdot 10^{-3} \text{ cm}$ ) (z pracy Lewisa [42])



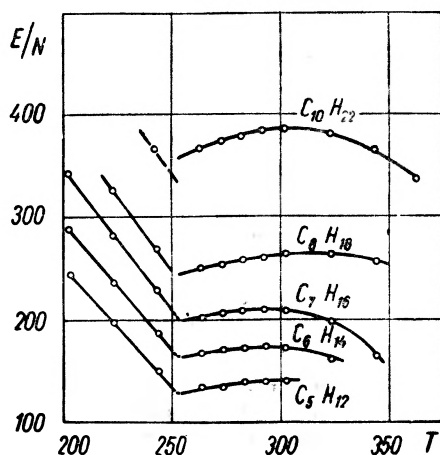
Rys. 19. Zależność natężenia przebicia  $E$  (w  $\text{kV cm}^{-1}$ ) od lepkości i gęstości cieczy dla grupy silikonów (krzywe ciągłe) i dla parafin (krzywe przerywane) (z pracy Lewisa [42])



żadnej zależności natężenia przebicia od temperatury, albo nawet znaleziono efekt przeciwny (ujemny współczynnik zmiany), jak np. w pracy Edwardsa [34] dla alkoholu etylowego i w pracy Hoovera i Hixsona [40] dla olejów mineralnych.

Te rozbieżności w wynikach niektórych prac tłumaczy się bliżej nieokreślonym wpływem pojawiania się lub zanikania pęcherzyków powietrza w cieczy i na powierzchni elektrod.

Bezsporny jest natomiast silny spadek wartości natężenia przebicia w cieczy w pobliżu jej temperatury wrzenia (Lewis [3]).



Rys. 20. Zależność  $E/N$  od  $T$  według wzoru (4) i z pracy Edwardsa [34]

Na rys. 20 przedstawione są zależności stosunku ( $E/N$ ) natężenia przebicia ( $E$ ) do liczby drobin cieczy w  $1\text{ cm}^3$  ( $N$ ) od temperatury ( $T$ ) dla różnych związków grupy węglowodorów nasyconych (z pracy Edwardsa [34]). Autor tej pracy przypuszczał, że trzy różne obszary tej zależności, które można rozróżnić na rysunkach 17 i 20, są spowodowane zmianami oporu elektrycznego cieczy wywołanymi przez wibracje długich łańcuchów drobin węglowodorów w pseudokrystalicznej strukturze cieczy.

Badania nad zmianami natężenia przebicia od ciśnienia nad cieczą nie dały zgodnych i jednoznacznych wyników.

Maksiejewski i Tropper [30] znaleźli zmianę  $E$  od około  $200\text{ kV cm}^{-1}$  przy  $155\text{ mmHg}$  do około  $500\text{ kV cm}^{-1}$  przy ciśnieniu  $760\text{ mmHg}$ . Podobnie wyraźną zależność znaleźli Watson i Higham [41] w olejach parafinowych dokładnie przefiltrowanych i odgazowanych. Zjawisko to jest jednak na ogół kapryśne, zależy od ilości rozpuszczonego w cieczy i zaadsorbowanego na elektrodach powietrza, od długości trwania impulsu napięcia i od znaku napięcia na katodzie. Przypuszcza się, że wysokie napięcie może wywołać w cieczy powstawanie pęcherzyków gazu, które prowadzą do jonizacji i przebicia (Lewis [48]).

### Inne zależności natężenia przebicia

Kilku autorów badało wpływ promieniowania jonizującego na przebicie. Używano promieniowania gamma radu i kobaltu-60 o aktywności ok. kilku mC. Przeważnie nie stwierdzali oni żadnego efektu (Lewis [42], Maksiejwski i Tropper [30] Goodwin i McFadyen [10]) albo efekt tak mały, że nie wykroczył poza wahania statystyczne. Ci ostatni stwierdzili tylko skrócenie czasu  $\tau_0$ , ale też nie wiadomo, czy efekt ten nie leżał poza granicami błędu pomiarowego.

Autorzy ci przypuszczali, że w wysokich polach wpływ emisji elektronów jest tak duży, że niknie przy nim oddziaływanie promieniowania jonizującego.

Przy wielkich dozach rzędu megaradów, jakie można otrzymać za pomocą reaktorów lub akceleratorów, obserwowano jednak (Stark i Garton [86]) wyraźny wpływ napromieniowania jonizującego na wytrzymałość polietylenów, zaznaczający się szczególnie wyraźnie w temperaturach powyżej punktu topnienia. Mianowicie napromieniowanie powodowało wzrost natężenia przebicia rzędu 100—300% przy dozach rzędu 100—300 Mradów. Autorzy tłumaczyli to zmianami chemicznymi substancji wywołanymi przez pękanie drobin normalnych i łączenie się ich fragmentów w znacznie dłuższe i większe drobiny. Podobne zjawisko obserwowano zresztą przy badaniu wytrzymałości mechanicznej.

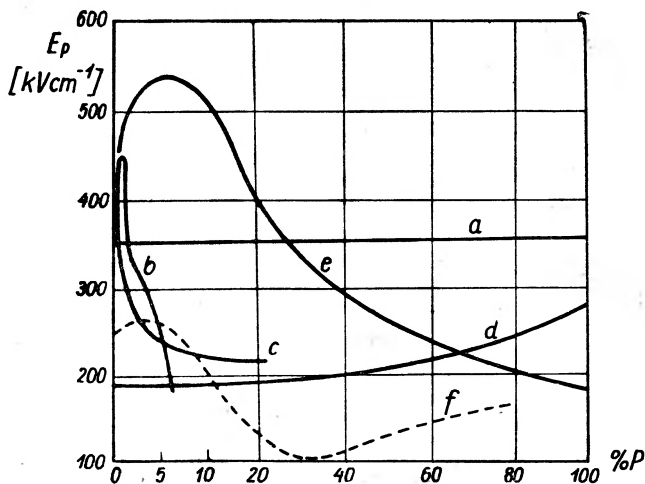
Podobnie nie obserwowano wpływu promieniowania nadfioletowego na przebicie, mimo że oddziaływanie tego promieniowania na dysocjację drobin węglowodorów w stanie pary było stwierdzone wyraźnie (Weber i Endicott [43]). Przypuszcza się jednak, że w cieczy zachodzi tak duża absorpcja w warstwach zewnętrznych, że promieniowanie nadfioletowe może nie dochodzić do przestrzeni między elektrodami.

### Wpływ domieszek i zanieczyszczeń

Fakt, że stopień czystości cieczy ma decydujący wpływ na jej wartość przewodnictwa i przebicia elektrycznego jest na ogół ustalony bezspornie prawie przez wszystkich badaczy. Niektórzy zanieczyszczali naumyślnie i systematycznie bardzo czyste ciecze, żeby stwierdzić ilościowy wpływ domieszek różnego rodzaju na zmianę wartości przebicia. Np. Friese [49], Zein El-Dine i H. Tropper [38] i inni dolewali do bardzo czystego odgazowanego oleju wody (do 200 p. p m) i stwierdzili znaczne obniżenie natężenia przebicia od 700 do 100 kV cm<sup>-1</sup>, jak również znaleźli zależność od czasu działania stałego napięcia. Stwierdzono również silny wzrost prądu w obszarach wysokiego pola przed przebicciem. Efekt ten był na ogół dobrze znany i tłumaczony dużą zdolnością dysocjacyjną wody i wytwarzaniem dużej liczby jonów i w samej objętości cieczy, i przy elektrodach.

Ciekawsze badania dotyczyły dolewania do cieczy innych domieszek, które niekiedy zwiększały nawet wytrzymałość cieczy na przebicie elektryczne.

Suzuki i Fujioka [44] stwierdzili np., że dodanie do oleju jodu w ilości  $0,01 \text{ g l}^{-1}$  zwiększało wartość napięcia przebicia o 18%, ale większe ilości jodu np.  $0,1 \text{ g l}^{-1}$  zmniejszały tę wartość o 5%. Ten sam efekt odkryli zresztą i dla innych domieszek. Ruhle [45] przeprowadzał podobne badania w węglowodorach, ale niestety jego podstawowe ciecze nie były oczyszczone do wartości wymaganych dla czystych prac fizycznych, o czym świadczy niska wartość napięcia przebicia (ok.  $350 \text{ kV cm}^{-1}$ ). Wyniki jego pomiarów pokazane są na rys. 21. Ruhle przypuszcza, że ciecze o większej stałej dielektrycznej gromadzą się przy elektrodach i powodują zmiany w rozkładzie napięcia pola.



Rys. 21. Zależność napięcia efektywnego przebicia  $E_{ef,p}$  (w  $\text{kV cm}^{-1}$ ) od ilości domieszek (w % ciężaru) dla prądu zmiennego 50 Hz. Wszystkie krzywe ciągłe odnoszą się do heksanu jako cieczy podstawowej, krzywa przerywana do oleju. a) czysty heksan, b) z nitrobenzenem, c) z acetonem, d) z ksylolem, e) z chlorobenzenem, f) olej z chlorobenzenem (z pracy Suzuki i Fujioka [44], oraz z pracy Ruhle [45])

Z innych prac w tym kierunku należy wymienić jeszcze prace Musseta, Nikuradsego, Ulbricha [46], Bootha, Johnsona [47]. Ze względu na znaczenie techniczne i przemysłowe dużą uwagę zwraca się na możliwości powiększenia wytrzymałości ciekłych izolatorów na przebicie przez dodanie odpowiednich domieszek. Znalezione np. że dodanie *p*-nitrotoluenu do oleju kablowego zwiększa jego wytrzymałość o 48%.

Prace te wymagają jednak dalszych badań przeprowadzanych w warunkach możliwie najbardziej dokładnych i powtarzalnych.

#### Inne metody badań

Wśród szeregu innych badań nad przebiciami elektrycznymi na uwagę zasługują te, które są prowadzone za pomocą fotografowania i filmowania wyładowania i przebicia cieczy. Komelkov [50], Skowroński [53], Liao

i Anderson [51], Sommerman, Bute. Larson [52] opublikowali szereg zdjęć z wyładowań koronowych, powstawania i rozwoju „streamerów“ i przebić.

W tablicy na końcu artykułu pokazano kilka fotografii z filmów J. I. Skowrońskiego [53], z przebić wykonanych w oleju technicznym, tzn. zawierającym nieznaczne ilości zanieczyszczeń, ślady wilgoci i gazy. Jak widać z fotografii obraz rozwoju iskry jest zbliżony do obrazu, jaki obserwuje się w powietrzu.

Skowroński uważa, że aktywny udział w rozwoju wyładowania biorą elektrony wyemitowane z katody, ale początek wyładowania rozwija się w postaci „streamera“ z anody — w kanalikach (nie świecących) opróżnionych z oleju przez ciężkie jony dodatnie i wypełnionych przez gazy. Wyładowanie główne następuje wtedy, kiedy jeden z takich kanalików dosięgnie katody. Tzw. przebicia mostkowe są wywołane przez elektrony wyrwane z katody lub pęcherzyki gazu znajdujące się w pobliżu anody.

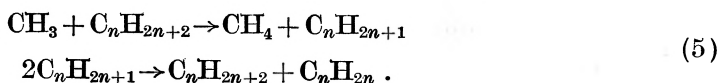
Skowroński podkreśla między innymi znaczenie tzw. „wiatru elektrycznego“, który powstaje znacznie wcześniej niż wyładowania wstępne (ulot, korona) i przez rozwiewanie mostków może zwiększać wytrzymałość cieczy na przebicie.

Ponadto Skowroński sugeruje dla badań przebić inny układ elektrod (półkula o promieniu  $r = 20$  cm wewnątrz półkulistej czaszy o promieniu  $r = 40$  cm) zamiast podawanej przez CEJ (kule o średnicy 12,5 cm w odległości 2,5 mm) albo VDE (elektrody o promieniu 25 mm).

W niektórych pracach zajmowano się specjalnie rolą pęcherzyków par i gazów w cieczy i przy elektrodach w przewodnictwie przy wysokich polach i przy przebicu elektrycznym.

Stwierdzono, że jony wytworzone w takich pęcherzykach mogą tworzyć swobodne rodniki, które z kolei mogą wytwarzać nowe pęcherzyki gazów takich, jak wodór czy metan.

Basseches i Molean [54] sugerują między innymi powstawanie związków nienasyconych w węglowodorach parafinowych, a mianowicie:



Buchholtz [54] wskazał na zmiany chemiczne prowadzące do wzrostu lepkości.

Watson i Highon [55] badali powstawanie luk i wkłęśnięć w cieczy w czasie przebić.

Konieczne jest przeprowadzenie dalszych badań w tym kierunku za pomocą nowoczesnych metod fizycznych, takich jak metoda szlierów (Schlierenmethode), metoda komór pęcherzykowych (stosowanych w badaniach fizyki jądrowej), komór dyfuzyjnych, liczników scyntylacyjnych itd.

Niektóre z tych badań zostały już zapoczątkowane przez Nagao [56], Buchholtza [54] i innych.

### Przebicia elektryczne w polach szybkozmiennych

Badania wpływu częstotliwości pól szybkozmiennych na wartość natężenia przebiecia elektrycznego w cieczach dielektrycznych mają duże znaczenie dla radiotechniki. Niestety były one przeprowadzane głównie w cieczach o czystości technicznej i dlatego nie wszystkie otrzymanywane w nich wyniki były powtarzalne i mogły doprowadzić do konkretnych wniosków.

Dlatego przytoczę tu tylko kilka najważniejszych wybranych z pracy Koppelmana [90] i Waltera i Ingego [22, 72]. Przy małych częstotliwościach od 0 do 600 herców natężenie przebiecia rośnie o około 60 do 100% dla heksanu i oleju ze wzrostem częstotliwości, przy dużych częstotliwościach rzędu 0,4 MHz do 12 MHz natężenie przebiecia maleje prawie do 1/4 przy wzroście częstotliwości. Przypuszcza się, że w tym przypadku przebiecie jest typu cieplnego. Wynik ten zależny jest jednak w dużej mierze od czystości cieczy.

Ciekawy efekt zaobserwowano przy badaniu wpływu kształtu krzywej napięcia na przebiecie. Mianowicie w cieczach nieoczyszczonych główną rolę gra napięcie efektywne przebiecia równe dla wszystkich częstotliwości, natomiast w cieczach oczyszczonych główną rolę gra amplituda napięcia. Taki przebieg zależności wskazywałby na to, że w cieczach nieoczyszczonych mechanizm przebiecia ma raczej charakter cieplny, a w cieczach bardzo czystych ma charakter elektryczny. Obserwowano między innymi, że w tej samej cieczy początkowo słabo oczyszczonej charakter przebiecia zmieniał się w miarę zwiększania się liczby przebiegów, przechodząc od napięcia efektywnego do napięcia amplitudy, co świadczyłoby o oczyszczaniu cieczy w czasie tych badań.

Wpływ zanieczyszczeń i domieszek ciekłych i gazowych jest znacznie widoczniejszy przy małych częstotliwościach niż przy dużych. Obserwowano, że przefiltrowanie i osuszenie oleju zwiększa napięcie przebiecia około 3 razy przy częstotliwościach 50 herców, a tylko 1,3 razy przy częstotliwościach rzędu  $10^5$  herców.

Zależność napięcia przebiecia od temperatury wykazuje dla wielu cieczy maksimum, położone w różnych temperaturach od  $30^\circ\text{C}$  do  $80^\circ\text{C}$ , przy czym wysokość maksimum obniża się ze wzrostem wysokich częstotliwości (w granicach od 0,4 do 12 MHz). Łączono występowanie tego maksimum z odwrotnymi zmianami kąta stratności z temperaturą, przy których występuje minimum przy tych samych temperaturach. Wzrost ciśnienia w granicach od 0 do 800 mm Hg powoduje wzrost napięcia przebiecia o około 200 do 300%.

### Teoria przewodnictwa elektrycznego cieczy dielektrycznych w wysokich polach i teoria przebiecia elektrycznego

W jednym z poprzednich artykułów autora [2] w „Postęпах Fizyki“ omówione były podstawy najważniejszych teorii przewodnictwa elektrycznego cieczy dielektrycznych a mianowicie: teorii Jaffego, Plumley, Joffego

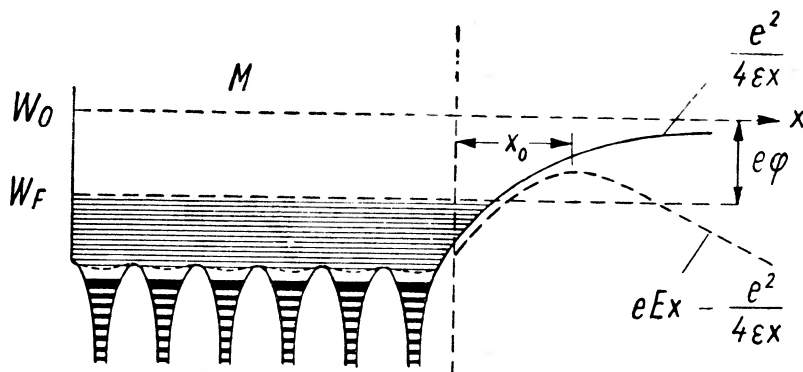
i półprzewodnikowej. W wielu przypadkach można je zastosować również do wysokich pól elektrycznych.

W artykule niniejszym nie będziemy już powtarzali rozważań omówionych poprzednio, ale rozpatrzmy kilka problemów teoretycznych charakterystycznych dla przewodnictwa w wysokich polach i dla przebiegów elektrycznych. Do takich problemów należą:

- a) emisja elektronów z katody do cieczy pod wpływem pola elektrycznego,
- b) pomnażanie liczby elektronów na skutek jonizacji zderzeniowej i lawinowej,
- c) wpływ rozkładu pola elektrycznego pomiędzy elektrodami,
- d) mechanizm przenoszenia nośników ładunku (elektronów, jonów) w cieczy,
- e) możliwość dysocjacji drobin cieczy przez elektrony i jony przyspieszone w polu elektrycznym.

#### Rozkład energii elektronu na granicy metal-ciecz

Zagadnienie emisji elektronów z metalu zostało opracowane bardzo dokładnie przez współczesną teorię metali, a w szczególności przez teorię kwantową metali na podstawie statystyki Fermiego-Diraca, jako jeden z tematów granicznych.



Rys. 22. Rozkład energii przy przejściu z metalu do cieczy w obecności pola elektrycznego

Jak wiemy, rozkład energii elektronów w metalu i w pobliżu jego powierzchni można według tej teorii przedstawić w postaci pokazanej na rys. 22.

Wewnątrz metalu większa część elektronów jest związana z ich atomami macierzystymi i znajduje się na oddzielnych dyskretnych poziomach energetycznych tych atomów. Natomiast część elektronów walencyjnych porusza się wewnątrz metalu w stanie swobodnym. Ich poziomy energetyczne są również skwantowane, ale należą do całego metalu, przy tym są ograniczone od góry tzw. poziomem Fermiego  $W_F$ . Dla wyrwania elektronu z metalu potrzebna jest pewna praca, tzw. praca wyjścia ( $e\phi$ ), którą fizycznie tłumaczy się koniecznością pokonania sił przyciągania elektrostatycznego zewnętrznej warstwy jonów do-

datnich siatki krystalicznej metalu. Tę pracę wyjścia określa różnica  $W_0 - W_F$  poziomów energii potencjalnej elektronu na zewnątrz metalu i na poziomie Fermiego.

Wpływ temperatury czy wysokich pól elektrycznych może zmniejszyć pracę wyjścia i spowodować wzrost emisji elektronów z powierzchni metalu.

Jeżeli oznaczymy przez  $W_p$  energię potencjalną elektronu na zewnątrz metalu, to:

$$W_p = \frac{e^2}{4\epsilon x}. \quad (6)$$

W temperaturze  $T$  prąd elektronów z metalu jest określony przez wzór Schottkyego lub Richardsona:

$$I = AT^2 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right), \quad (7)$$

gdzie  $A$  oznacza stałą charakterystyczną dla danego metalu, a  $k$  — stałą Boltzmanną.

W przypadku, kiedy na zewnątrz metalu znajduje się substancja o stałej dielektrycznej  $\epsilon$  i panuje pole elektryczne o natężeniu  $E$ , rozkład energii się zmienia i wynosi:

$$W_p = -eEx - \frac{e^2}{4\epsilon x}. \quad (8)$$

W odległości  $x_0 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{e}{\epsilon E}}$  od powierzchni metalu istnieje maksimum energii potencjalnej, które powoduje obniżenie pracy wyjścia elektronu z metalu do cieczy o

$$\Delta\varphi = \sqrt{\frac{eE}{\epsilon}}.$$

Baker i Boltz [5] zmodyfikowali nieco wzór Schottkyego i otrzymali zależność prądu elektronów ( $I$ ) emitowanych z katody do cieczy w temperaturze  $T$  i w polu elektrycznym  $E$  w postaci:

$$I = AT^2 \exp\left\{\frac{-e\varphi - \left(\frac{eE}{\epsilon}\right)^{1/2}}{kT}\right\}. \quad (9)$$

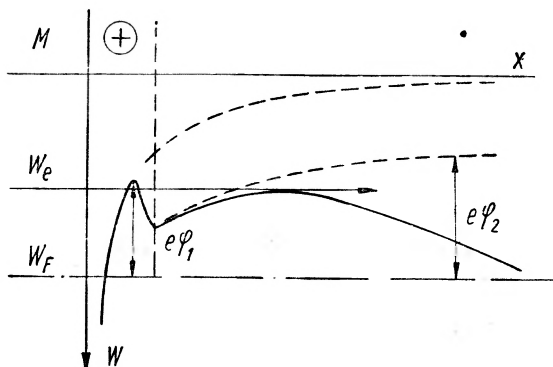
Fowler i Nordheim [63] wyprowadzili wzór dla natężenia prądu elektronowego z metalu wywołanego działaniem pola elektrycznego o natężeniu  $E$  (tzw. zimnej emisji elektronów) w postaci:

$$I = AE^2 \exp\left(-\frac{b}{E}\right) \quad (10)$$

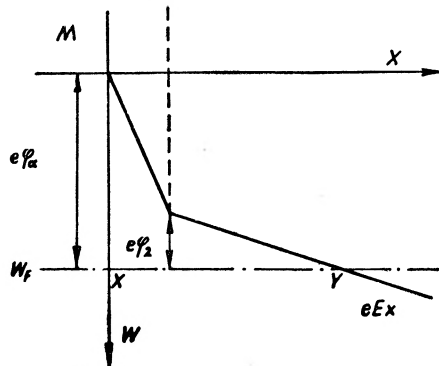
który stosuje się głównie do wysokich pól.

Lewis [3] przyjął ponadto, że nieregularności powierzchni katody i warstwa jonów dodatnich zbierających się przy katodzie mogą jeszcze znacznie zmniej-

szyć pracę wyjścia elektronów z powierzchni katody do cieczy. Stosunki energetyczne w tym przypadku przedstawione są na rys. 23, przy tym, jak widać z rysunku, główna różnica w rozkładzie energii potencjalnej w pobliżu katody polega na wytworzeniu dwóch maksimum, z których drugie jest niższe od pierwszego. Elektron na skutek efektu tunelowego może przejść przez wąskie pierwsze maksimum i łatwiej znaleźć się w cieczy. Równanie (10) ulegnie wtedy zmianie



Rys. 23. Bariera potencjału w pobliżu katody przy oddziaływaniu dodatniej warstwy jonów według Lewisa [3]



Rys. 24. Rozkład energii w pobliżu bariery potencjału w przypadku rys. 23

o tyle, że wystąpi w nim nowy czynnik  $D$  — współczynnik przejścia elektronu przez pierwszą barierę potencjału, dzięki czemu natężenie prądu wzrośnie.

House [12], Goodwin i McFadyen [10], Dornte [8], Green [11] rozpatrywali możliwość wyjaśnienia emisji elektronów z metalu do cieczy za pomocą teorii Fowlera, Nordheima. Po uzupełnieniu wpływu warstwy jonów dodatnich zebranych przy katodzie otrzymali oni wzór:

$$j = AE^2 \varphi_0^{-1} \exp[-6,8 \cdot 10^7 (\varphi_2^{3/2} E^{-1} + \Phi)] \quad (11)$$

gdzie  $A$  jest stałą określoną przez metal,  $\varphi_0$  i  $\varphi_2$  oznaczają potencjały wyjścia elektronu z metalu, ( $\varphi_0$ ) i potencjał ( $\varphi_2$ ) obniżony przez działanie pola elektrycznego,  $\Phi$  jest funkcją  $\varphi_0$  i  $\varphi_2$ .

Rozkład energii potencjalnej elektronu w tym przypadku pokazany jest na rys. 24.



Natężenia pola wymagane do wytworzenia zimnej emisji elektronów są rzędu  $10^6 \text{ V cm}^{-1}$ ; dla mniejszych pól, nawet rzędu  $10^5 \text{ V cm}^{-1}$ , emisja gra bardzo małą rolę ze względu na to, że dla emisji szerokość bariery XY powinna być rzędu  $10 \text{ \AA}$ .

Le Page i Du Bridge [7] i House [12] rozpatrywali również możliwość emisji małej liczby elektronów z katody nawet przy niższych polach na skutek efektu tunelowego.

#### Jonizacja zderzeniowa

Obok zjawiska emisji elektronów z powierzchni katody do cieczy ważną rolę gra zjawisko jonizacji zderzeniowej i lawinowej w samej cieczy.

Teoria tego zjawiska oparta jest na teorii jonów gazowych, która została bardzo dokładnie i obszernie rozbudowana i potwierdzona przez liczne prace doświadczalne. Ogólny monograficzny przegląd tych zagadnień można znaleźć między innymi w „Handbuch der Physik“, t. XXI w artykule Engla [19].

Teorię jonów gazowych zastosowali do cieczy dielektrycznych Schumann [18] i Nikuradse [6] jeszcze w latach 1932 i 1934, otrzymując szereg ciekawych wyników z porównania wzorów teoretycznych z wynikami prac doświadczalnych. Na ogół jednak trzeba zaznaczyć, że istnieje tendencja bardzo ostrożnego stosowania tej teorii do cieczy ze względu na szereg ważnych rozbieżności we właściwościach faz gazowej i ciekłej.

Podstawą teorii jonizacji zderzeniowej jest założenie, że swobodny elektron w gazie czy w cieczy może być przyśpieszony przez pole elektryczne i może wytworzyć na drodze  $1 \text{ cm}$   $\alpha_i$  par jonów dodatnich i ujemnych, przy tym

$$\alpha_i = z_i \frac{1}{v_e} \quad (12)$$

gdzie  $v_e$  oznacza prędkość elektronu, a  $z_i$  oznacza liczbę elektronów wtórnych wytworzonych w ciągu 1 sekundy przez jonizację.

Jeżeli przez  $P(E)$  oznaczymy prawdopodobieństwo tego, że zderzenie prowadzi do jonizacji, przez  $f(E)$  — rozkład energetyczny elektronów (widmo elektronów), przez  $\lambda$  — średnią drogę swobodną elektronu w cieczy, to

$$z_i = \int_0^{\infty} \frac{v}{eV_i} P(E) f(E) dE \quad (13)$$

stosunek  $v/\lambda$  oznacza liczbę zderzeń na sekundę.

Drugim zjawiskiem, które towarzyszy poruszaniu się swobodnych elektronów w gazie czy w cieczy, jest powstawanie jonów ujemnych przez przyklepanie swobodnych elektronów do obojętnych elektrycznie atomów czy drobin.

Jeżeli oznaczymy przez  $\eta$  liczbę elektronów przyklepiających się na drodze  $1 \text{ cm}$ , to możemy napisać następujące równanie dla liczby elektronów ( $n_e$ )

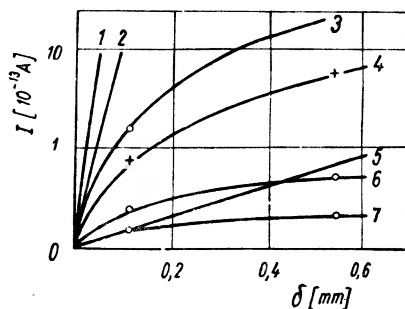
i jonów ujemnych ( $n_-$ ) powstających na drodze  $x$  cm:

$$dn_e = (\alpha_i - \eta)n_e dx; \quad \text{stad} \quad \frac{n_e}{n_0} = e^{(\alpha_i - \eta)\delta} \quad (14)$$

$$dn_- = \eta n_e = \eta n_0 e^{(\alpha_i - \eta)x} dx; \quad \text{stad} \quad \frac{n_-}{n_0} = \frac{\eta}{\alpha_i - \eta} e^{(\alpha_i - \eta)\delta} - \frac{\eta}{\alpha_i - \eta}; \quad (15)$$

$$\frac{i}{i_0} = \frac{n_e + n_-}{n_0} = \frac{\alpha_i}{\alpha_i - \eta} e^{(\alpha_i - \eta)\delta} - \frac{\eta}{\alpha_i - \eta}, \quad (16)$$

gdzie  $\delta$  oznacza odległość elektrod.



Rys. 25. Zależność natężenia prądu  $I$  (w  $A \cdot 10^{-13}$ ) od odległości elektrod  $\delta$  (w mm) w toluenie

$E$ (kV $\text{cm}^{-1}$ )	$\alpha_{ef}$	$E$	$\alpha_{ef}$
1) 310	960	5) 150	33,6
2) 260	484	6) 180	
3) 310		7) 150	
4) 260			

z pracy Nikuradsego [6]

Te równania służą najczęściej do wyznaczania współczynników  $\alpha_i$  i  $\eta$ .

Jeżeli  $\eta$  jest bardzo małe w stosunku do  $\alpha_i$  w bardzo wysokich polach elektrycznych, to wzór (16) przybiera postać:

$$\frac{i}{i_0} = e^{\alpha_i \delta} \quad (17)$$

przy czym  $i_0$  zależy od emisji elektronów z katody, a  $\alpha_i$  oznacza współczynnik Townsenda.

Te równania tłumaczą, dlaczego krzywe zależności  $I = f(\delta)$  wykazują dążność do nasycenia tym większą, im mniejsze jest natężenie pola (por. np. rys. 25). Dobierając odpowiednio współczynniki  $\alpha_i$  i  $\eta$  Nikuradse [6] uzyskał zgodność wyników doświadczalnych ze wzorami teoretycznymi. Np. dla toluenu otrzymał, że  $\alpha_i$  rośnie od 34 dla 150 kV  $\text{cm}^{-1}$  do 960 dla 310 kV  $\text{cm}^{-1}$ , a  $\eta$  rośnie w tych samych granicach natężenia pola od 67 do 915, tak że stosunek  $\eta/\alpha_i$  maleje od 2 do 0,95. Według Nikuradsego  $\alpha_i$  i  $\eta$  spełniają zależność typu

$$\alpha_i = a(E - E_1)^2 \quad \text{i} \quad \eta = b(E - E_2)^2, \quad (18)$$

a więc w obydwu przypadkach występują pewne krytyczne wartości  $E_1$  i  $E_2$ , przy tym z reguły wartości  $E_2$  są mniejsze od wartości  $E_1$ .

We współczesnych badaniach współczynników jonizacji  $\alpha_i$  i przyklepania elektronów  $\eta$  w gazach rozbudowano teorię jonów gazowych, uzyskując bardziej skomplikowany wzór końcowy:

$$\frac{I}{I_0} = \left[ \frac{\alpha_i}{\alpha_i - \eta} e^{(\alpha_i - \eta)\delta} - \frac{\eta}{\alpha_i - \eta} \right] : \left[ 1 - \frac{\gamma\alpha_i}{\alpha_i - \eta} e^{(\alpha_i - \eta)\delta} - 1 \right] \quad (19)$$

gdzie  $\gamma$  oznacza współczynnik wtórny jonizacji, a inne symbole mają to samo znaczenie co poprzednio.

Kryterium przebiecia wyznacza zależność:

$$\frac{\gamma\alpha_i}{\alpha_i - \eta} (e^{(\alpha_i - \eta)\delta} - 1) = 1. \quad (20)$$

Natomiast w przypadku kiedy  $\gamma = 0$ , wzór (19) przybiera postać wzoru (16).

Przeprowadzając pomiary zależności  $I = f(\delta)$  nowoczesnymi metodami doświadczalnymi i wykreślając je w skali półlogarytmicznej Prasad i Craggs [20], Bhalla i Craggs [85], Craggs i Toser [83] określili za pomocą wzoru (19) przekroje czynne na jonizację i przyklepanie w różnych gazach. Wyjaśnili również różnego rodzaju procesy związane z powstawaniem jonów, dysocjacją drobin, wtórną jonizacją itd. Sądzę, że może to być pomocne przy wyjaśnianiu mechanizmu ruchu jonów w cieczach, a w szczególności po powtórzeniu takich pomiarów w cieczach.

W cieczach dyskutowali teorię przyklepania i odlepiania elektronu Crowe [31], Stacey [87], LeBlanc [91], Terlecki [36] i inni. Ostatnio Stacey [87] otrzymał dla prędkości nabytej elektronu wyrażenie

$$v' = v \frac{C \exp(-E/kT)}{NQv + C \exp(-E/kT)} \quad (21)$$

gdzie  $E$  oznacza energię przyklepania,  $C$  — czynnik częstości zderzeń (rzędu  $kT/h$ , gdzie  $h$  — stała Plancka,  $k$  — stała Boltzmanna),  $NQv dt$  oznacza prawdopodobieństwo pochycenia elektronu przez atom czy drobinę obojętną w czasie  $dt$ . Średnia swobodna prędkość  $v$  elektronu jest równa

$$v = \left( \frac{e F}{m 2QN} \right)^{1/2}.$$

Wzór  $\frac{C}{NQv} \exp(-E/kT)$  określa stosunek czasów przebywania elektronu w stanie swobodnym i w stanie związanym.

Opierając się na danych Williamsa [88] Stacey obliczył, że:

$$Q = 1,7 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2, \quad E = 3,7 \cdot kT = 2,9 \cdot 10^{-2} \text{ eV}$$

średni czas życia ciężkich jonów w argonie (przy  $90^\circ \text{ K}$ )

$$\frac{1}{C} \exp(-E/kT) \sim 3 \cdot 10^{-11} \text{ sek}.$$

## Hamowanie elektronu w cieczy

Autor (Adamczewski [35]) wysunął ciekawą i prostą hipotezę dla wyjaśnienia zależności doświadczalnych natężenia przebicia elektrycznego od struktury cieczy, uzyskując uderzające zgodności z wynikami doświadczalnymi innych autorów.

Ze względu na tę zgodność wyników teoretycznych i doświadczalnych, której żadna inna teoria dotychczas nie daje, przy bardzo dużej prostocie założeń mechanizmu fizycznego, sądzę, że będzie pożyteczne omówić ją tutaj szczegółowiej, gdyż może ona stanowić podstawę przyszłej dokładnej teorii przebicia.

Podstawą koncepcji autora jest założenie, że przekrój czynny na hamowanie elektronu jest proporcjonalny do powierzchni geometrycznego przekroju podłużnego drobiny, tzn., że na przykład dla grupy węglowodorów nasyconych, której drobiny można uważać za walce czy prostopadłościanny o stałej podstawie i wzrastającej systematycznie z przyrostem jednej grupy  $\text{CH}_2$  długości drobiny, przekrój czynny będzie wzrastał proporcjonalnie do liczby wiązań C—C wzdłuż osi drobiny. Wynika stąd, że przekrój czynny będzie wzrastał w tej grupie proporcjonalnie do  $(n-1)$ , gdzie  $n$  — oznacza liczbę atomów węgla w drobinie.

Przyjmując, że promień walca wynosi  $r$ , a długość rzutu jednego wiązania C—C na oś drobiny wynosi  $h_0$  ( $h_0 = 1,54 \text{ \AA} \cdot \sin 55^\circ = 1,23 \text{ \AA}$ ) można łatwo obliczyć, że geometryczny przekrój czynny jednej drobiny wyniesie:

$$Q = 2rh_0(n-1) = Q_0(n-1), \quad (22)$$

gdzie  $Q_0 = 2rh_0$  i jest stałe dla całej grupy.

Przekrój czynny drobinowy w  $1 \text{ cm}^3$  cieczy wynosi:

$$S = Qp = Q_0(n-1) \frac{d}{M} N = A(n-1) \frac{d}{M}, \quad (23)$$

gdź liczba drobin w  $1 \text{ cm}^3$  wynosi  $p = \frac{d}{M} N$ , gdzie  $d$  — oznacza gęstość,  $M$  — masę drobinową cieczy,  $N$  — liczbę Avogadro, a  $A = 2rh_0N$  — wielkość stałą dla całej grupy.

Warunkiem granicznym dla przebicia elektrycznego jest, żeby energia, jaką nabędzie elektron na odcinku średniej drogi swobodnej na skutek pracy pola elektrycznego  $E$  ( $eE$ ), była nie mniejsza od energii ( $E_0$ ) hamowania elektronu na tym odcinku.

$$eE\lambda = E_0A(n-1) \frac{d}{M} \lambda \quad (24)$$

$$eE\lambda = E_0 = h\nu \quad (25)$$

uwzględniając, że

$$A(n-1) \frac{d}{M} = \frac{1}{\lambda}. \quad (26)$$

Wzór (26) ma ogólnie taką samą postać jak wzór (3) podawany przez innych autorów — R. W. Crowe'a [9, 10], T. J. Lewisa [13, 14], ale wyrażenie na średnią drogę swobodną ma postać charakterystyczną dla obecnych założeń autora. Końcowy wzór, jaki otrzymuje się stąd na zależność natężenia przebicia elektrycznego od wielkości charakteryzujących daną ciecz ( $d$ ,  $M$ ,  $n$ ), ma postać następującą:

$$E = \frac{hv}{e} A (n-1) \frac{d}{M} = B(n-1) \frac{d}{M} = BZ \quad (27)$$

gdzie

$$A = 2r h_0 N, \text{ a } B = A \frac{hv}{e}, \quad Z = (n-1) \frac{d}{M}.$$

Jak widzimy, dla całej grupy węglowodorów nasyconych, normalnych  $E$  winno być funkcją liniową wyrażenia  $(n-1)d/M$ , które jest bardzo łatwo określić z tablic lub na drodze doświadczalnej, dla każdej cieczy.

Autor [35] przeprowadził obliczenia liczbowe dla grup węglowodorów nasyconych normalnych i rozgałęzionych i dla węglowodorów aromatycznych normalnych i rozgałęzionych, przyjmując znane z literatury wartości na  $r$ ,  $h_0$ ,  $hv$ . Liczbę drobin w  $1 \text{ cm}^3$  cieczy autor obliczył z gęstości i masy drobinowej. Otrzymał wtedy następujące wzory liczbowe na natężenie przebicia elektrycznego:

1) dla grupy węglowodorów nasyconych normalnych

$$\left. \begin{aligned} E &= 0,114 \cdot 4,9 \cdot 10^{-8} \cdot 1,23 \cdot 10^{-8} \cdot 6,024 \cdot 10^{23} \frac{d}{M} (n-1) = \\ &= 4,15 \cdot 10^7 \frac{d}{M} (n-1) = 4,15 \cdot 10^7 \frac{n-1}{16(n+2,27)} = \\ &= 2,6 \cdot 10^6 \frac{(n-1)}{(n+2,27)} \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

2) dla grupy węglowodorów nasyconych rozgałęzionych

$$E = 1,06 \cdot 10^6 \frac{(2,45 + 0,35m)(n-m-1)}{(n+2,27)}. \quad (29)$$

Jest to wzór jeszcze ogólniejszy niż wzór (28); uwzględnia on i liczbę atomów węgla ( $n$ ) w drobinie i liczbę odgałęzień bocznych ( $m$ ). Dla  $m = 0$  wzór (29) przechodzi we wzór (28);

3) dla grupy węglowodorów aromatycznych normalnych

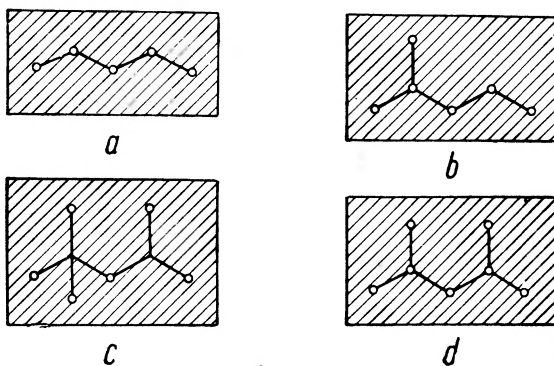
$$E = 4,34 \cdot 10^6 \frac{(n-4)}{(n-0,427)} \quad (30)$$

4) dla grupy węglowodorów aromatycznych rozgałęzionych

$$E = 1,06 \cdot 10^6 (4,24 + 0,35m) \frac{(n-m-4)}{(n-0,427)}. \quad (31)$$

Charakterystyczne dla tych wszystkich wzorów jest, że są one wyprowadzone tylko na podstawie wiadomości o właściwościach fizykochemicznych tych cieczy, bez wprowadzenia jakichkolwiek współczynników liczbowych z pomiarów przebicia elektrycznego, a dają one wartości liczbowe natężenia przebicia zgodne z wynikami doświadczalnymi, co widać z tabelicy I, w której umieszczone są wyniki otrzymane z tych wzorów i wyniki otrzymane w pracy doświadczalnej A. Sharbaugh, R. W. Crowe'a i E. B. Coxa [23].

Zgodność tych danych liczbowych jest tak uderzająca, że wydaje się, że koncepcja autora co do warunku krytycznego dla mechanizmu przebicia powinna być słuszna, niezależnie od innych zjawisk zachodzących przy przebiciu elektrycznym.



Rys. 26. Schemat geometrycznego przekroju czynnego dla pentanów: a) pentan normalny, b) 2-metylopentan, c) 2, 4-dwumetylopentan, d) 2, 2, 4-trójmetylopentan

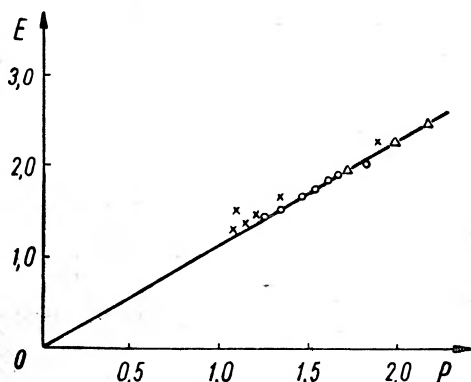
Z tabelicy 1 widać, że zachodzą pewne rozbieżności dla dwumetylobutanu (w grupie izoheksanów). Jest to o tyle zrozumiałe, że butan normalny jest już gazem w temperaturze pokojowej, natomiast obydwa związki zacytowane w tabelicy są izoheksanami i są cieciami. Ponieważ mechanizm przebicia elektrycznego w gazach jest zupełnie inny niż w cieczech, o czym była mowa wyżej, nasze rozważania teoretyczne nie obejmują tego przypadku. Ciekawie przedstawiają się wyniki dla grupy pentanów. Wszystkie związki tej grupy wykazują jednakową długość drobin, równą długości drobin normalnego pentanu (rys. 26), natomiast różnią się liczbą odgałęzień bocznych C—C, które zgodnie z naszymi założeniami powiększają tylko przekrój poprzeczny drobin. Można się o tym łatwo przekonać obliczając objętość molową dla tych związków ze stosunku  $M/d$ . Objętości te rosną systematycznie od pentanu do oktanu i są prawie równe objętościom molowym dla związków normalnych o tym samym  $n$ .

Wartości natężenia przebicia są dla tej grupy prawie równe, co jest zgodne z założeniem autora o decydującej roli długości łańcucha drobin.

Pewne trudności powstały przy obliczaniu długości drobin węglowodorów aromatycznych. Autor przyjął, że długość łańcucha drobin rozgałęzionej jest określona w tym przypadku przez liczbę wiązań C—C leżących wzdłuż drobin

i tylko przez dwa wiązania z pierścienia benzenowego; pozostałe wiązania pierścienia i wiązania boczne określają tylko wielkość przekroju poprzecznego danej grupy. Wobec tego długość przekroju czynnego zależy tylko od dwóch wiązań pierścienia benzenowego.

Ten sposób rozumowania określa wyrażenie wyznaczające długość łańcucha rozgałęzionej drobin benzenu jako  $(n-4)$ , gdzie  $n$ , jak poprzednio, oznacza liczbę atomów węgla w drobinie.



Rys. 27. Zależność natężenia przebicia  $E_p$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) od makroskopowego przekroju czynnego dla obydwu grup węglowodorów: a) parafinowych, b) aromatycznych. Kółka, trójkąty i krzyżyki oznaczają wartości doświadczalne otrzymane w pracy Sharbaugh, Crowea i Coxa [32]. Proste z pracy autora [35]

Ogólny wzór na natężenie przebicia elektrycznego dla grupy węglowodorów aromatycznych normalnych można zatem, rozumując podobnie jak poprzednio, napisać w postaci:

$$E = B_2(n-4) \frac{d}{M}, \quad (32)$$

gdzie  $B_2$  oznacza nową stałą, a pozostałe wielkości mają znaczenie ustalone poprzednio. Na rys. 27 podany jest wspólny wykres zależności natężenia przebicia elektrycznego ( $E$ ) od wielkości  $P$  charakteryzującej przekrój czynny drobin cieczy w  $1 \text{ cm}^3$  i dającej się łatwo określić z właściwości fizyko-chemicznych cieczy:

$$P = r(n-m-a) \frac{d}{M}, \quad (33)$$

przy czym dla grupy węglowodorów nasyconych  $a = 1$ , a dla grupy węglowodorów aromatycznych  $a = 4$ ,  $n$  — oznacza jak zawsze liczbę atomów węgla, a  $m$  — liczbę rozgałęzień,  $r$  — promień drobin stały dla całej grupy węglowodorów normalnych (nasyconych czy aromatycznych), a zmieniający się stopniowo w zależności od rodzaju i liczby odgałęzień.

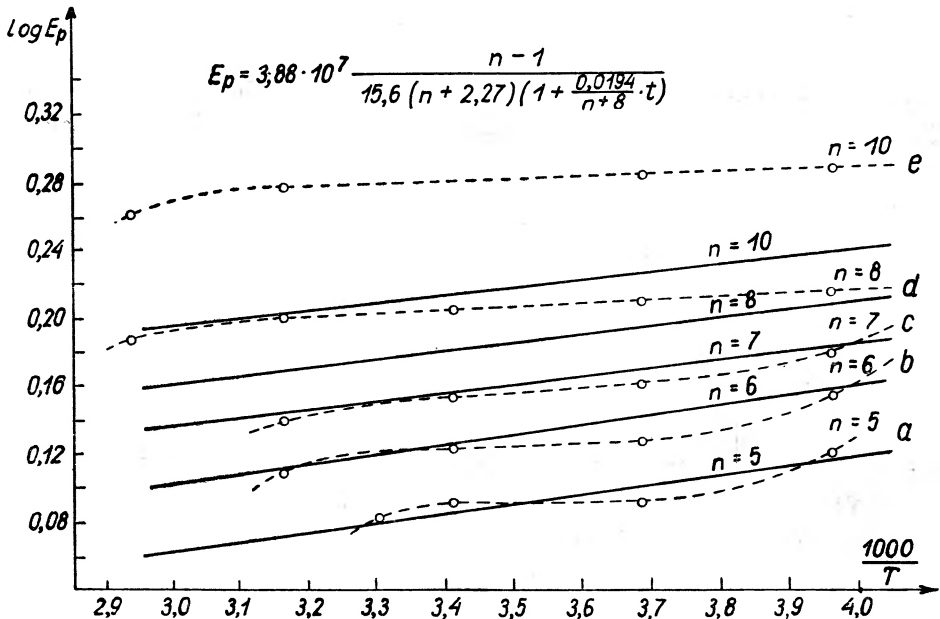
Jak widać z wykresu, prawie wszystkie punkty doświadczalne leżą na tej samej prostej. Rozbieżności zachodzące w paru przypadkach były omówione wyżej. Ze wzorów autora można również wytłumaczyć zmianę natężenia prze-

bicia ze zmianą temperatury i ciśnienia. W obydwu przypadkach decydującą rolę grają zmiany gęstości, a właściwie liczba wiązań C—C, jakie elektron natyka na swojej drodze w cieczy.

Wzór na zmianę natężenia przebicia  $E_p$  od temperatury dla węglowodorów parafinowych i ich rozgałęzień można napisać w postaci

$$E_p = 3,88 \cdot 10^7 \frac{n-1}{15,6(n+2,27) \left(1 + \frac{0,0194}{n+8} t\right)} \quad (34)$$

Wykresy teoretyczne tej zależności podane są na rys. 28, a na nich naniesione są punkty i krzywe doświadczalne z prac obcych. Jak widzimy, w pewnych



Rys. 28. Ogólny charakter zależności natężenia przebicia elektrycznego  $E_p$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) od temperatury ze wzoru teoretycznego autora (34) (krzywe ciągłe) i z danych doświadczalnych Edwardsa [34] i Goodwina i McFadyena [10]. Wartości liczbowe są pomnożone przez stały współczynnik dla sprowadzenia krzywych do jednego obszaru

obszarach temperatury ogólny charakter zależności oddany jest bardzo dokładnie, a w niektórych przypadkach zgadzają się nawet wartości liczbowe natężenia przebicia.

#### Teoria statystyczna przebieg Warda-Lewisa

W jednej z najnowszych prac Ward i Lewis [16] wysunęli statystyczną koncepcję wyjaśnienia przebicia w cieczy. Podam tu tylko najważniejsze założenia i wnioski z tej koncepcji. Autorzy przypuszczają, że mechanizm przebicia można wytłumaczyć w sposób następujący: z katody jest wyrzucany strumień



elektronów o średnim natężeniu  $I$ /sek i każdy elektron ma pewne prawdopodobieństwo  $W$  wywołania przebicia w czasie  $\tau$ .

Prawdopodobieństwo utworzenia lawiny przy impulsowym działaniu natężenia pola  $E$  w czasie  $\tau$  jest równe  $p(E)$ .

Te trzy wielkości  $I$ ,  $W$ ,  $\tau$  mogą być funkcjami natężenia pola  $E$ .

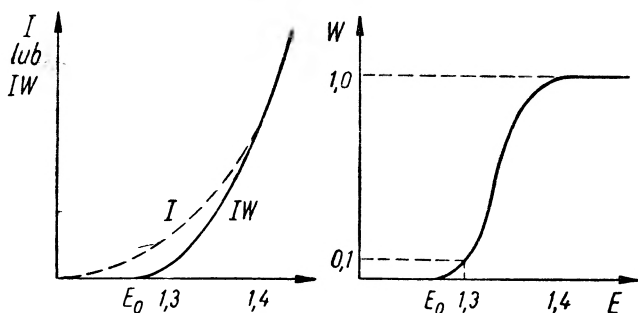
Przykładanie do cieczy stopniowo wzrastających wartości napięcia (*Step-Function Voltages*) powoduje wzrost prawdopodobieństwa przebicia w czasie  $dt$  w postaci:

$$P(E)dt = WI \exp[-WI(t-\tau)]dt, \quad (35)$$

stąd średni czas  $\bar{t}$  przed przebicciem wynosi

$$\bar{t} = \tau + (WI)^{-1} \quad (36)$$

jeżeli natężenie pola rośnie, to rośnie również iloczyn  $WI$  i  $\bar{t}$  zbliża się do pewnej wartości minimalnej  $\tau$  (rys. 29). Z równania (36) widać, że krótsze czasy



Rys. 29. Rozkład wartości  $I$  i  $I \cdot W$  i  $W$  w zależności od natężenia pola  $E$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) wg teorii statystycznej Wardsa i Lewisa [16]

są bardziej prawdopodobne i że wobec tego istnieje pewna wartość progowa dla  $E = E_0$  (rys. 29).

Krótkotrwałe impulsy. Jeżeli do cieczy przykładamy krótkotrwałe impulsy napięcia dające natężenie  $E$  w czasie  $\tau$ , to prawdopodobieństwo przebicia wyniesie

$$p(E) = 1 - \exp[-WI(\tau - \tau_0)] \quad (37)$$

dające wartość zero dla  $E < E_0$  i  $\tau < \tau_0$  i dążące do 1 kiedy natężenie  $E$  rośnie.

Równanie (37) pozwala określić rozkład statystyczny wartości natężenia przebicia przy stałym czasie impulsu  $\tau$  i przy wzrastającym stopniowo natężeniu pola (o  $\Delta E$ ). Prawdopodobieństwo przebicia przy  $N$  próbach przy natężeniu  $E_m$  wyniesie:

$$P(m) = 1 - (1 - p_m)^N = 1 - \exp[-I_m W_m TN] \quad (38)$$

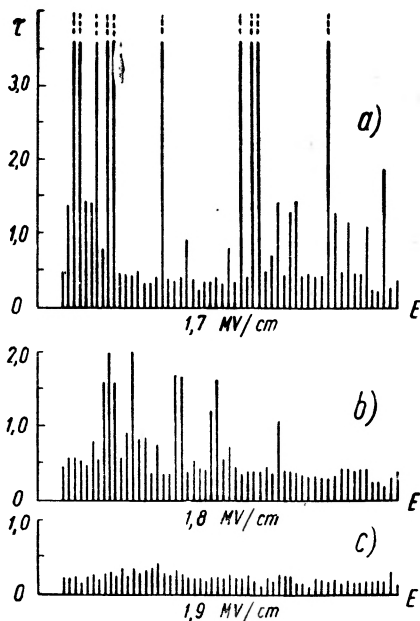
Prawdopodobieństwo  $Q$  pierwszego przebicia w przedziale  $E$  i  $E + dE$  wyniesie:

$$Q = \lambda p \exp \left[ -\lambda \int_{E_0}^E p dE \right] \quad (39)$$

gdzie  $\lambda$  oznacza liczbę impulsów napięcia w jednostce przedziału natężenia pola.

$Q$  zależy od iloczynu  $IW$  i nie musi być symetryczne.

Doświadczenia przeprowadzone przez autorów w heksanie z elektrodami ze stali nierdzewnej, umieszczonymi w odległości  $5 \cdot 10^{-3}$  cm przy zastosowaniu



Rys. 30. Statystyczny rozkład czasu  $\tau_0$  (w  $\mu\text{sek}$ ) w zależności od natężenia przebicia  $E_p$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) (z pracy Lewisa [15]) a)  $1,7 \text{ MV cm}^{-1}$ , b)  $1,8 \text{ MV cm}^{-1}$ , c)  $1,9 \text{ MV cm}^{-1}$

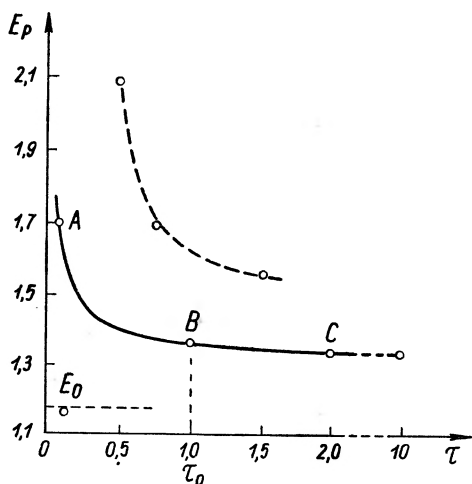
impulsów napięcia w czasie  $10^{-4}$  sek. wykazały zależność rozrzutu wartości czasu przebicia (*time lag*) od wartości natężenia pola (rys. 30) i im większa wartość natężenia pola, tym rozrzut wartości czasu przebicia jest mniejszy. Rys. 30 pokazuje jeszcze wpływ polerowania elektrod na rozrzut czasu przebicia. Jak widać z rysunku dla elektrod wypolerowanych czasy przebicia są średnio znacznie dłuższe.

Autorzy Ward i Lewis podkreślają zupełnie inny charakter interpretacji czasu  $\tau$ , wynikający z ich teorii. Mianowicie uważają, że czas ten nie jest czasem formowania przebicia, ale wynika z rozkładu statystycznego i jest określony przez kształt  $t$  krzywej  $IW$ .

Według nich wielkość  $I$  określa procesy związane z emisją katody (rodzaj metalu, stopień wypolerowania i temperatura) i kształtuje obszar  $AB$  na

rys. 31, wielkość  $W$  charakteryzuje wpływ cieczy i odległość elektrod i kształtuje obszar  $BC$  na tym wykresie. Czas  $\tau_0$  rys. 31 obszar  $BC$  obserwowany najczęściej w doświadczeniach wynika raczej z rozkładu statystycznego, a nie z mechanizmu samego zjawiska.

Prawdziwy czas formowania przebiecia może być określony dopiero wtedy, kiedy natężenia przebiecia są bardzo duże i statystyczny odstęp czasu (*Statistical Time Lag*) dąży do zera. Autorzy szacują go na około  $10^{-7}$  sek. i sądzą, że może on być powiązany z przenoszeniem nośników ładunku od jednej elektrody do drugiej. Takie rozumowanie prowadzi jednak do wartości ruchliwości



Rys. 31. Zależność natężenia przebiecia  $E_p$  (w  $\text{MV cm}^{-1}$ ) od czasu  $\tau$  (w  $\mu\text{sek}$ ): a) ze wzorów teorii Warda i Lewisa [16] i b) z danych doświadczalnych dla heksanu

jonów rzędu  $3 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{V sek}$  znacznie większych od wartości mierzonych w niskich polach.

Jak widać stąd, określenie na drodze doświadczalnej ruchliwości jonów w wysokich polach rzędu  $10^6 \text{ V cm}^{-1}$  jest bardzo ważnym problemem.

#### Wpływ rozkładu pola na przebiecie

W niektórych pracach teoretycznych rozpatrywano wpływ rozkładu pola elektrycznego pomiędzy elektrodami na przebiecie. Bragg i Sharbaugh i Crove [33] opracowali teorię, która wykazywała wpływ gęstości prądu i średniego natężenia pola elektrycznego na rozkład pola pomiędzy elektrodami. Otrzymali oni następujące wyrażenie na potencjał w odległości  $x$  od katody

$$V_x = J \left[ \left( \frac{2l}{3J} + E_k^2 \right)^{3/2} - E_k^2 \right], \quad (40)$$

gdzie  $J = \frac{\epsilon u}{12\pi j}$   $j$  — oznacza gęstość prądu,  $u$  — ruchliwość nośników ładunku,  $E_x = -\left(\frac{\partial V}{\partial x}\right)_x$  — natężenie pola elektrycznego w odległości  $x$  od katody,  $E_0 = V/l$  — natężenie średniego pola,  $E_k$  — natężenie pola przy katodzie.

Z wzoru tego wynika, że dla małych gęstości prądu nie ma wyraźnych zniekształceń pola, natomiast przy dużych gęstościach prądu natężenie pola zmniejsza się przy katodzie, a rośnie przy anodzie. Prąd rośnie wtedy zgodnie z wzorem  $j \sim E^2$ .

Dla pól rzędu  $10^6 \text{ V cm}^{-1}$  wykładnik potęgowy  $a$  we wzorze (1) według tych rozważań teoretycznych jest rzędu  $10^4$ , co jednak nie jest zgodne z doświadczeniem. Dla sprawdzenia tej teorii przeprowadzono szereg pomiarów doświadczalnych, ale nie dla czystych cieczy, lecz dla katod z roztworami elektrolitycznymi zanurzonymi w benzenie. Loeb [92], O'Dwyer [93], Goodwin i McFadyen [10] rozpatrywali jeszcze wpływ dodatniej warstwy jonów na rozkład pola w przypadku, kiedy zachodzi jonizacja przed przebiciem. Jednak otrzymane z tych rozważań wartości liczbowe różniły się znacznie od wartości doświadczalnych.

Zniekształcenia pola elektrycznego były stwierdzone doświadczalnie przez Goodwina [76] za pomocą efektu Kerra w chlorobenzenie. Jednak w większości cieczy niepolarnych, a w szczególności w heksanie i w benzenie, nie zaobserwował zniekształcenia pola, przynajmniej w granicach dokładności pomiarów.

Badane ciecze dielektryczne w fabrycznym stopniu czystości. Oleje transformatorowe — w niektórych pracach osuszane i odgazowywane.

Przewodnictwo samoistne rzędu  $10^{-8} - 10^{-12} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$

W najczystszych cieczach rzędu  $10^{-13} - 10^{-16} \Omega^{-1} \text{cm}^{-1}$

Doświadczenie	Założenia	Teoria	Autor
<p>Wykładniczy wzrost prądu <math>I</math> od natężenia pola elektrycznego <math>E</math> typu:</p> $I = I_0 e^{c(E-E_0)^{\delta}}$ <p>(<math>\delta</math> odległość elektrod)</p> <p>Zmianę natężenia przebicia w czasie wyraża wzór</p> $E_p = E\tau^{-a}$ <p>gdzie <math>a</math> oznacza współczynnik malejący przy powiększaniu czystości cieczy.</p> <p>Długotrwałe działanie napięcia powoduje przebicie cieplne. Powiększenie odległości elektrod zmniejsza natężenie przebicia. Zwiększenie krzywizny elektrod zmniejsza natężenie przebicia. W polu silnie niejednorodnym (ostrze-płaszczyzna) występuje efekt polarności. Napięcie przebicia większe, gdy ostrze ma znak dodatni. Ze wzrostem ciśnienia nad cieczą rośnie natężenie przebicia (od pewnego nasycenia). Ze wzrostem temperatury obserwowano niekiedy pewne maksimum natężenia przebicia (najpierw wzrost, potem silny spadek, szczególnie przy zbliżaniu się do punktu wrzenia).</p>	<p>Mechanizm przebicia oparty głównie na:</p> <p>a) Działaniu zawieszin i domieszek</p> <p>b) Pęcherzyków przy elektrodzie</p> <p>c) Pęcherzyków w cieczy reakcjach chemicznych</p> <p>d) Przebicciu cieplnym</p> <p>e) Jonizacji lawinowej</p>	<p>Frenkiel</p> <p>Gemant</p> <p>Floreński i Wolten-sztejn</p> <p>Walter, Siemienow, Edler, Ginterschultze</p> <p>Peek, Schumann</p>	

Przy napięciach szybkozmiennych obserwuje się również pewne maksimum leżące w niskich częstotliwościach.

Oscylogramy i fotografie przebieg wykazują niewielkie różnice pomiędzy przebiegiem w cieczach i w gazach.

Bogaty materiał doświadczalny wykazuje, że wyładowanie wstępne i kanaliki powstają przy anodzie, a główne wyładowania powstają z katody. „Miotelki“ mogą powstawać przy anodzie i w samej cieczy.

Różne układy elektrod.

Kule o średnicy 12,5 mm w odległości 2,5 mm

Kule o średnicy 50 mm

Półkula o średnicy 40 mm w czaszy o średnicy 80 mm w odległości 0,5—2,5 mm

f) Śladów wody (wilgotności w cieczy)

Nikuradse, Gemant,  
Boning, Skowroński

Wpływ jonów dodatnich  
Wpływ „wiatru“ elektrycznego

Skowroński

Teorii na razie brak

Skowroński

CEI

VDE

Skowroński

Badane ciecze (najczęściej określone, jednorodne związki chemiczne), dokładnie oczyszczane od zanieczyszczeń i domieszek, osuszane, filtrowane, frakcyjnie destylowane, w wielu pracach odgazowane. Elektrody polerowane, czyszczone, w niektórych pracach odgazowywane.

Przewodnictwo samoistne rzędu  $10^{-18}$ — $10^{-19} \Omega^{-1} \text{ cm}^{-1}$

Wyniki doświadczalne	Teoria	
	Założenia	Autor
<p>Wykładniczy wzrost prądu <math>I</math> w zależności od natężenia pola <math>E</math> typu</p>	<p>Mechanizm zimnej emisji elektronów z katody do cieczy</p>	<p>Schottky Fowler i Nordheim, House Baker i Boltz</p>
$I = Ae^{c_1 E} + Be^{c_2(E-E_0)},$	<p>a) obniżenie pracy wyjścia</p>	<p>Le Page i du Bridge</p>
<p>gdzie</p> $c_2 > c_1$	<p>b) działanie wysokich pól</p>	<p>Goodwin i McFadyen Green, Lewis</p>
<p>lub typu:</p> $I = AE_k^2 e^{-b/E} B e^{(a_1 - \eta)\delta},$	<p>c) wpływ warstwy jonów dodatnich</p>	<p>Ward i Lewis, Bragg, Sharbaugh</p>
<p>gdzie <math>E_k</math> — natężenie pola przy katodzie, <math>a_1</math> i <math>\eta</math> współczynnik jonizacji i przyklepania elektronów, <math>A</math> i <math>B</math> — stałe zależne od materiału katody i rodzaju cieczy. Prąd wzrasta początkowo powoli ze wzrostem napięcia, dopiero tuż przed przebicciem rośnie gwałtownie skokowo.</p>	<p>Zniekształcenie pola</p>	<p>Crowe, Morant</p>
<p>Prądy jonizacyjne rosną w obszarze pól od 1 do 300 kV/cm liniowo z natężeniem pola i z odległością elektrod <math>i = i_0(1 + cE\delta)</math>. W polu jednorodnym (<math>E = U/d</math>) <math>i = i_0(1 + \gamma U)</math>.</p>	<p>Dysocjacja drobin zawiesin i samej cieczy</p>	<p>Onsager, Plumley, Adamczewski</p>

Ruchliwości jonów są rzędu  $10^{-4} \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ sek}^{-1}$  i nie zmieniają się w obszarze pól 0,4—300 kV/cm. Po bardzo starannym oczyszczeniu cieczy i elektrod dochodzi się do maksymalnych wartości natężenia przebiecia rzędu 1,4—2,6 MV  $\text{cm}^{-1}$ .

Badania napięciem impulsowym wykazały, że dla czasów trwania impulsu mniejszych od pewnej wartości minimalnej  $\tau_0$  zachodzi zależność

$$E_p = \frac{c_0}{(\tau - \tau_1)^c}$$

gdzie  $c_1$ ,  $c$  i  $\tau_0$  — stałe zależne od cieczy. Wpływ powierzchni elektrod wyraźny, jeżeli chodzi o wypolerowanie i odgazowanie, natomiast rodzaj materiału elektrod nie daje jednakowych wyników u różnych autorów, szczególnie jeżeli chodzi o działanie impulsowe napięcia w polu jednorodnym.

W polu niejednorodnym stwierdzono wpływ pracy wyjścia przy katodzie płaskiej, a anodzie o kształcie ostrza. Nie stwierdzono regularnego wpływu krzywizny elektrod na natężenie przebiecia. Wartości  $E_p$  dla czasów  $\tau > \tau_0$  są stałe. Zależą one od struktury cieczy:

- rosną z gęstością i lepkością cieczy,
- zależą od budowy drobin,
- malejącą ze wzrostem temperatury, ale niejednocześnie (w pierwszym obszarze temperatur proporcjonalnie do zmian gęstości),

Mechanizm jonizacji lawinowej:

- jonizacja pierwszego stopnia,
- jonizacja wtórna,
- przyklepanie elektronów

Mechanizm hamowania elektronów i jonizacji zderzeniowej:

- wymiana energii elektronu z energią własną cząsteczek,
- pękanie wiązań grup  $\text{CH}_2$  i  $\text{CH}_3$

Schumann  
Nikuradse  
Adamczewski  
Terlecki

Crowe, Lewis, Adamczewski  
Lewis

- pękanie wiązań kowalentnych,
- wpływ długości łańcucha, rozgałęzień itd.,

Adamczewski  
Adamczewski

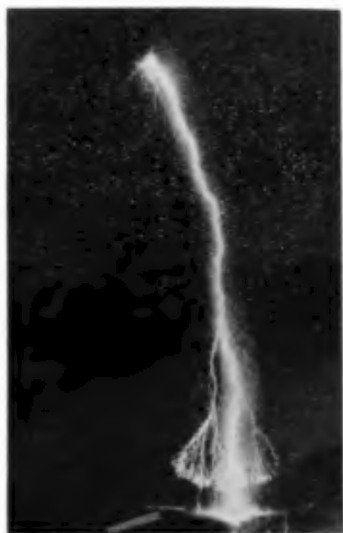
Wpływ mechanizmu ruchliwości jonów

Adamczewski, Terlecki,  
Crowe, Lewis



Wyniki doświadczalne	Założenia	Teoria	Autor
<p>d) rosną bardzo słabo ze wzrostem ciśnienia, dążąc do wartości stałej.</p> <p>Przy zmniejszaniu odległości elektrod <math>E_p</math> rośnie (dla małych odległości elektrod).</p> <p>Dla napięć szybkozmiennych nie stwierdzono wyraźnej zależności od częstotliwości zmian prądu. Wpływ zanieczyszczeń i domieszek powoduje z reguły obniżenie natężenia przebiecia, ale w niektórych przypadkach, np. dla domieszek tlenu obserwuje się wzrost natężenia przebiecia.</p>	<p>Interpretacja przebiecia</p>	<p>statystyczna</p>	<p>Ward i Lewis</p>

Tablica II



a



b



c



d

Fotografie ze zdjęć filmowych przebieg w oleju technicznym. (Z niepublikowanej pracy prof. dr J. I. Skowrońskiego [53] — za pozwoleniem i dzięki uprzejmości jej autora)  
 a) i b) Napięcie wyprostowane (tętniące) Ostrze — płytka  $\Phi = 20$  mm  
 Wylądowanie wstępne i kanaliki od anody. Wylądowanie główne z katody (anoda u góry)  
 c) Wylądowanie przy ostrej anodzie. Miotelki z anody „gałązki“ z katody,  
 d) „Miotelki“ wychodzące z anody pomiędzy kulami

## Literatura

- [1] I. Adamczewski, *Postępy Fizyki*, **9**, 49 (1958).  
 [2] I. Adamczewski, *Postępy Fizyki*, **9**, 261 (1958).  
 [3] T. J. Lewis, *Progress in Dielectrics*, 97—140 (1959).  
 [4] G. J. Skanawi, *Fizyka Dielektrików*, 264—399 (1958).  
 [5] E. B. Baker i H. A. Boltz, *Phys. Rev.*, **58**, 61 (1940).  
 [6] A. Nikuradse, *Das flüssige Dielektrikum* (1934).  
 [7] W. R. Le Page i L. A. Du Bridge, *Phys. Rev.*, **58**, 61 (1940).  
 [8] R. W. Dornte, *J. appl. Phys.*, **10**, 514 (1939).  
 [9] H. J. Plumley, *Phys. Rev.*, **59**, 200 (1941).  
 [10] D. W. Goodwin i K. A. McFadyen, *Proc. Phys. Soc. Lond*, **B66**, 85 i 815 (1953).  
 [11] W. B. Green, *J. appl. Phys.*, **27**, 921 (1956).  
 [12] H. House, *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **B70**, 913 (1957).  
 [13] T. J. Lewis, *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **B68**, 504 (1955).  
 [14] T. J. Lewis, *J. appl. Phys.* **26**, 1405 (1955), **27**, 645 (1956).  
 [15] T. J. Lewis, *J. Electr. Chem. Soc.*, **107**, 185 (1960).  
 [16] B. W. Ward i T. J. Lewis, *J. Electr. Chem. Soc.*, **107**, 191 (1960).  
 [17] C. S. Pao, *Phys. Rev.*, **64**, 60 (1943).  
 [18] W. Schumann, *Z. techn. Phys.*, **75**, 380 (1932).  
 [19] A. Engel, *Hand d. Physik XXI*, 504 (1956).  
 [20] A. N. Prasad i J. D. Craggs, *Proc. Phys. Soc.*, **76**, 223 (1960); **77**, 385 (1961).  
 [21] C. Yamonaka i T. Suita, *J. Phys. Soc. Japan*, **8**, 277 (1953).  
 [22] L. Inge i A. Walter, *Arch. J. Elektr. D.D.Ž.T.F.*, **7**, 756 (1931),  
*D.D.Ž.T.F.*, **2**, 7 (1932), **26**, 6, 409 (1932), **4**, 9, 1669 (1934).  
 [23] A. Sharbaugh, R. W. Crowe i E. B. Cox, *J. appl. Phys.*, **27**, 806 (1956).  
 [24] A. Gemant, *WVS-K 5*, 87 (1927); *Z. techn. Phys.*, **9**, 398 (1929). *Z. Phys.*, **33**, 789 (1925).  
 [25] A. Schwaiger, *Elektrische Festigkeitslehre* (1925).  
 [26] H. Edler, *Arch. J. Elektr.*, **24**, 37 (1930), **25**, 447 (1931).  
 [27] Peek, *Dielectric Phenomena in High Voltage Engin.* (1920), (1930).  
 [28] F. F. Wolkensztejn, *Pracj zidkich dielektrików*, GTTJ 1934.  
 [29] B. Salvage, *Proc. Instn. Electr. Engrs.*, **98**, Pt IV 15 (1951) J.E.E. (London) mon 1951.  
 [30] J. L. Maksiejewski i H. Tropper, *Proc. Instn. Electr. Engrs*, **101**, Pt II 183 (1954).  
 [31] R. W. Crowe, *J. appl. Phys.*, **27**, 156 (1956).  
 [32] A. H. Sharbaugh, J. K. Bragg i R. W. Crowe, *J. appl. Phys.*, **24**, 814 (1953); **26**, 434 (1955); **27**, 806 (1956).  
 [33] R. W. Crowe, J. K. Bragg i A. H. Sharbaugh, *J. appl. Phys.*, **25**, 392, 1480 (1954).  
 [34] W. D. Edwards, *Electr. Ing.* **26**, 36 (1954).  
 [35] I. Adamczewski, *Zeszyty Naukowe Pol. Gd.*, Ch. I, 3 (1957).  
 [36] J. Terlecki, (praca doktorska) w druku. *Nature* **194**, 172 (1962)  
 [37] A. Hippel, *J. appl. Phys.*, **8**, 815 (1937).  
 [38] M. E. Zein El-Dine i H. Tropper, *Proc. Instn. Electr. Engrs*, **103**, Pt C, 35 (1956).  
 [39] K. H. Weber i H. S. Endicott, *Proc. Instn. Electr. Engrs*, **104**, PtC 543 (1957).  
 [40] W. G. Hoover i W. A. Hixson, *Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs*, **68**, 1047 (1949).  
 [41] P. K. Watson i J. B. Higham, *Proc. Instn. Electr. Engrs*, **100**, Pt II a 168, (1953).  
 [42] T. J. Lewis, *Proc. Instn. Electr. Engrs*, **100**, Pt IIa 141 (1953), **104**, Pt. B. 17, 493 (1957).  
 [43] K. H. Weber i H. S. Endicott, *Trans Amer. Inst. Electr. Engrs.*, **75**, Pt III, 371 (1956).  
 [44] M. Suzuki i R. Fujioka, *Electrotechn.*, **7**, 4, 274 (1940).  
 [45] F. Ruhle, *Arch. Elektrot.* (Berlin), **35**, 490 (1941).  
 [46] E. Musset, A. Nikuradse i R. Ulbrich, *Z. angew. Phys.*, **8**, 8 (1956).  
 [47] D. H. Booth i O. S. Johnson, *Conf. Int. Grands. Res. Electr.* Vol. **2**, 122—1954.

- [48] T. J. Lewis, Proc. Instn Electr. Engrs. (Londyn), **100**, Pt IIa, 141 (1953).
- [49] Friese, Siem. Konz., **1**, 41 (1921).
- [50] B. C. Komelkow, Izv. A. N. SSSR, **6**, 851 (1950).
- [51] T. W. Liao i J. G. Anderson, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs., **72**, Pt I, 641 (1953).
- [52] G. M. L. Sommerman, C. J. Bute i E. L. C. Larson, Trans. Amer. Inst. Electr. Engrs, **73**, Pt I, 147 (1954).
- [53] J. I. Skowroński, referat na Sesję CIGRE (1962) (niepublikowany).
- [54] H. H. Buchholz, ETZ (A), **75**, 763 (1954).
- [55] P. K. Watson i J. B. Higham, Proc. Instn Electr. Engrs, **100**, Pt II a, 188 (1953).
- [56] S. Nagao, J. Phys. Soc. Japan, **11**, 1205 (1956).
- [57] I. E. Balygin, Sowiet Phys. JETP, **3**, 355 (1956).
- [58] I. E. Balygin, Dokł. Akad. Nauk SSSR, **95**, 745 (1954).
- [59] T. J. Lewis, Proc. Instn Electr. Engrs (Londyn), **104**, B, 17, 493 (1957).
- [60] M. J. Morant, J. appl. Phys., **25**, 8, 1053 (1954).
- [61] M. J. Morant, Proc. Phys. Soc., B, **68**, 513 (1955).
- [62] W. D. Edwards, Canad. J. Phys., **29**, 310 (1951).
- [63] R. H. Fowler i L. Nordheim, Proc. Roy. Soc. A **119**, 173 (1928).
- [64] H. House, J. sci. Instr., **3**, 261 (1954).
- [65] H. House i M. J. Morant, J. sci. Instr., **31**, 342 (1954).
- [66] A. E. D. Heylen i T. J. Lewis, Brit. J. appl. Phys., **7**, 411 (1956).
- [67] T. J. Lewis, Brit. J. appl. Phys., **9**, 30 (1958).
- [68] R. Hancox, Nature (Lond.), **178**, 1305 (1956); Brit. J. appl. Phys., **8**, 476 (1957).
- [69] A. Gemant, Phys. Rev., **58**, 904 (1940).
- [70] J. K. Bragg, A. H. Sharbaugh, J. K. Bragg, J. appl. Phys., **25**, 382 (1954).
- [71] S. Whitehead, *Electrical Discharges in Liquids Dielectr. Phen.* (1928).
- [72] A. F. Walter i L. Inge, D. Ž. P. F., **6**, 49 (1929), DD ZTF, **7**, 756 (1931).
- [73] J. I. Frenkiel, *Kinetic Theory of Liquids* (1947).
- [74] L. G. Gindin, L. M. Moroz, I. H. Putiłowa, J. I. Frenkiel, Dokł. Akad. Nauk. SSSR, **74**, 1, 49 (1950).
- [75] M. Geller, Phys. Rev., **101**, 1685 (1956).
- [76] D. W. Goodwin, Proc. Phys. Soc. (London), B **69**, 61 (1956).
- [77] A. H. Sharbaugh i P. Keith Watson, Nature, **184**, 2006—2007 (1959).
- [78] L. Kellner, Proc. Roy. Soc., A **64**, 521 (1951).
- [79] T. Shimanouchi, Kakiuti, I. Gamo, J. chem. Phys., **25**, 1245 (1956).
- [80] R. Moore, P. Gibbs, H. Eyring, J. phys. Chem., **57**, 172 (1953).
- [81] W. Schottky, Z. Phys., **113**, 367 (1939); **118**, 539 (1942).
- [82] E. W. T. Richardson, Proc. Phys. Soc., A **66**, 403 (1953).
- [83] J. D. Craggs i B. A. Tozer, Proc. Roy. Soc., **254**, 229 (1960).
- [84] A. N. Prasad i J. D. Craggs, Proc. Phys. Soc., **76**, 223 (1960); **77**, 385 (1961).
- [85] M. S. Bhalla i J. D. Craggs, Proc. Phys. Soc., **76**, 369 (1960).
- [86] K. H. Stark i C. G. Garton, Nature, **176**, 1225 (1955).
- [87] F. D. Stacey, Austral. J. Phys., **105** (1959).
- [88] R. L. Williams i F. D. Stacey, Canad. J. Phys., **35**, 928 (1957).
- [89] H. Basseches i D. A. Mclean, Industr. engng Chem., **47**, 1782 (1955).
- [90] F. Koppelman, Z. techn. Phys., **16**, 126 (1935).
- [91] O. H. LeBlanc, J. chem. Phys., **30**, 1443 (1959).
- [92] L. B. Loeb, Fund. Proc. Electr. Disc. Gas., (1939).
- [93] J. J. O'Dwyer, Austral. J. Phys., **7**, 400 (1954).

*Marian Mięśowicz*

Zakład Fizyki Wysokich Energii  
Instytut Badań Jądrowych  
Kraków

## Nowsze badania nad modelem dwucentrowym \*

Przy badaniu rozkładów kątowych cząstek wtórnych wytwarzanych w zderzeniach jądrowych najwyższych energii używa się dzisiaj powszechnie współrzędnych  $x = \log \tan \theta$ . Współrzędne te są bardzo odpowiednie do tych badań, ponieważ kształt rozkładu kąтового wyrażonego w tych współrzędnych nie zależy od tego, w jakim układzie rozkład przedstawiamy. Ponadto rozkłady kątowe przewidywane przez znane teorie wielorodnej produkcji Heisenberga czy Landaua wyrażają się w tych współrzędnych w podobny sposób, a mianowicie są z dobrym przybliżeniem rozkładami Gaussowskimi (normalnymi). Odchylenie standartowe  $\sigma$  tych rozkładów,  $dN/dx$  vs  $x$  jest obecnie w powszechnym użyciu jako miara anizotropii rozkładu w układzie środka masy.

W r. 1956 w Zakładzie naszym rozpoczęto systematyczne badania anizotropii rozkładów kątowych w zależności od energii pierwotnej. Badania te rozciągały się wówczas na zakres energii od 10 GeV do najwyższych energii spotykanych w emulsjach fotograficznych. Ograniczyliśmy się do *jetów* wytwarzanych tylko przez pojedynczo naładowane lub neutralne cząstki pierwotne. Stwierdziliśmy, że przy energii około  $10^{12}$  eV następuje zmiana w kształcie rozkładu kąтового cząstek wtórnych w stosunku do rozkładu normalnego obserwowanego dla niższych energii.

Zasadnicze fakty doświadczalne, które obserwujemy sformułowałbym w następujący sposób.

1. Istnieje bardzo duży rozrzut wartości parametrów anizotropii  $\sigma$  wyznaczanych dla indywidualnych przypadków. Według naszej opinii parametr anizotropii  $\sigma$  danego przypadku stanowi ważną cechę charakteryzującą dane zderzenie,  $\sigma$  zależy nie tylko od energii pierwotnej, lecz charakteryzuje typ zderzenia, który się uzewnętrznia typem rozkładu kąтового cząstek wtórnych wytworzonych w zderzeniu.

2. Dla *jetów* silnie anizotropowych z małą krotnością stwierdzamy, że różniczkowy rozkład kątowy  $dN/dx$  vs  $x$  wykazuje dwumaksimowy kształt.

\* Tłumaczenie referatu wygłoszonego na plenarnej Sesji Międzynarodowej Konferencji IUPAP poświęconej promieniom kosmicznym w Kyoto w dn. 15 września 1961.

Istnieje korelacja następujących trzech ważnych charakterystyk *jetów* wysokich energii (powyżej  $10^{12}$  eV):

Dwumaksimowy rozkład	}	są skorelowane.
mała krotność ( $n_s$ )		
silna anizotropia ( $\sigma$ )		

Przypadki z wyraźnym dwumaksimowym rozkładem kątowym mają w układzie laboratoryjnym, tj. w emulsji fotograficznej dobrze odseparowane stożki: wąski i szeroki, stąd jest możliwe w tych przypadkach badanie rozkładów kątowych oddzielnie w obydwu stożkach traktowanych jako oddzielne *jety*.

Dla wyjaśnienia tych fraktów grupa nasza wspólnie z grupą czechosłowacką (Dr Pernegr) [1, 3] zaproponowała dwucentrowy model wielorodnej produkcji, w którym cząstki wtórne emitowane są z dwóch centrów poruszających się w układzie *CM* w przeciwnych kierunkach, z grubsza równoległe do osi zderzenia. Model nasz nie opierał się na żadnej teorii, a parametry tego modelu uzyskaliśmy bezpośrednio z eksperymentu. W ten sposób mogliśmy stwierdzić konsystencję obserwowanych faktów z następującymi własnościami emisji z dwóch centrów. Emisja cząstek jest izotropowa w układzie emitującego centrum. Energia cząstek w tym układzie jest w przybliżeniu stała i nie zależy od pierwotnej energii cząstki. Czynniki Lorentza emitującego centrum  $\bar{\gamma}$  w układzie *CM* jest wyraźnie mniejszy od czynnika  $\gamma'_e$  nukleonów po zderzeniu. Niezależność energii cząstek w układzie centrum od energii pierwotnej oczywiście wynika ze znanego faktu niezależności pędu transwersalnego cząstek wtórnych od energii pierwotnej.

Cocconi [2] w swej szczegółowej analizie tego modelu zaproponował nazwę *fire-ball* dla emitującego centrum. Nazwa ta dość szeroko przyjęła się.

Niu [4] opublikował propozycję podobnego modelu w kilka miesięcy później, wprowadzając ponadto charakterystyczny nowy parametr tego modelu tzw. „pęd interakcji“.

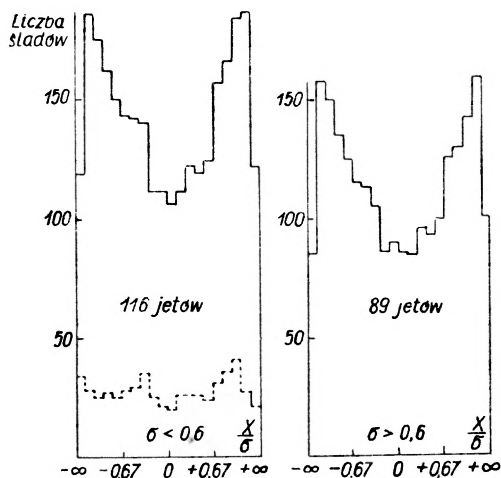
Modele dwucentrowe różnych postaci były i poprzednio proponowane przez różnych autorów (o ile mi wiadomo, pierwszy był Zacepin) w okresie kiedy szczupłość danych doświadczalnych, jakimi dysponowano odnośnie do *jetów* wysokich energii, nie pozwoliła na porównywanie proponowanych koncepcji z doświadczeniem. Ostatnio model dwucentrowy był przedmiotem dyskusji w licznych pracach teoretycznych, szczególnie w tym kraju \*). Liczne idee były sugerowane; głównym punktem było wprowadzenie struktury nukleonu do zagadnienia wielorodnej produkcji cząstek.

Z drugiej strony to, czy nasze obserwacje doświadczalne, na których model dwucentrowy się opiera, są dostatecznie znaczące statystycznie, w szczególności, czy obserwowane przez nas dwumaksimowe rozkłady kątowe są statystycznie znaczące, było szeroko dyskutowane na konferencjach w Moskwie i Kijowie (1959). I rzeczywiście stosunkowo mało pracowano nad tym doświad-

\*) W Japonii.

czalnie wobec szerokiego zakresu prac teoretycznych. Uważaliśmy za potrzebne przeprowadzenie analizy statystycznej istnienia dwumaksimowych rozkładów kątowych oraz wymienionych poprzednio korelacji tego efektu z innymi cechami *jetów*. Przedstawię tutaj rezultaty tej pracy.

Analiza została przeprowadzona w naszym Zakładzie przez Gierulę, Zielińskiego i przeze mnie [5] w oparciu o materiał naszego Zakładu oraz o materiał pochodzący z wymiany z innymi laboratoriami. Mieliśmy do dyspozycji razem 65 przypadków z  $\gamma_c > 23$  (co dla symetrycznego zderzenia  $N-N$  odpowiada energii pierwotnej  $E_p > 10^{12}$  eV). Podobna analiza została przeprowadzona na 50 przypadkach podobnych *jetów* w laboratorium uniwersytetu

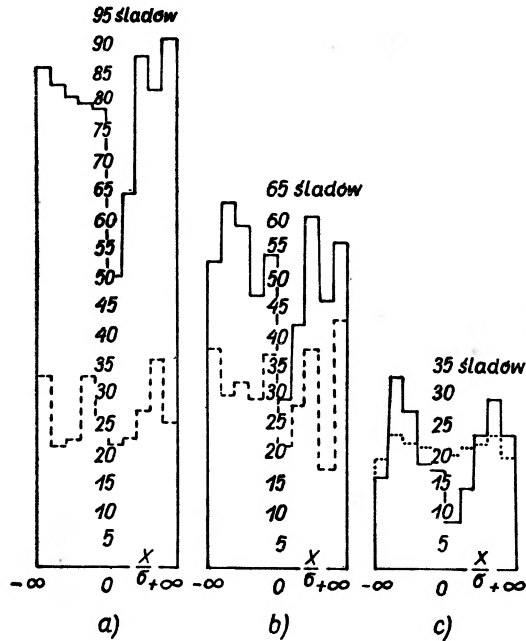


Rys. 1. Rozkład kątowy dla wszystkich *jetów* wziętych do analizy przez grupę polską i grupę Chicago (Wg [7])

w Chicago przez Gierulę, Haskina i Lohrmanna [6]. Tutaj podam niektóre rezultaty z naszego Zakładu, niektóre z Chicago i niektóre wspólne. Rys. 1 [7] pokazuje główne rezultaty dla *jetów* pochodzących z obydwu laboratoriów. Widzimy tutaj zbiorczy rozkład kątowy dla 116 *jetów*. Ponieważ interesuje nas tutaj tylko kształt rozkładu kąтового, odkładamy na osi odciętych wartość  $X/\sigma$  ( $X = \log \gamma_c \tan \theta$ ), normalizując w ten sposób rozkłady kątowe do  $\sigma = 1$ . Przedziały wartości  $X/\sigma$  są tak dobrane, że w przedziałach tych dla rozkładu normalnego oczekujemy tych samych liczb śladów. Inaczej mówiąc, rozkład normalny przedstawiony byłby tutaj poziomą linią prostą. Na wykresie widzimy bardzo silne odstępstwo histogramu doświadczalnego od linii prostej. Odstępstwo to odpowiada około 3 odchyleniom standardowym. W lewej części rys. 1 zaznaczony jest linią kreskową histogram dla *jetów* słabo anizotropowych ( $\sigma < 0,6$ ). Dla słabej anizotropii, według modelu dwucentrowego z izotropową emisją z centrów, nie oczekujemy rozkładu dwumaksimowego. W modelu tym bowiem anizotropia jest wynikiem ruchu centrów w układzie  $CM$  w przeciwnych kierunkach i zależy od czynnika Lorentza  $\bar{\gamma}$  centrów.

Możemy oczekiwać dwumaksimowego rozkładu tylko dla dostatecznie dużego  $\bar{\gamma}$ , tzn. dla dostatecznie dużego  $\sigma$ . Można pokazać, że z grubsza musi być  $\sigma > 0,6$ .

Przejdę teraz do zagadnienia korelacji rozkładu dwumaksimowego z innymi cechami charakterystycznymi *jetów*. Ograniczymy się tutaj tylko do *jetów*, którym towarzyszy niewielkie wyparowanie, konkretnie dla których  $N_h \leq 5$ . Pewne zagadnienia związane z *jetami* powstałymi w centralnych zde-



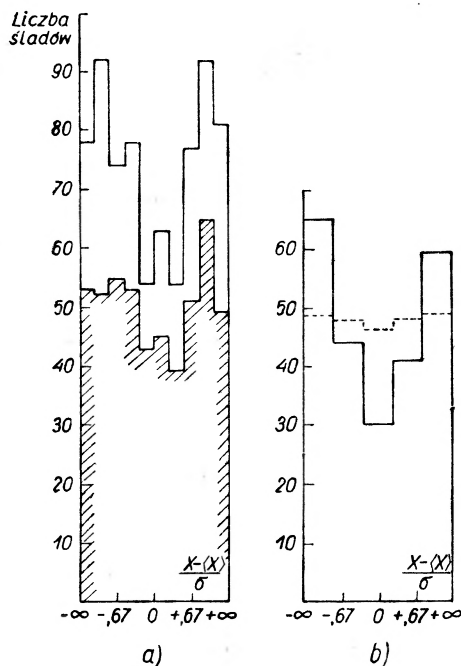
Rys. 2. Rozkład kątowy dla *jetów* z  $N_h \leq 5$  wziętych do analizy przez grupę polską (Wg [5])

zeniach z ciężkimi jądrami, dla których mamy zwykle silne wyparowanie, przedstawiłem na jednym ze zwyczajnych posiedzeń sekcji *jetów* w pracy z Gierulą i Hołyńskim. Rozważmy teraz *jety* spełniające warunki:  $N_h \leq 5$  i  $n_s < 20$ . Ta grupa *jetów* zawiera prawdopodobnie spory ułamek przypadków, które możemy uważać za wynikające ze zderzeń z jednym tylko nukleonem jądra *targetu*. Rezultaty analizy rozkładów kątowych tej grupy uzyskane w naszym Zakładzie przedstawione są na rys. 2. Na wykresie a) mamy zebrane wszystkie przypadki, dla których  $N_h \leq 5$  przy dowolnym  $n_s$ . Linia kreskowana wydziela *jety* z małą anizotropią ( $\sigma < 0,6$ ). Na wykresie b) zebrane są tylko *jety* z dużą anizotropią ( $\sigma > 0,6$ ), a linia kreskowana wydziela tutaj *jety* z dużą krotnością ( $n_s > 20$ ). Wreszcie ostatni wykres c) odnosi się do grupy  $N_h \leq 5$  i  $n_s < 20$ , którą właśnie jesteśmy specjalnie zainteresowani, z dodatkowym warunkiem dużej anizotropii ( $\sigma > 0,6$ ). Dla tej grupy z tym warunkiem model dwucentrowy przewiduje rozkład dwumaksimowy. Jak widać z rysunku istnieje silna ewidencja tego zjawiska. Z zespołu wykresów przedstawionych na rys. 2



widać korelację tego zjawiska z silną anizotropią oraz małą krotnością. Dla porównania tego efektu małej krotności z rezultatami uzyskanymi w Chicago może służyć rys. 3. Na wykresie a) mamy histogram zbiorczy dla wszystkich *jetów* z małym wyparowaniem ( $N_h \leq 5$ ), a na wykresie b) wybrane są tylko *jety* z małą krotnością ( $n_s < 20$ ). Widzimy, że rezultaty uzyskane w naszym laboratorium zostały potwierdzone w zupełności w laboratorium w Chicago.

Przy tego rodzaju statystycznej analizie musimy zwrócić uwagę na to, że dzielenie próbek na klasy według krotności, względnie według stopnia anizo-



Rys. 3. Rozkład kątowy dla *jetów* z  $N_h \leq 5$  wziętych do analizy przez grupę Chicago (Wg [6])

tropii, może w zasadzie wprowadzić pewną preferencję wybierania fluktuacji dających dwumaksimowy rozkład. W naszym przypadku poprawki na ten efekt są małe, niemniej zostały wzięte pod uwagę. Porównywaliśmy eksperymentalne dane nie z poziomą linią prostą normalnego rozkładu, lecz liniami uwzględniającymi właśnie omawiane efekty. Są to linie kreskowane na rys. 2c oraz na rys. 3b.

Przedyskutuję teraz problem izotropii emisji cząstek w układzie własnym centrum. W naszej kolekcji *jetów* z 1958 r. mogliśmy znaleźć tylko 7 przypadków, dla których była możliwa analiza rozkładów w oddzielnych stożkach danego *jetu*. W późniejszym materiale, który mieliśmy do dyspozycji, nie było odpowiednich przypadków. Na rys. 4. przedstawiłem zatem nasz stary rezultat [1]. Widzimy tutaj na schemacie Dullera—Walkera całkowite rozkłady kątowe w oddzielnie branych stożkach *jetów*, „zsypane“ do jednego wykresu. Obser-

wujemy zgodność z linią prostą o nachyleniu 2 zgodnie z nachyleniem przewidywanym dla rozkładu izotropowego.

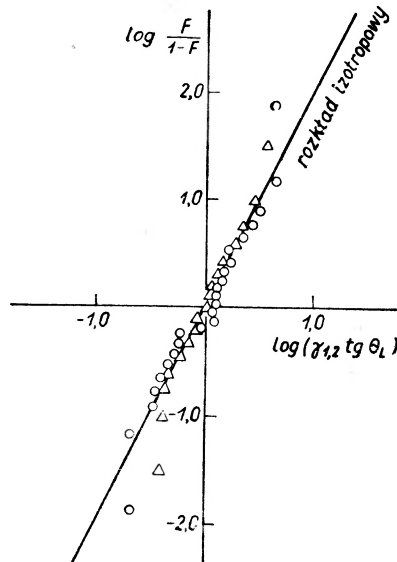
Analiza materiału laboratorium w Chicago dała nowy przyczynek do tego zagadnienia. Znalazło się tam 8 nowych przypadków nadających się do tej analizy o łącznej liczbie śladów 140. Rezultaty są następujące:

$$\text{Stożek wąski } \sigma = 0,40 \pm 0,05$$

$$\text{Stożek szeroki } \sigma = 0,43 \pm 0,05,$$

co jest zgodne z wartością 0,39 przewidywaną dla rozkładu izotropowego.

Ostatni punkt, który chciałbym krótko przedyskutować, dotyczy korelacji nieelastyczności  $K$ , pędu transwersalnego  $p_t$  i krotności  $j$ etu  $n_s$ . Wyznaczając



Rys. 4. Rozkład kątowy we współrzędnych Dullera—Walkera dla stożków szerokiego i wąskiego, traktowanych jako oddzielne  $j$ ety

czynnik Lorentza danego centrum w systemie  $CM$  z rozkładu kąowego i przyjmując wartość energii emitowanych cząstek w układzie centrum ze znanej wartości pędu transwersalnego, możemy oszacować energię związaną w centrum i stąd współczynnik nieelastyczności  $K$ . Wartości otrzymane tą drogą są w rozsądnej zgodności z wartościami  $K$  uzyskanymi w danych przypadkach innymi drogami. Wprawdzie niestety liczba indywidualnych przypadków, dla których  $K$  mogło być wyznaczone jest niewielka, mamy jednak dość dobre informacje o średnim współczynniku nieelastyczności. Z tego faktu, że jest on mały, wynika, że wartości  $\bar{\gamma}$  emitujących centrów są wyraźnie mniejsze od wartości  $\gamma'_c$  nukleonu po zderzeniu. Stąd dawno wyciągnięty wniosek, że centra emitujące cząstki wtórne nie zawierają pierwotnych nukleonów.

Często było stawiane pytanie, jaki ułamek  $j$ etów wykazuje dwumaksimowy rozkład kąowy. Ograniczając się teraz do  $j$ etów z małym wyparowaniem

i małą krotnością możemy stwierdzić, że dwumaksimowy rozkład występuje wszędzie tam, gdzie model dwucentrowy to przewiduje, tzn. w przypadkach *jetów* o wysokiej anizotropii. Trudno było by jednak powiedzieć, jakiemu ułamkowi zderzeń to odpowiada. Nie mamy doświadczalnej znajomości nie obciążonego rozkładu częstości występowania  $\bar{\gamma}$ , które w naszym modelu wyraża anizotropię. Wysokie wartości  $\bar{\gamma}$  są bowiem skorelowane z niskimi krotnościami, co powoduje że ze względu na mniejszą wydajność *skaningu*, rozkład występowania  $\bar{\gamma}$  będzie sfalszowany. W próbie *jetów* analizowanej w naszym Zakładzie około połowa *jetów* z  $N_h \leq 5$  i  $n_s < 20$  ma rozkład dwumaksimowy.

Podsumuję przedstawione tutaj wyniki w następujący sposób.

1. Niezależnie od sprawy jakiegokolwiek modelu, dwumaksimowy rozkład kątowy cząstek wtórnych, generowanych w silnie anizotropowych, małych krotnych *jetach* wysokich energii, jest nowym faktem doświadczalnym.

2. Model dwucentrowy opisuje dobrze *jety* z małym wyparowaniem i małą krotnością, przy czym głównymi argumentami modelu są: dwumaksimowy rozkład kątowy cząstek wtórnych, izotropia emisji z centrów oraz właściwe związki między anizotropią, krotnością oraz nieelastycznością.

3. Model dwucentrowy nie opisuje grupy *jetów* z małym wyparowaniem i dużą krotnością ( $N_h \leq 5$ ,  $n_s > 20$ ).

#### Literatura

- [1] P. Ciok, T. Coghén, J. Gierula, R. Hołyński, A. Jurak, M. Mięśowicz, T. Saniowska, O. Stanisiz i J. Pernegr, *Nuovo Cimento* **8**, 166 (1958).
- [2] G. Cocconi, *Phys. Rev.* **111**, 1699 (1958).
- [3] P. Ciok, T. Coghén, J. Gierula, R. Hołyński, A. Jurak, M. Mięśowicz, T. Saniowska i J. Pernegr, *Nuovo Cimento* **10**, 741 (1958).
- [4] K. Niu, *Nuovo Cimento*, **10**, 994 (1958).
- [5] J. Gierula, M. Mięśowicz i P. Zieliński, *Nuovo Cimento* **13**, 102 (1960).
- [6] J. Gierula, D. M. Haskin, E. Lohrmann, *Phys. Rev.* **122**, 626 (1961).
- [7] J. Gierula, *Proc. of the 1960 Ann. Int. Conf. on High Energy Physics (Rochester)*, p. 816.

#### Uzupełnienie

Modelowi dwucentrowemu poświęcono szereg prac na sekcji *jetów* Konferencji Promieni Kosmicznych w Kyoto. W związku z tym zagadnieniem na uwagę zasługuje praca grupy Instytutu Fizyki A. N. w Moskwie, pracującej pod kierunkiem N. A. Dobrotina. Grupa ta rozporządza w laboratorium w górach Pamiru (3860 m) aparaturą złożoną z dwóch komór Wilsona zmontowanych jedna nad drugą (dolna w polu magnetycznym) oraz z tzw. kalorymetru jonizacyjnego pod komorami. Badacze moskiewscy rejestrują oddziaływania jądrowe cząstek promieniowania kosmicznego zachodzące w tarczy „nukleonowej“ z  $\text{LiH}_2$ . W oddziaływaniach tych produkowane są cząstki wtórne, analizowane w komorze Wilsona w polu magnetycznym. Kalorymetr jonizacyjny jest aparaturą, w której absorbowane są całkowicie wszystkie cząstki jądrowo czynne, a ich energia mierzona jest przy pomocy komór jonizacyjnych umieszczonych warstwami między płytami Pb. Główną zaletą aparatury tej jest pomiar energii cząstki pierwotnej niezależnie od rozkładu kąowego cząstek wtórnych, co

pozwała na transformowanie ich rozkładów kątowych i energetycznych do „prawdziwego“ układu środka masy. Grupa moskiewska mogła w ten sposób przeanalizować 46 oddziaływań  $N-N$  o średniej energii  $3 \cdot 10^{11}$  eV. Głównym rezultatem tej pracy jest stwierdzenie, że prócz *jetów* symetrycznych w układzie śr. m. występują także *jety* niesymetryczne, emitowane w kierunku jednego ze zderzających się nukleonów. Autorowie interpretują *jety* asymetryczne jako emitowane z „chmur mezonowych“ — *fire-ball'i*, powstałych w zderzeniach peryferycznych i poruszających się w kierunku nukleonu, który je wzbudził. Z kinematyki zderzenia autorowie wnioskują, że masa *fire-ball'u* jest proporcjonalna do krotności *jetu* i że emisja mezonów jest izotropowa w układzie *fire ball'u*. Czynniki Lorentza  $\bar{\gamma}$  *fire-ball'u* jest znacznie mniejszy od czynnika Lorentza nukleonu po zderzeniu. Wartości  $\bar{\gamma}$  są rzadko kiedy większe od 1,5, z czego wynika, że w wypadku powstania dwóch *fire-ball'i* (*jety* symetryczne) nie możemy spodziewać się dwumaksymowej struktury rozkładu kąтового w tych eksperymentach. W ten sposób praca Dobrotina i współpracowników potwierdza w zupełności własności *fire-ball'i*, wprowadzonych przez grupę polsko-czeską.

Bardzo ciekawy wynik dla zagadnienia modelu dwucentrowego uzyskała grupa japońska pracująca pod kierunkiem Juna Nishimury, sławna z odkrycia przed kilku laty zjawiska stałości pędu transwersalnego. Grupa ta pracuje w laboratorium wysokogórskim Mt. Norikura (2730 m) przy pomocy olbrzymiej „komory emulsyjnej“ (płyty odwołane poprzekładane emulsjami oraz filmami rentgenowskimi. Powierzchnia ok. 10 m<sup>2</sup>, grubość do 30 jednostek kaskadowych. Filmy rentgenowskie pozwalają na lokalizowanie gołym okiem kaskad elektronowych o energii  $\approx 10^{12}$  eV). Przy pomocy tej aparatury badacze japońscy zarejestrowali w ciągu około roku 1000 kaskad o energii  $\approx 10^{12}$  eV. Nishimura i współpracownicy zarejestrowali też przypadki oddziaływań jądrowych o energiach  $\approx 10^{14}$  eV. Wśród nich stwierdzili przypadki, w których duża część energii przekazywana jest jednemu  $\pi^0$  przy równoczesnej emisji mezonów mniejszej energii. Takie przypadki można opisać, założywszy, że równocześnie z emisją *fire-ball'i* nukleon niosący po zderzeniu jeszcze większą część energii wzbudza się do izobaru, który rozpadając się emituje mezon bardzo wysokiej energii.

Ten „kombinowany“ mechanizm wielorodnej produkcji mezonów poprzez *fire-ball'e* i poprzez bariony wzbudzone był dyskutowany szeroko. Odróżnienie mezonów pierwszego i drugiego źródła jest możliwe tylko dla bardzo wysokich energii (np. energii występujących w eksperymencie Nishimury i współpracowników). Energia laboratoryjna mezonów wytwarzanych przez *fire ball'e* rośnie bowiem wolniej z energią pierwotną niż energia mezonów z izobaru.

Józef Mazur, Jerzy Rafałowicz

Zakład Niskich Temperatur  
Instytut Fizyki PAN  
Wrocław

## O pracach Zakładu Niskich Temperatur nad monokryształami nitkowymi

W literaturze naukowej (od r. 1953) coraz liczniej zaczęły się pojawiać prace [1, 2, 3, 4], dotyczące różnych metod otrzymywania monokryształów, zawierające pierwsze wyniki badań nad własnościami monokryształów o kształtach geometrycznych, zbliżonych do igieł lub nitki, które określono nazwą *whisker*.

Zainteresowanie fizyków tą nową formą monokryształów zostało spowodowane szczególnie małą gęstością dyslokacji, co pociąga za sobą wyjątkową wytrzymałość mechaniczną *whiskerów* [5], zbliżoną do teoretycznie obliczonej wytrzymałości dla metali o idealnej strukturze wewnętrznej.

W ten sposób *whiskery* okazały się najlepszą doświadczalną realizacją przybliżenia do teoretycznego modelu idealnej sieci krystalicznej i staną się niewątpliwie w najbliższych latach ważnym obiektem badań w fizyce ciała stałego.

Badania nad strukturą fizyczną *whiskerów* [6] i mechanizmem ich wzrostu [7, 8, 9, 10, 11], dostarczyły ważnych faktów doświadczalnych na potwierdzenie teorii dyslokacji [12], [13], która zmodernizowała od podstaw teorię wzrostu monokryształów.

Dokładne badania rentgenograficzne, prowadzone nad *whiskerami* żelaza [14], wykazały wysoki stopień uporządkowania ich struktury wewnętrznej. Odpowiednio wybrane próbki posiadały jedynie pojedynczą osiową dyslokację spiralną, która zgodnie z obecną teorią wzrostu monokryształów jest nieodzowną siłą napędową, niezbędną do wzrostu *whiskera*.

Po tych uwagach ogólnych autorzy niniejszego artykułu przedstawiają wyniki swoich prac, prowadzonych w Zakładzie Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN we Wrocławiu, poczynając od r. 1958.

Wyniki zapoczątkowanych badań były już przedstawione na XVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu w r. 1959 [15].

Dalszy kierunek prac obejmował szczegółowe badania mechanizmu wzrostu monokryształów nitkowych metali, otrzymywanych przez wodorową redukcję haloidków tych metali; metoda ta znana jest w literaturze pod nazwą metody

Brennera. Stwierdzenie w parach CuI znacznej koncentracji jonów [16] skłoniło autorów do postawienia hipotezy o współdziałaniu jonowego mechanizmu [17] we wzroście *whiskerów*, otrzymywanych przez wodorową redukcję haloidków metali. O współdziałaniu jonów w mechanizmie wzrostu monokryształów, otrzymywanych metodą Brennera, brak dotąd wzmianek w literaturze naukowej; zagadnienie to zostało po raz pierwszy postawione w Zakładzie Niskich Temperatur Instytutu Fizyki PAN.

W ramach współpracy z Zakładem Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Wrocławskiego przeprowadzono wspólne prace nad wpływem pola elektrycznego na wzrost *whiskerów* miedzi, otrzymywanych przez redukcję CuI w strumieniu wodoru w temperaturze 650° C. Badania takie nigdzie dotychczas nie były prowadzone, a ich wyniki zostały przedstawione w oddzielnej publikacji [18]. Stwierdzony wpływ pola elektrycznego, które powoduje wyraźne skierowanie *whiskerów* wzdłuż linii sił pola, stał się potwierdzeniem doświadczalnym hipotezy o współdziałaniu jonowego mechanizmu wzrostu. Okazało się, że uzyskiwano *whiskery* miedzi na górnych elektrodach jedynie w wypadku istnienia pola elektrycznego; w przypadku braku napięcia na górnych elektrodach nigdy *whiskerów* nie stwierdzono.

W celu uzyskania większego materiału doświadczalnego rozszerzono badania wpływu pola elektrycznego na wzrost *whiskerów* srebra (z AgCl) i żelaza (z FeCl<sub>2</sub>) [19]. Wyniki tych badań zasadniczo potwierdziły poprzednie wnioski autorów dotyczące wpływu pola elektrycznego na wzrost *whiskerów* miedzi [18], ujawniły jednak i pewne różnice. Pole elektryczne wpływa korzystnie na wzrost *whiskerów* srebra i żelaza, powodując ich większą długość, niż to ma miejsce w wypadku wzrostu bez pola; natomiast *whiskery* miedzi są zawsze w polu krótsze niż bez pola elektrycznego.

Badając wpływ pola elektrycznego na wzrost *whiskerów*, otrzymywanych metodą Brennera, zwrócono przede wszystkim uwagę na *whiskery* miedzi i przeprowadzono badania nad wpływem biegunowości pola elektrycznego pomiędzy łódką i elektrodą górną; szczegółowe wyniki zostaną przedstawione w oddzielnej pracy [20]. Stosując skrzyżowane pola elektryczne, wykazano, że należy raczej wykluczyć udział dipoli w mechanizmie wzrostu *whiskerów* miedzi w polu elektrycznym, a raczej przyjąć przeważający udział jonów, którymi pole elektryczne steruje i w ten sposób wpływa na wzrost *whiskerów* miedzi. Stosując jednocześnie dwie górne elektrody z polami elektrycznymi przeciwnie skierowanymi stwierdzono, że zawsze na górnej elektrodzie, która jest anodą, wyrasta kilkakrotnie więcej *whiskerów* miedzi niż na elektrodzie górnej, będącej katodą. Pomiarów gęstości prądów jonowych, płynących pomiędzy wspólną łódką dolną a górnymi elektrodami, mającymi przeciwne potencjały, nie wykazały takiej różnicy, jaką się stwierdza w ilości otrzymywanych *whiskerów* miedzi na górnych elektrodach. Fakty te skłoniły do przyjęcia istnienia w strefie reakcji fazy gazowej jonów obydwu znaków, będących nośnikami atomów miedzi oraz wykazały potrzebę ostatecznych badań za pomocą spektrografu masowego.

Uogólnione i bardziej sprecyzowane wnioski, dotyczące wpływu pola elektrycznego na wzrost *whiskerów* metali, otrzymywanych przez wodorową redukcję haloidków tych metali, zostały przedstawione w komunikacie [21], wygłoszonym na XVII Zjeździe Fizyków Polskich w Gdańsku.

Jako dalszy etap prac w kierunku wyjaśnienia współudziału jonowego mechanizmu wzrostu *whiskerów*, otrzymywanych metodą redukcji chemicznej, przeprowadzono pomiary zależności prężności par jonów od temperatury [22], powstających w wyniku parowania  $\text{CuI}$ ,  $\text{AgCl}$  i  $\text{FeCl}_2$  w wodrze i w powietrzu (wymienione związki są podstawowymi produktami wyjściowymi, używanymi do hodowli *whiskerów* metodą chemicznej redukcji). Pomiary wykazały, że prężności par jonów w atmosferze wodoru w optymalnej temperaturze wzrostu wynoszą odpowiednio:  $4 \cdot 10^{-6}$  mm Hg dla  $\text{CuI}$ ,  $5 \cdot 10^{-8}$  mm Hg dla  $\text{AgCl}$  i  $5 \cdot 10^{-6}$  mm Hg dla  $\text{FeCl}_2$ . Takie koncentracje jonów wydają się być wystarczające, aby ich współudział w procesie wzrostu monokryształów nitkowych był istotny, o czym świadczy zresztą stwierdzony wpływ pola elektrycznego na wzrost *whiskerów*. Dokładniejsza analiza otrzymanych wykresów może dostarczyć wskazówek odnośnie ewentualnych mechanizmów powstawania jonów. Przeprowadzona poprzednio wyłącznie dla  $\text{CuI}$  [16] interpretacja wykresu zależności prężności par jonów od temperatury, skłoniła do zastosowania pojęcia stopnia jonowej dysocjacji termicznej, który okazał się różny dla powietrza i dla wodoru, co może świadczyć o katalitycznym wpływie ośrodka. Wprowadzony w ten sposób stopień jonowej dysocjacji termicznej w przypadku  $\text{CuI}$  rośnie ze wzrostem temperatury, co jest warunkiem koniecznym z termodynamicznego punktu widzenia. Natomiast przebieg zależności prężności par jonów od temperatury dla  $\text{AgCl}$  i  $\text{FeCl}_2$  okazał się zupełnie odmienny, absolutnie wykluczając możliwość stosowania pojęcia stopnia jonowej dysocjacji w sensie czysto termodynamicznym, gdyż to prowadziłoby do wniosku, że stopień dysocjacji maleje ze wzrostem temperatury, co jest oczywiście niemożliwe. Pozostaje przyjąć, zamiast termodynamicznego mechanizmu dysocjacji jonowej, zasadniczy udział mechanizmu powstawania jonów na drodze reakcji chemicznej i katalizy w fazie gazowej.

Interpretacja wykresów zależności prężności par jonów od temperatury dla  $\text{CuCl}$  i  $\text{CuCl}_2$  oraz  $\text{CuBr}$  i  $\text{CuBr}_2$  wydaje się sugerować, że jony, stwierdzane w parach  $\text{CuCl}$ ,  $\text{CuCl}_2$  i  $\text{CuBr}$ ,  $\text{CuBr}_2$  nie są produktem rozpadu tych cząsteczek, lecz powstają drogą jonizacji cząsteczek lub dołączania się do nich swobodnych elektronów (do przyjęcia tego skłania również interpretacja wyników pracy już przygotowanej do druku [20]). Wobec skomplikowanego mechanizmu powstawania jonów trudno ustalić prostą zależność ilościową pomiędzy szybkością wzrostu prężności par jonów danej substancji z temperaturą, a energią wiązania cząsteczek lub energią sieci krystalicznej badanej substancji. Do dalszego wyjaśnienia omówionych faktów doświadczalnych bardzo pomocne będą badania stosunku ładunku do masy otrzymywanych jonów za pomocą spektrografu masowego oraz konieczne jest zebranie i usystematyzowanie jak najobszerniejszego materiału doświadczalnego.

Podczas przeprowadzania pomiarów gęstości prądów jonowych autorzy uzyskali *whiskery* miedzi z  $\text{CuCl}_2$  i  $\text{CuBr}_2$ , o czym dotąd nie ma wzmianek w literaturze naukowej, oraz uzyskali wyjątkowo długie i cienkie *whiskery* srebra z  $\text{AgI}$ , podczas gdy w literaturze jako lepszy materiał wyjściowy podaje się  $\text{AgCl}$ , ale przy hodowli bez pola elektrycznego.

Zdając sobie sprawę z całkiem odmienną kinetyką wzrostu *whiskerów*, otrzymywanych przez kondensację par metalu w wytworzonym gradiencie temperatury, autorzy przeprowadzili teoretyczne rozważania [23] nad możliwością przewidywania warunków wzrostu *whiskerów* przy kondensacji czystych par metali. W dotychczasowej literaturze, dotyczącej tego zagadnienia [4, 24], podkreśla się, że stopień przesylenia  $\alpha$  par metalu w obszarze wzrostu monokryształów jest zasadniczym parametrem, określającym warunki do kondensacji par w postaci *whiskerów*. Wyniki pracy [23] wykazują wiele analogii z przyjętym punktem widzenia o wzroście monokryształów, jednakże zamiast dotychczas rozważanego temperaturowego gradientu prężności par metalu należy raczej uwzględnić temperaturowy gradient względnej prężności pary; to rozróżnienie otrzymano na gruncie rozważań termodynamiki makroskopowej. Posługiwanie się tak zmodyfikowaną wielkością fizyczną może okazać się pożyteczne na gruncie teorii mikroskopowej i może umożliwić lepsze zrozumienie mikroskopowego mechanizmu wzrostu *whiskerów* z przesyconej pary metalu. Teoretyczne i doświadczalne opracowanie metody hodowli *whiskerów* w wytworzonym gradiencie temperatury jest szczególnie ważne ze względu na możliwość uzyskiwania tą drogą *whiskerów* o maksymalnej czystości chemicznej, co w badaniach niskotemperaturowych odgrywa zasadniczą rolę.

Równocześnie z otrzymywaniem pierwszych *whiskerów* zwrócono na nie uwagę, jako na materiał do badania różnych własności fizycznych, między innymi również własności elektrycznych [25, 26]. Ze względu na duże trudności eksperymentalne, związane z zamontowaniem *whiskerów* do pomiarów elektrycznych bez ich zdeformowania oraz z uzyskaniem dobrego kontaktu elektrycznego, dotychczasowe prace z tej dziedziny są nieliczne.

Jako pierwszą w Polsce i jedną z niewielu w ogóle podjęto próbę seryjnych pomiarów elektrycznych na *whiskerach* miedzi [28]. Przeprowadzono pomiary zależności oporu właściwego *whiskerów* miedzi od temperatury w zakresie od temperatury pokojowej do minus  $195^\circ\text{C}$ . W temperaturze pokojowej opór właściwy dla poszczególnych próbek *whiskerów* miedzi przyjmował wartości od  $1,4 \cdot 10^{-6}$  do  $1,8 \cdot 10^{-6}$  ohm  $\cdot$  cm, co należy tłumaczyć dużym błędem pomiarowym w tej temperaturze, pochodzącym od składowej oporu, spowodowanego drganiami termicznymi sieci. Opór właściwy, mierzony w temperaturze minus  $195^\circ\text{C}$ , wykazywał znacznie mniejsze rozbieżności dla tych samych *whiskerów* miedzi (rozbieżności te mieściły się w przedziale  $0,1 \cdot 10^{-6}$  ohm  $\cdot$  cm). Ten ostatni wynik można interpretować w ten sposób, że opór, pochodzący od struktury wewnętrznej próbki, jest tego samego rzędu, co opór drgań termicznych sieci w temperaturze minus  $195^\circ\text{C}$ , a więc poszczególne *whiskery* miedzi, dobierane do pomiarów, nie różniły się zbyt wiele swoją strukturą wewnętrzną.



Wykonano też porównawcze pomiary zależności oporu właściwego od temperatury dla polikrystalicznych drucików miedzi o zbliżonej geometrii do *whiskerów*. Okazuje się, że dla drucików polikrystalicznych miedzi różnice w wartościach oporu właściwego nie maleją z obniżaniem się temperatury do minus 195° C, co świadczyłoby o tym, że polikrystaliczne druciki miedzi wykazują znacznie większe różnice między sobą w strukturze wewnętrznej niż *whiskery* miedzi. Pomiary wykazały, że opór *whiskerów* w temperaturze minus 195° C jest dwukrotnie mniejszy od oporu polikrystalicznych drucików miedzi o tej samej średnicy, co *whiskery*. Takie bezpośrednie porównanie oporu polikrystalicznych drucików z *whiskerami*, pozwala wykluczyć z rozważań ewentualny wpływ stosunku powierzchni próbki do jej objętości, który w obydwu wypadkach jest taki sam i świadczy, że struktura *whiskerów* jest znacznie bardziej uporządkowana od struktury polikrystalicznych drucików.

Oddzielnym zagadnieniem okazała się możliwość badania efektów powierzchniowych na *whiskerach* dzięki korzystnemu, dużemu stosunkowi powierzchni do objętości próbki, co umożliwiał pomiar zjawisk powierzchniowych dla *whiskerów* o średnicy rzędu kilku mikronów. Mierząc jednocześnie zmiany oporu *whiskerów* i polikrystalicznych drucików miedzi w zależności od czasu ich przebywania w atmosferze powietrza, można było wyznaczyć szybkość narastania grubości warstewki powierzchniowej tlenku miedziawego, gdyż powstająca warstewka  $\text{Cu}_2\text{O}$  zmniejsza efektywny przekrój przewodzący próbki, będąc ośrodkiem elektrycznie nieprzewodzącym w porównaniu z czystym metalem występującym pod warstewką tlenku. Pomiary wykazały, że *whiskery* miedzi utleniały się znacznie wolniej od polikrystalicznych drucików, a powstająca na nich warstewka  $\text{Cu}_2\text{O}$  nie wykazywała nasycenia grubości nawet po czterdziestu dniach przebywania w atmosferze powietrza. Natomiast polikrystaliczne druciki miedzi wykazywały nasycenie grubości warstewki powierzchniowej  $\text{Cu}_2\text{O}$  już po 8—10 dniach i powstała warstewka tlenku osiągała grubość ponad 2500 Å, podczas gdy na powierzchni *whiskerów* miedzi grubość warstewki tlenku zawierała się w granicach 1000—2000 Å dopiero po 25 dniach. Przytoczone fakty dowodzą, że struktura fizyczna powierzchni *whiskerów* jest bardziej uporządkowana od powierzchni drucików i dlatego powierzchnia *whiskerów* jest bardziej odporna na wpływ ośrodka zewnętrznego.

Pomiar efektów powierzchniowych na *whiskerach* umożliwia przeprowadzanie badań porównawczych z cienkimi warstwami metali, otrzymywanymi przez napyłanie.

Powierzchnia *whiskerów* jest jednak znacznie bardziej określona pod względem struktury fizycznej niż powierzchnia cienkich warstw i z tego względu interpretacja wyników dla *whiskerów* wydaje się być znacznie prostsza.

Wykazana możliwość badania efektów powierzchniowych na *whiskerach* i stwierdzona celowość takich pomiarów, znalazły odzwierciedlenie w zapoczątkowanych w Zakładzie Niskich Temperatur badaniach wpływu różnych ośrodków na stan fizyczny powierzchni *whiskerów* w zależności od temperatury, począwszy od temperatury pokojowej aż do temperatur helowych włącznie.

## Literatura

- [1] R. M. Fisher, L. S. Darken and Carrol, K. G., *Acta Met.* **2**, 368 (1954).
- [2] G. W. Sears, *Acta Met.* **1**, 457 (1953).
- [3] H. Gollop, *Bull. Inst. Metals*, **2**, 7 (1953).
- [4] S. S. Brenner, *Acta Met.* **4**, 62 (1956).
- [5] S. S. Brenner, *J. appl. Phys.*, Thesis, R.P.I. (1957a).
- [6] A. Grohman, J. Kryłow, *Brit. J. appl. Phys.* **11**, 477 (1960).
- [7] G. W. Sears, *Acta Met.* **1**, 457 (1953).
- [8] G. W. Sears, *Acta Met.* **3**, 361 (1955).
- [9] S. S. Brenner, *Acta Met.* **4**, 62 (1956).
- [10] C. R. Morelock and G. W. Sears, *J. Chem. Phys.* **4**, 926 (1959).
- [11] R. V. Coleman and G. W. Sears, *Acta Met.* **5**, 131 (1957).
- [12] W. L. Bragg and J. F. Nye, *Proc. Roy. Soc. Ser. A*, **190**, 474 (1947).
- [13] W. J. Archanow, G. N. Kolesnikow, i A. N. Orłow, *Dokł. A.N. SSSR* **92**, Nr 4, 751 (1953).
- [14] P. D. Gorsuch, *J. appl. Phys.* **30**, 837 (1959).
- [15] R. Bernadzikowski, A. Grohman, J. Rafałowicz, *O wzroście i własnościach fizycznych whiskerów*. Komunikat wygłoszony na XVI Zjeździe Fizyków Polskich w Toruniu w r. 1959.
- [16] J. Mazur, J. Rafałowicz, *Experimental estimation of the degree of the ionic thermal dissociation of the CuI vapour in the air atmosphere between 350° C and 550° C*. *Brit. J. appl. Phys.*, **12**, 572 (1961).
- [17] J. Mazur, J. Rafałowicz, *Hypothesis on the ionic mechanism of the growth of the whiskers obtained by reduction of the metal halides*. *Brit. J. appl. Phys.* **12**, 569 (1961).
- [18] T. Hoffmann, J. Mazur, J. Nikliborc, J. Rafałowicz, *Brit. J. appl. Phys.*, **12**, 342 (1961).
- [19] T. Hoffmann, J. Mazur, J. Nikliborc, J. Rafałowicz, *The influence of the electric field on the silver and iron whiskers growth*. *Brit. J. appl. Phys.*, **12**, 635, (1961)
- [20] T. Hoffmann, J. Mazur, J. Nikliborc, J. Rafałowicz, *Badania nad wpływem kierunku pola elektrycznego na wzrost whiskerów miedzi*. Praca przygotowana do druku.
- [21] T. Hoffmann, J. Mazur, J. Nikliborc, J. Rafałowicz, *Wpływ pola elektrycznego na wzrost whiskerów metali*. Komunikat wygłoszony na XVII Zjeździe Fizyków Polskich w Gdańsku w 1961 r. (Streszczenia prac referowanych, str. 39).
- [22] J. Mazur, J. Rafałowicz, *Wyznaczenie koncentracji jonów w zależności od temperatury w parach haloidków metali w różnych ośrodkach gazowych*. Komunikat wygłoszony na XVII Zjeździe Fizyków Polskich w Gdańsku w roku 1961. (Streszczenia prac referowanych str. 114).
- [23] J. Mazur, J. Rafałowicz, *On the possibility of foresight of the whisker growth conditions from the metal vapour pressure in the formed temperature gradient*. Praca przyjęta do druku w *Acta Physica Polonica*.
- [24] C. R. Morelock, G. W. Sears, *J. chem. Phys.* **34**, 1008 (1961).
- [25] O. S. Lutes, *Phys. Rev.* **105**, 1451 (1957).
- [26] T. H. Blewitt, R. R. Coltman and J. K. Redman, *J. appl. Phys.* **28**, 651 (1957).
- [27] A. Grohman, *Niektóre własności fizyczne whiskerów*, komunikat zgłoszony na XVII Zjazd Fizyków Polskich w Gdańsku 1961 r. (Streszczenie referatów nadesłanych po terminie. Uzupełnienie programu str. 4).
- [28] H. Dąbrowska, J. Rafałowicz, Cz. Sułkowski, *Porównanie temperaturowych współczynników oporu oraz szybkości utleniania się whiskerów i polikrystalicznych drucików miedzi*. Komunikat wygłoszony na XVII Zjeździe Fizyków Polskich w Gdańsku w roku 1961. (Streszczenia prac referowanych, str. 42).

*Józef Szpilecki*

Politechnika Śląska  
Gliwice

## Kilka nowszych zastosowań ciał girotropowych

W artykule rozpatrzono własności ciał girotropowych. Najważniejszym przykładem ciał tej grupy są ferryty, mniej zbadane są ferroelektryki. Zachowanie się ciał giromagnetycznych opisujemy przy pomocy równań Bloembergena. Są to równania nieliniowe. Do postaci liniowej możemy je doprowadzić przez stosowanie odpowiednich pól magnetycznych, silnego pola stałego i słabego periodycznie zmiennego, działającego w płaszczyźnie prostopadłej do pola stałego.

Charakterystyczną cechą ośrodków giromagnetycznych jest tworzenie się w nich pod wpływem padającej fali elektromagnetycznej liniowo spolaryzowanej, dwu fal kołowo w przeciwne strony spolaryzowanych, rozchodzących się z różną prędkością i różnie tłumionych. Charakterystyczny dla jednej składowej jest rezonans ferromagnetyczny, w czasie którego możliwy jest obrót momentów magnetycznych o  $180^\circ$ .

Z zastosowań omówiono: efekt Faradaya, uogólniając następnie rozumowanie do ogólnych ośrodków girotropowych. Z kolei rozpatrzono rezonatory i linie z niejednorodnym polem elektromagnetycznym. W końcu omówiono rezonans parametryczny i jego zastosowania w technice mikrofalowej.

### 1. Wstęp

W ostatnim czasie coraz więcej prac poświęca się ośrodkom, których przenikalność magnetyczną możemy napisać w postaci tensorowej

$$(\mu) = \begin{pmatrix} \mu, ik, 0 \\ -ik, \mu, 0 \\ 0, 0, \mu_0 \end{pmatrix} \quad (1)$$

przenikalność zaś elektryczną można przyjąć skalarną, stałą, często równą 1. Do tego rodzaju ciał należą na przykład niezmiernie ważne dziś w technice mikrofalowej ferryty.

Drugi rodzaj stanowią ciała, w których przenikalność elektryczną możemy napisać w postaci tensorowej

$$(\varepsilon) = \begin{pmatrix} \varepsilon, it, 0 \\ -it, \varepsilon, 0 \\ 0, 0, \varepsilon_0 \end{pmatrix} \quad (2)$$

podczas gdy przenikalność magnetyczna jest stała, równa 1. Należą tu ferroelektryki.

Najogólniejszy jest wreszcie ośrodek, charakteryzowany przez tensorową przenikalność magnetyczną i elektryczną, np. pewne ferroelektryki. Takie ciała noszą nazwę *giotropowych* [18].

Od dawna są znane w fizyce zjawiska, opisywane tensorową przenikalnością magnetyczną (efekt Faradaya) i zespoloną przenikalnością elektryczną (kryształy optycznie aktywne) [4].

Nas interesować będą ciała, których składowe tensorów posiadają duże wartości, więc ferryty, które są najdokładniej zbadane i ferroelektryki.

Wymienione wyżej ciała posiadają duże znaczenie i liczne zastosowania w współczesnej elektronice i technice mikrofalowej.

Technika mikrofalowa stawia materiałom używanym w różnych jej aparaturach bardzo specjalne wymagania, które zostały zrealizowane w ferrytach, mianowicie wysoki opór elektryczny i wysoka przenikalność magnetyczna. Ponieważ bardzo wiele przyrządów tej dziedziny, służących do skręcania płaszczyzny polaryzacji, do zmiany częstości, do zmiany charakteru fal elektromagnetycznych, jednostronnego przepuszczania tych fal, odgałęziania fal elektromagnetycznych, posługuje się elementami giotropowymi, ciekawe jest opowiedzieć nieco o zjawiskach zachodzących w takich ośrodkach i opisać ich działanie na kilku odpowiednio dobranych przykładach.

Wymienione wyżej przyrządy, zrealizowane w formie pasków, prętów, tarcz itd., wypełniających linie czy rezonatory mikrofalowe, posiadają bardzo skomplikowaną teorię. Przyczyną tego jest fakt, że stałe magnetyczne możemy określić prosto w ośrodkach nieskończenie dużych; w ośrodkach o wymiarach skończonych występują czynniki poprawkowe, które jedynie w niewielu przypadkach dadzą się dokładnie obliczyć, a które bardzo komplikują odpowiednie wyrażenia. Także pola elektromagnetyczne w takich niejednorodnych ośrodkach posiadają często przebieg bardzo złożony, który daje się wyznaczyć jedynie w sposób przybliżony [5, 6, 13, 14, 17, 18, 19, 23, 24, 25, 29].

Teoria wymienionych wyżej przyrządów to zbiór najrozmaitszych zagadnień brzegowych, dających rozwiązania najczęściej w postaci złożonej i często rozwiązalnych przy użyciu pewnych sztuczek, mniej lub więcej uzasadnionych. Dlatego wybierzemy pewne zagadnienia klasyczne, by przy ich pomocy naświetlić możliwie wszechstronnie zagadnienie.

Na wstępie omówimy dokładnie ferryty i ich własności.

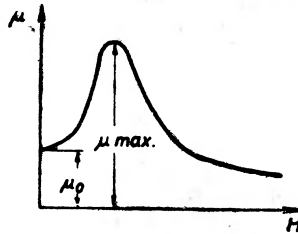
## 2. Ferryty [8, 17, 21]

### 2.1. Uwagi ogólne

Ferryty powstały jako realizacja materiałów, które z wysokim oporem elektrycznym łączą wysoką przenikalność magnetyczną. Daje się to zrealizować przez wbudowanie do drobin magnetytu  $\text{Fe}_3\text{O}_4$  w miejsce jednego atomu żelaza atomu dwuwartościowego: niklu, magnezu, manganu, cynku, miedzi

lub kadmu. Ogólnie możemy napisać ich wzór chemiczny w postaci  $M\text{OFe}_2\text{O}_3$ , gdzie  $M$  oznacza metal dwuwartościowy. Z wymienionych wyżej ferrytów tylko zawierające cynk i miedź są nie ferromagnetyczne.

Materiały te uzyskuje się przez spiekanie odpowiednio drobnoziarnistych proszków metali o odpowiednim składzie pod ciśnieniem 1—2 ton/cm<sup>2</sup> w temperaturze 1100—1400°C. Posiadają one strukturę drobnoziarnistą, mechaniczne własności podobne do ceramiki, dużą twardość (do obróbki wymagają diamentu lub karborundu). Przenikalność magnetyczna mieści się w granicach 10—2000 gaus/erst. Ciężar właściwy wynosi 3—5 g/cm<sup>3</sup>, ciepło właściwe 0,17 cal/g stop



Rys. 1. Zależność przenikalności magnetycznej ciała ferromagnetycznego od natężenia pola magnetycznego

współczynnik przewodzenia ciepła wynosi 10<sup>-4</sup> cal/cm sek stop, współczynnik rozszerzalności wynosi 10<sup>-5</sup> stop<sup>-1</sup>, opór właściwy dla prądu stałego 10—10<sup>7</sup> Ohm cm.

W poniższej tabeli mamy zestawione najważniejsze parametry, charakteryzujące kilka ferrytów radzieckich, używanych w technice mikrofalowej. Mamy tu następujące oznaczenia [21]:

- $\mu_0$  — początkową przenikalność magnetyczną,
- $\mu_{\max}$  — maksymalną przenikalność magnetyczną (rys. 1),
- $H$  — natężenie pola magnetycznego, odpowiadającego  $\mu_{\max}$ ,
- $B_s$  — indukcję dla nasycenia,
- $B_r$  — remanent,
- $H_c$  — koercję.

Tabela 1

Nazwa	Gaus/Oerst		Gaus/Oerst	H dla $\mu_{\max}$ Oerst	H = 100 Oerst		
					$B_s$ Gs	$B_r$ Gs	$H_c^2$ Oerst
Oxifer	2000	1800—2400	6000—7000	0,15	2500	1200	0,1
	1000	800—1200	3000—3500	0,4	3200	1500	0,25
	600	550—600	1200—1400	0,7	3100	1400	0,4
	500	500—550	1000—1200	0,9	2800	1300	0,5
	400	360—440	750—850	1,0	2300	1200	0,8
	200	180—220	280—330	2,0	1800	1000	1,5
	И4	180—220	750—850	1,5	4200	2000	0,8
	И5	135—165	650—750	2,5	4800	2250	1,2
	РЧ15	14—16	35—45	30	1850	1000	15
	РЧ10	9—11	14—17	40	1400	400	24

## 2.2. Własności magnetyczne ferrytów [10, 17]

Elektron atomu posiada spin

$$|\vec{J}| = (1/2)(h/2\pi) \quad (3)$$

gdzie  $h$  oznacza stałą Plancka.

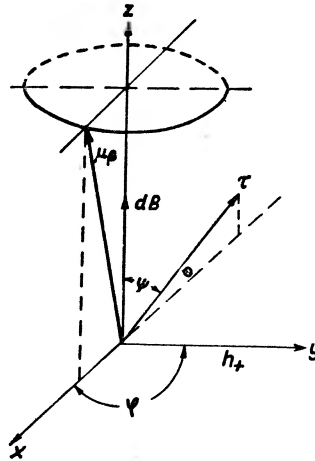
Jego moment magnetyczny obliczamy ze wzoru

$$\vec{\mu}_\beta = ge\vec{J}/2mC = \gamma\vec{J} \quad (4)$$

$g$  nazywamy czynnikiem Landego,

$\gamma$  — giromagnetycznym współczynnikiem elektronu.

W przypadku ferrytów przybliżenie  $g = 2$ .



Rys. 2. Ruch momentu magnetycznego elektronu pod wpływem stałego pola magnetycznego działającego w kierunku osi  $z$  i pola o polaryzacji kołowej prawej w płaszczyźnie  $xy$

$\mu_\beta$  — moment magnetyczny,

$\tau$  — moment obrotowy,

$h_+$  — natężenia pola magnetycznego o prawej polaryzacji kołowej

W stałym polu magnetycznym  $H_z$  nie równoległym do momentu magnetycznego następuje precesja z prędkością kątową

$$\omega_0 = \gamma H_z. \quad (5)$$

Gdyby nie było strat energii, precesja trwałaby nieskończenie długo. Ale wiemy, że w silnych polach magnetycznych jest możliwe w tych warunkach namagnesowanie ciał. Jest to możliwe wskutek tego, że ruch precesyjny jest zanikający aż do zajęcia przez moment magnetyczny położenia zgodnego z kierunkiem pola  $H_z$ . Czas zanikania precesji wynosi około 1/100 mikrosek. Jest to zarazem dolna granica czasu potrzebnego, by ciało namagnesować.

W interesujących nas dalej zastosowaniach będziemy używać ferrytu, do którego przyłożono stałe bardzo silne pole  $H_z$  oraz słabe pole sinusoidalne w płaszczyźnie  $XY$  (rys. 2). Ostatnie pole możemy zastąpić przez dwa pola

kołowo spolaryzowane o przeciwnym kierunku obrotu. Kierunek zgodny z kierunkiem precesji oznaczamy znakiem plus (+ $h$ ). Drugie pole oznaczamy ( $-h$ ).

Moment obrotowy wywołany działaniem na elektron dodatniej składowej jest równy

$$\vec{\tau}_+ = \vec{\mu}_\beta \times \vec{h}_+ \quad (6)$$

gdzie  $\times$  oznacza iloczyn wektorowy. Na rysunku 2 moment ten jest narysowany w płaszczyźnie  $XZ$ . Elektronowi zostaje przekazana energia, która obliczona na jeden obrót wynosi

$$W = \int_0^{2\pi} \vec{\tau} d\vec{\theta} = 2\pi r \cos \psi \quad (7)$$

Występujące tu wielkości objaśniono na rysunku 2.

Dzięki przekazywaniu energii elektronu możliwa jest kompensacja strat, co podtrzymuje precesję, i przy odpowiednim dobraniu częstości tendencja do oddalenia się momentu magnetycznego od kierunku pola  $Z$  (rezonans ferromagnetyczny). W przypadku drugiego pola kołowego spolaryzowanego zjawiska takie nie zachodzą.

Wskutek tego ośrodek musimy scharakteryzować dwoma przenikalnościami magnetycznymi i związek między indukcją magnetyczną i natężeniem pola napiszemy w postaci

$$b_\pm = \mu_\pm h_\pm. \quad (8)$$

Wielkości  $\mu_\pm$  są na ogół zespolone.

### 2.3. Rezonans ferromagnetyczny

Teoria rezonansu ferromagnetycznego została podana przez Bloembergena [3]. Teoria jego opiera się na równaniach, podanych z jednej strony przez F. Blocha [2], z drugiej przez L. Landaua i E. Lifszica [15].

We wcześniejszej pracy Landaua i Lifszica otrzymuje się na podstawie rozpatrywania domen następujące równanie dla zmiany namagniesowania. Piszemy je dziś w następującej postaci

$$d\vec{M}/dt = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \alpha\gamma\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})/|\vec{M}| \quad (9)$$

gdzie znak  $\times$  oznacza iloczyn wektorowy,

$\vec{H}$  oznacza wewnętrzne pole magnetyczne,

stałe  $\alpha, \gamma$  są dodatnie.

Inni autorowie [22] zapisują równanie (9) w następującej postaci

$$d\vec{M}/dt = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - \lambda\vec{M} \times (\vec{M} \times \vec{H})/(\vec{M} \cdot \vec{M}) \quad (10)$$

gdzie dodatnia stała  $\lambda$  posiada następujące znaczenie

$$\lambda = |\gamma| \alpha |\vec{M}|. \quad (11)$$

Thumienie jest tu reprezentowane przez człon drugi, który według [15] przedstawia współdziałanie relatywistyczne.

Formuła ta daje się doprowadzić do postaci podobnej do formuły Blocha przez wprowadzenie czasu relaksacji

$$1/\tau = |\gamma| \alpha [H_e + (2\pi - (3/2)N_z) M_z] \quad (12)$$

przy czym przyjęto zmienność składowych  $m_x, m_y$  namagnesowania w postaci

$$e^{-t/\tau} \cos(\Omega t + \theta) \quad (13)$$

gdzie

$$\Omega^2 = \omega_0^2(1 + \alpha^2) - 1/\tau^2 \quad (14)$$

$$\omega_0^2 = \gamma^2 [H_e + (N_y - N_z) M_z] [H_e + (N_x - N_z) M_z] \quad (15)$$

$H_e$  oznacza efektywne pole, o którym mowa poniżej.

Formułę Blocha [3] możemy napisać w postaci wektorowej

$$d\vec{M}/dt = \gamma(\vec{M} \times \vec{H}) - (\vec{M} - \vec{M}_0)/\tau + |\vec{M}| \vec{H}/|\vec{H}| \tau \quad (16)$$

gdzie  $\tau$  oznacza czas relaksacji. Zwykle pisze się te wzory w postaci następującej [1]

$$\begin{aligned} dM_x/dt &= (M_y H_z - M_z H_y) - M_x/\tau_2 \\ dM_y/dt &= (M_z H_x - M_x H_z) - M_y/\tau_2 \\ dM_z/dt &= (M_x H_y - M_y H_x) - (M_0 - M_z)/\tau_1 \end{aligned} \quad (17)$$

$\tau_1, \tau_2$  oznaczają stałe czasy relaksacji,

$M_0$  oznacza namagnesowanie od stałego silnego pola  $H_z$ ,

pozostałe składowe namagnesowania pochodzą od zmiennego pola o składowych  $H_x, H_y$ .

Bloembergen opiera się na formule Blocha, pisząc ją w następującej postaci

$$d\vec{M}/dt = \gamma \vec{M} \times \vec{H} - \lambda [(\vec{H} \cdot \vec{M}) \vec{M}/M^2 - \vec{H}]. \quad (18)$$

Jeżeli wyrazilibyśmy  $H$  przez  $M$ , otrzymalibyśmy równania nieliniowe.

#### 2.4. Rozwiązanie w przypadku ciała nieograniczonego

Przyjmując nieskończony ośrodek giromagnetyczny oraz  $H_z \approx H_0, M_z/H_z = \chi_0$ , gdzie  $\chi_0$  oznacza podatność magnetyczną, oraz małą składową pola zmiennego według prawa  $\exp(i\omega t)$ , w płaszczyźnie  $(x, y)$ , wtedy możemy napisać następujące związki

$$\begin{aligned} b_x &= \mu h_x - ikh_y \\ b_y &= \mu h_y + ikh_x \\ b_z &= \mu_0 H_z \end{aligned} \quad (19)$$

gdzie  $b_x, b_y, b_z$  oznaczają składowe indukcji magnetycznej.



Równanie (19) możemy napisać w postaci tensorowej

$$\vec{b} = (\mu)\vec{h} \quad (20)$$

gdzie  $(\mu)$  oznacza tensor dany równaniem (1),

$\vec{b}$  oznacza wektor indukcji magnetycznej,

$\vec{h}$  wektor natężenia pola wewnętrznego.

Wielkości  $\mu$ ,  $k$  są zespolone, kształtu

$$\begin{aligned} \mu &= \mu' - i\mu'' \\ k &= k' - ik'' \\ \mu_0 &= 1. \end{aligned} \quad (21)$$

Składowe: rzeczywista i urojona równań (21) posiadają następującą postać

$$\begin{aligned} \mu' &= 1 + \frac{(\gamma^2 H_0^2 - \omega^2) 4\pi M_z \gamma^2 H_0 \chi_0^2 + 8\pi \omega^2 \lambda^2 \chi_0}{\chi_0^2 (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \lambda^2} \\ k' &= \frac{4\pi M_z \gamma \omega \chi_0^2 (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2)}{\chi_0^2 (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \lambda^2} \\ \mu'' &= \frac{4\pi \lambda \omega \chi_0^2 (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2)}{\chi_0^2 (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \lambda^2} \\ k'' &= \frac{8\pi \omega^2 \gamma \lambda H_z \chi_0^2}{\chi_0^2 (\gamma^2 H_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2 \lambda^2} \\ \lambda &= \gamma M \Delta H / 2H_p \end{aligned} \quad (22)$$

gdzie  $\Delta H$  oznacza szerokość krzywej rezonansu,  $H_p$  — rezonansowa wartość pola magnetycznego. Inne oznaczenia jak wyżej.

### 2.5. Wzory dla ośrodka ograniczonego

W przypadku, gdy wymiary ośrodka giromagnetycznego są ograniczone, wygodnie jest wprowadzić w równaniach zewnętrzne pole magnetyczne. W przypadku gdy próbka jest małą elipsoidą, mamy następujące zależności między składowymi zewnętrznego pola  $\vec{h}^e$  i wewnętrznego  $\vec{h}$

$$\begin{aligned} h_x &= h_x^e - N_x m_x \\ h_y &= h_y^e - N_y m_y \\ h_z &= h_z^e - N_z m_z \end{aligned} \quad (23)$$

gdzie  $N_x, N_y, N_z$  — współczynniki rozmagnesowania.

Zmienne składowe namagnesowania są zdefiniowane następująco:

$$\begin{aligned} b_x &= h_x + 4\pi m_x = \mu h_x - ik h_y \\ b_y &= h_y + 4\pi m_y = ik h_x + \mu h_y \\ b_z &= h_z + 4\pi m_z = h_z. \end{aligned} \quad (24)$$

Eliminacja zmiennych z równań (23) i (24) daje następujące skomplikowane wzory na zmienne składowe namagnesowania

$$m_x = (\mu - 1) \frac{[4\pi + (\mu - 1)N_y - \frac{k^2}{\mu - 1}N_y]h_x^e - ik4\pi h_y^e}{[4\pi + (\mu - 1)N_x][4\pi + (\mu - 1)N_y] - k^2N_xN_y} \quad (25)$$

$$m_y = \frac{ik4\pi h_x^e - (\mu - 1) \left[ 4\pi + (\mu - 1)N_x - \frac{k^2}{\mu - 1}N_x \right] h_y^e}{[4\pi + (\mu - 1)N_x][4\pi + (\mu - 1)N_y] - k^2N_xN_y}$$

W równaniach tych należy podstawić wartości (22) dla  $\mu'$ ,  $\mu''$  i  $k'$ ,  $k''$ .

Ze względu na złożoność powyższych wzorów zwykle posługujemy się wzorami z pominięciem tłumienia (specjalnie w pewnej odległości od rezonansu), czyli dla  $\lambda = 0$ . Wtedy otrzymujemy wzory wyprowadzone przez Kittela

$$\mu = \mu' = 1 + \frac{4\pi M \gamma^2 H_z}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} \quad \mu'' = 0 \quad (26)$$

$$k = k' = \frac{4\pi M \gamma \omega}{\gamma^2 H_z^2 - \omega^2} \quad k'' = 0 \quad (27)$$

$$m_x = \frac{\gamma^2 M [H_z^e + (N_y - N_z) M] h_x^e - i M \gamma \omega h_y^e}{\gamma^2 H_{\text{ef}}^2 - \omega^2} \quad (28)$$

$$m_y = \frac{i M \gamma \omega h_x^e + \gamma^2 M [H_z^e + (N_x - N_z) M] h_y^e}{\gamma^2 H_{\text{ef}}^2 - \omega^2} \quad (29)$$

$$H_{\text{ef}}^2 = [H_z^e + (N_x - N_z) M][H_z^e + (N_y - N_z) M]. \quad (30)$$

Dla nieograniczonego ośrodka warunek rezonansu posiada postać następującą

$$\omega_0 = \gamma H_z \quad (31)$$

dla ośrodka ograniczonego, spełniającego poprzednie założenia,

$$\omega_0 = \gamma H_{\text{ef}} \quad (32)$$

Przy pomocy równań (23) oraz (25) możemy otrzymać następujące równania

$$h_x^e = (1 + N_x \chi_{xx}) h_x - i N_x \chi_{xy} h_y \quad (33)$$

$$h_y^e = (1 + N_y \chi_{xx}) h_y + i N_y \chi_{xy} h_x,$$

przy czym  $\chi_{xx}$ ,  $\chi_{xy}$  oznaczają składowe tensora podatności magnetycznej.

Jeżeli równania (33) rozwiążemy ze względu na  $h_x$ ,  $h_y$  otrzymujemy wyrażenia, w których mianowniku figuruje wyrażenie

$$(1 + N_x \chi_{xx})(1 + N_y \chi_{xx}) - N_x N_y \chi_{xy}^2 \quad (34)$$

Wyrażenie to znika dla rezonansu (32), co oznacza, że w tym przypadku amplituda ruchu precesyjnego staje się nieskończenie duża. (Jest to spowodowane pominięciem tłumienia).

## 2.6. Zależność składowych tensora przenikalności magnetycznej od natężenia pola

Poniżej podamy przebieg zależności składowych tensora przenikalności magnetycznej, zdefiniowanych przy pomocy równań (22), przy pewnych upraszczających założeniach. Mianowicie, zakładając cylindryczną symetrię elipsoidy, aproksymującej kształt próbki, czyli  $N_x = N_y$ , możemy dla nieskończonego i dla elipsoidalnego ciała napisać składową diagonalną tensora w postaci

$$\mu' = 1 + (4\pi - N_t)\gamma M\omega_0/(\omega_0^2 - \omega^2) \quad (35)$$

niediagonalną składową w postaci

$$k' = (4\pi - N_t)M\gamma\omega/(\omega_0^2 - \omega^2) \quad (36)$$

gdzie  $\omega_0$  — częstość podłużnego rezonansu dla danej próbki,

$N_t$  — poprzeczny współczynnik rozmagnesowania.

Dla fal posiadających kołową polaryzację możemy napisać ujmując w formie wektorowej zależność między składowymi  $b_x, b_y, h_x, h_y$

$$\vec{b} = (\mu \pm k)\vec{h}. \quad (37)$$

Przy pomocy formuł (35) i (36) otrzymujemy

$$\mu' \pm k' = 1 + (4\pi - N_t)\gamma M/(\omega_0 \pm \omega) \quad (38)$$

oraz przyjmując przybliżenie  $H_0 \approx H_z$

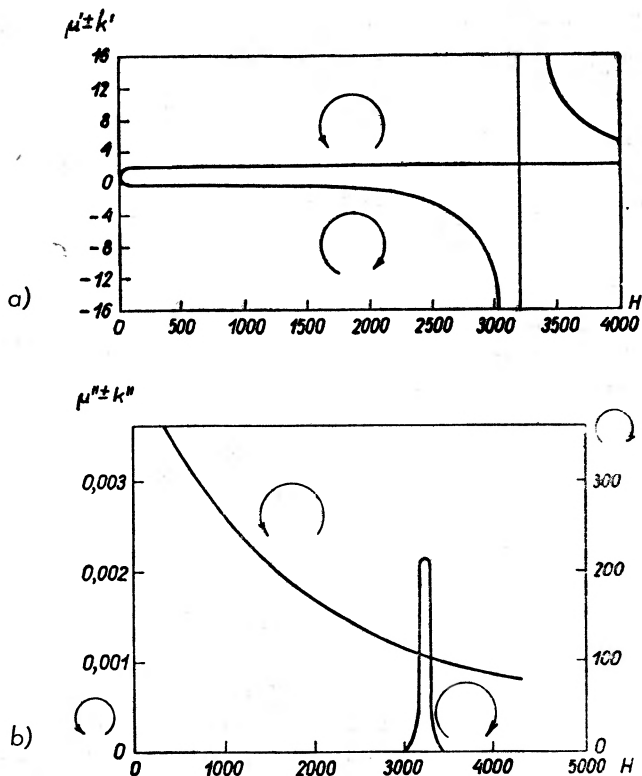
$$\mu'' \pm k'' = 4\pi\lambda\omega(\omega_0 \pm \omega)^2/[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\omega^2\lambda^2\omega_0^2/\gamma^2 M_z^2]. \quad (39)$$

Przebieg tych wielkości podaje rysunek 3a i 3b. Dla odróżnienia obu przypadków na rysunku oznaczono odpowiednie wielkości przy pomocy strzałki. Gdy przez ośrodek taki rozchodzi się w kierunku  $z$  nieograniczona fala płaska, to rozdziela się w nim na dwie fale kołowo spolaryzowane o przeciwnym kierunku polaryzacji. Rezonans występuje tylko w przypadku jednej z tych fal.

Podane wyżej krzywe pozwalają podać również przebieg wielkości

$$\mu_{\pm} = b_{\pm}/h_{\pm} = (\mu \mp k) = \mu_0 - \gamma M/(\omega_0 \mp \omega) \quad (40)$$

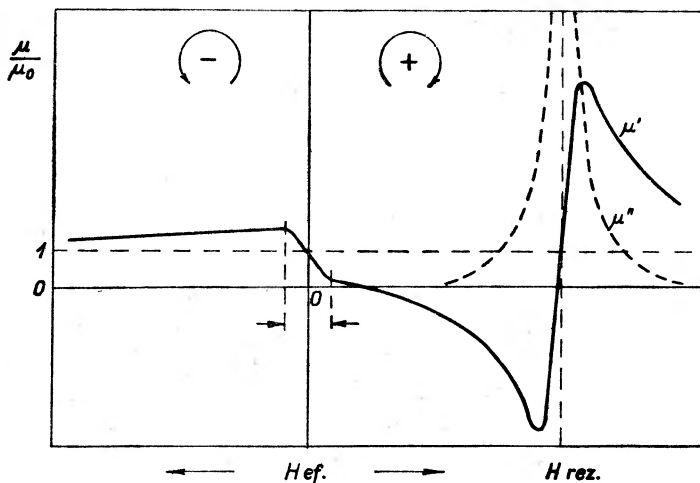
zarówno dla części rzeczywistej jak i urojonej (rys. 4).



Rys. 3. Rzeczywista i urojona składowa wielkości  $\mu \pm k$ :

a) składowa rzeczywista, b) składowa urojona

Górny znak odnosi się do składowej kołowo w prawo spolaryzowanej, dolny znak do składowej kołowo w lewo spolaryzowanej



Rys. 4. Zależność przenikalności magnetycznej ferrytu dla fal kołowo spolaryzowanych od natężenia pola magnetycznego.

Na rysunku mamy połączenie wzdłuż prostej  $H_{ef} = 0$  dwu rysunków. Jeden z nich leży na lewo, drugi na prawo od wymienionej wyżej prostej. Odnoszą się one do dwu różnych zwrotów polaryzacji kołowej

## 2.7. Kilka uwag o ciałach giroelektrycznych

Na podstawie symetrii równań Maxwella nasuwa się możliwość uzyskania podobnych efektów przy pomocy ciał giroelektrycznych. Niestety teoria tych ciał nie jest tak rozwinięta jak teoria ciał giromagnetycznych. Rozpatrywania przeprowadzone w [7, 11, 12, 20] zwracają uwagę na bardzo wiele podobieństw własności obu rodzajów ciał.

Teoria ferroelektryków ma bardzo wiele cech wspólnych z teorią ciał ferromagnetycznych. Dlatego w praktycznych zastosowaniach tych ciał przyjmuje się przez analogię do tensora przenikalności magnetycznej tensor przenikalności elektrycznej, otrzymując formuły podobne do wyprowadzonych dla ciał giromagnetycznych.

## 3. Różne zastosowania ciał girotropowych

### 3.1. Rozchodzenie się fal elektromagnetycznych w ośrodku girotropowym

(Efekt Faradaya [17])

Wyobraźmy sobie falowód wypełniony ciałem giromagnetycznym. Fala elektromagnetyczna rozchodzi się w kierunku osi  $z$ .

Podstawiając w równaniach Maxwella (w układzie jednostek Gaussa)

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -(1/c)\partial\vec{b}/\partial t \\ \nabla \times \vec{h} &= (1/c)\partial\vec{D}/\partial t\end{aligned}\quad (41)$$

dla występujących tu wektorów wyrażenia typu

$$K = K_0 \exp(i\omega t - \Gamma(\vec{n}\vec{r}))\quad (42)$$

gdzie  $K_0$  — oznaczają funkcje wektorowe współrzędnych, spełniające warunki brzegowe falowodu,

$\vec{n}$  — oznacza wektor jednostkowy w kierunku ruchu fali,

$\Gamma$  — stała przenoszenia,

$\omega$  — pulsacja,

otrzymujemy na wyznaczenie  $\Gamma$  następujące równania

$$\begin{aligned}(\mu h_x - ikh_y)(\omega^2 \epsilon/c^2) &= -\Gamma^2 h_x \\ (\mu h_y + ikh_x)(\omega^2 \epsilon/c^2) &= -\Gamma^2 h_y\end{aligned}\quad (43)$$

które posiadają rozwiązanie jedynie pod założeniem, że

$$h_x = \pm ih_y, \quad (44)$$

czyli, jeżeli obie fale są kołowo spolaryzowane. Wtedy z równań (43) otrzymujemy wyrażenie dla stałej przenoszenia

$$\Gamma_{\pm} = (i\omega/c)\sqrt{\varepsilon(\mu \pm k)} = \alpha_{\pm} + i\beta_{\pm} \quad (45)$$

$\alpha_{\pm}$  oznacza stałą tłumienia,

$\beta_{\pm}$  stałą fazową (wyznaczającą prędkość rozchodzenia się fal).

Jeżeli  $l$  oznacza drogę przebytą przez falę, wtedy kąt skręcenia płaszczyzny polaryzacji fali padającej na ośrodek giromagnetyczny jest określony wzorem następującym

$$\Theta = (l/2)(\beta_{-} - \beta_{+}) . \quad (46)$$

Orientacyjnie, na podstawie uproszczonych wzorów, dla ferrytów posiadających nasycenie dla 2000 oerst. i rezonans dla 9000 Mc/s otrzymujemy

$$\Theta/l = 65 \text{ }^{\circ}/\text{cm} .$$

Ponieważ stałe tłumienia obu fal kołowo spolaryzowanych są różne, możliwe jest stłumienie jednej z nich po przejściu odpowiedniej drogi i uzyskanie zmiany polaryzacji fali padającej spolaryzowanej liniowo na kołową. Działanie takiego przyrządu jest takie same jak działanie ćwierćfalówki w dziedzinie optyki.

### 3.2. Rezonator wypełniony ogólnym ciałem girotropowym [9]

Jako uogólnienie powyższego problemu możemy przyjąć dowolny rezonator metalowy (rys. 5a), wypełniony ogólnym ciałem girotropowym, określonym przez tensorową przenikalność magnetyczną (1) i elektryczną (2). Problem jest rozwiązalny, dokładnie, jeżeli tensory (1) i (2) są hermitowskie. W ogólniejszym przypadku zachodzącym, gdy metal rezonatora nie jest doskonałym przewodnikiem lub są straty w ciele wypełniającym rezonator, stosujemy wyniki jedynie przybliżenie.

Jeżeli rozpatrzemy najpierw drgania własne rezonatora, to ze względu na jego liniowość możemy przyjąć, że wytwarza się w nim nieskończenie wiele fal, podlegających prawu superpozycji. Rozpatrzmy rozwiązanie w przypadku fali o pulsacji  $\omega_m$ . Rozpatrzmy następujące zagadnienie brzegowe:

Fala spełnia równania Maxwella

$$\text{rot } \vec{H} = i\omega_m(\varepsilon)\vec{E} \quad (47)$$

$$\text{rot } \vec{E} = -i\omega_m(\mu)\vec{H}$$

oraz warunki na powierzchni  $S$

$$\vec{E} \times \vec{n}_0 = 0 \quad (48)$$

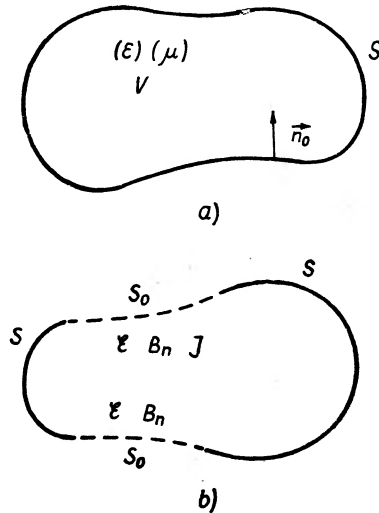
przy czym  $\vec{n}_0$  oznacza wektor jednostkowy normalny do powierzchni  $S$ , zaś  $\times$  oznacza iloczyn wektorowy.

Rozwiązanie przyjmujemy w postaci

$$\begin{aligned}\vec{E} &= e\vec{E}_m \\ \vec{H} &= h\vec{H}_m\end{aligned}\quad (49)$$

zespolone amplitudy  $e, h$  spełniają warunek

$$h = ie. \quad (50)$$



Rys. 5. Rezonator: a) do rozpatrywania drgań własnych, b) do rozpatrywania drgań wymuszonych

Wektory własne  $\vec{E}_m, \vec{H}_m$  przynależne do pulsacji  $\omega_m$ , spełniają równania

$$\text{rot}((\mu)^{-1}\text{rot}\vec{E}_m) = \omega_m^2(\epsilon)\vec{E}_m \quad (51)$$

$$\text{rot}((\epsilon)^{-1}\text{rot}\vec{H}_m) = \omega_m^2(\mu)\vec{H}_m$$

oraz warunek brzegowy

$$\vec{E}_m \times \vec{n}_0 = 0. \quad (52)$$

Mamy przy tym

$$\omega_m^2 = \frac{\int_V \text{rot} E_m^* \cdot (\mu)^{-1} \text{rot} E_m dV}{\int_V E_m^*(\epsilon) E_m dV} \quad (53)$$

oraz relacje ortogonalności

$$\int_V E_m^*(\epsilon) E_n dV = \int_V H_m^*(\mu) H_n dV = \delta_{mn} = \begin{cases} 1, & m = n \\ 0, & m \neq n \end{cases} \quad (54)$$

Gwiazdka u góry oznacza wielkość zespoloną sprzężoną.

Relacje te są spełnione jedynie w przypadku tensorów  $(\mu)$  i  $(\epsilon)$  hermitowskich wtedy też na  $\omega_m$  otrzymujemy dodatnią wartość rzeczywistą w przypadku

wielkości odpowiadających ferrytom. W ogólniejszym przypadku możemy przyjąć przybliżenie

$$\omega_m = \omega'_m + i\omega''_m = \omega'_m(1 + i(1/Q_m)) \quad (55)$$

gdzie  $Q_m = \omega'_m/2\omega''_m$  — współczynnik dobroci obwodu rezonansowego dla fali  $\omega_m$ .

Oscylacje wymuszone otrzymujemy zaopatrując powierzchnię rezonatora  $S$  w okienka  $S_0$  (rys. 5b), na których dana jest składowa styczna natężenia pola elektrycznego i indukcji magnetycznej. Mamy więc następujące zagadnienie brzegowe:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} + i\omega(\mu)\vec{H} &= 0 \\ \operatorname{rot} \vec{H} &= i\omega(\varepsilon)\vec{E} = \vec{J} \\ \operatorname{div}[(\varepsilon)\vec{E}] &= \rho \\ \operatorname{div}[(\mu)\vec{H}] &= 0 \\ \vec{E} \times \vec{n}_0 &= \begin{cases} \mathcal{C} \text{ na } S_0 \text{ (otwór)} \\ 0 \text{ na } S - S_0 \text{ (pozostała powierzchnia)} \end{cases} \\ [(\mu)\vec{h}] \times \vec{n}_0 &= \begin{cases} B_n \text{ na } S_0 \\ 0 \text{ na } S - S_0 \end{cases} \end{aligned} \quad (56)$$

Wielkości  $J$ ,  $\rho$ ,  $\mathcal{C}$ ,  $B_n$  uważamy za znane.

Rozwiązanie dla drgań wymuszonych przyjmujemy w postaci następującej:

$$\begin{aligned} \vec{E} &= \sum_m e_m \vec{E}_m - (\varepsilon)^{-1} \nabla \varphi \\ \vec{H} &= \sum_m h_m \vec{H}_m - (\mu)^{-1} \nabla \psi \end{aligned} \quad (57)$$

gdzie  $\vec{E}_m$ ,  $\vec{H}_m$  funkcje własne rezonatora, wyznaczone wyżej, inne wielkości  $e_m$ ,  $h_m$ ,  $\varphi$ ,  $\psi$  należy wyznaczyć.

Na wyznaczenie niewiadomych funkcji otrzymujemy następujące równania:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \varphi &= \rho \\ \nabla^2 \psi &= 0 \\ \varphi &= 0 \text{ na } S \\ \partial \psi / \partial n &= \begin{cases} B_n \text{ na } S_0 \\ 0 \text{ na } S - S_0 \end{cases} \end{aligned} \quad (58)$$

Mamy również następujące relacje ortogonalności

$$\begin{aligned} \int_V \vec{E}_m^* \cdot \nabla \varphi \cdot dV &= 0 \\ \int_V \vec{H}_m^* \cdot \nabla \psi \cdot dV &= 0 \end{aligned} \quad (59)$$



Na wyznaczenie  $e_m, h_m$  otrzymujemy

$$\begin{aligned} e_m &= \int_V \vec{E}_m^*(\varepsilon) \vec{E} dV \\ h_m &= \int_V \vec{H}_m^*(\mu) \vec{H} dV. \end{aligned} \quad (60)$$

Wykorzystując hermitowski charakter tensorów  $(\varepsilon)$  i  $(\mu)$  otrzymujemy

$$\begin{aligned} \omega_m e_m + i\omega h_m &= F_m \\ i\omega e_m - \omega_m h_m &= I_m \end{aligned} \quad (61)$$

gdzie

$$\begin{aligned} F_m &= \int_{S_0} (\vec{H}_m^* \times \vec{E}) \vec{n}_0 dS \\ I_m &= \int_V \vec{E}_m^* \vec{J} dV. \end{aligned} \quad (62)$$

Jeżeli możemy przyjąć małe straty, wtedy przybliżenie

$$\begin{aligned} e_m &= (\omega'_m F_m - i\omega I_m) / (\omega_m'^2 - \omega^2 + i\omega_m'^2/Q_m) \\ h_m &= (i\omega F_m - \omega'_m I_m) / (\omega_m'^2 - \omega^2 + i\omega_m'^2/Q_m). \end{aligned} \quad (63)$$

Równania te są podobne do równań, jakie otrzymujemy w przypadku jednorodnego skalarnego ciała, wypełniającego falowód.

### 3.3. Rezonatory i linie z niejednorodnym (zniekształconym) polem elektromagnetycznym

Istnieje bardzo wiele zastosowań rezonatorów i linii, w których wewnątrz znajdują się płytki, pręty, diafragmy itd., z ciała giromagnetycznego. W ten sposób otrzymuje się na przykład przyrządy skręcające płaszczyznę polaryzacji, z tym że działanie takich przyrządów jest niesymetryczne dla dwu fal biegnących w kierunkach przeciwnych (wentyle).

Także wkładki z ciała giromagnetycznego są stosowane do dostrajania rezonatorów przy pomocy zmiany zewnętrznego pola magnesującego.

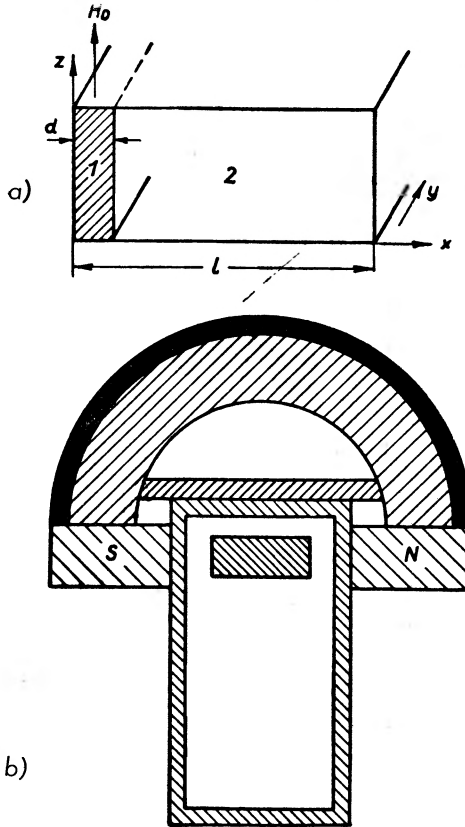
### 3.4. Teoria prostokątnego falowodu z ferrytem [17]

Rysunek 6a przedstawia schemat ideowy, rys. 6b praktyczną realizację. Obszar, w którym znajduje się pole elektromagnetyczne dzielimy na dwa obszary: I i II i przyjmujemy w nich rozwiązania, jak w przypadku jednorodnego wypełnienia falowodu

$$\begin{aligned} E_{z,1} &= A \sin k_m x e^{-i\beta y} \quad (\text{obszar I}) \\ E_{z,2} &= B \sin k_a(L-x) e^{-i\beta y} \quad (\text{obszar II}) \\ h_{x,1} &= A(\omega\varepsilon/k_m)(\gamma_y \cos k_m x - (k/\mu)k_m \sin k_m x) e^{-i\beta y} \\ h_{y,1} &= iA(\omega\varepsilon/k_m)(k_m \cos k_m x + (k/\mu)\gamma_y \sin k_m x) e^{-i\beta y} \\ h_{x,2} &= B(\omega\varepsilon_0/k_0^2)\beta \sin k_a(L-x) e^{-i\beta y} \\ h_{y,2} &= -iB(\omega\varepsilon_0/k_0^2)k_a \cos k_a(L-x) e^{-i\beta y} \end{aligned}$$

gdzie

$$\begin{aligned}
 k_a^2 &= \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 = \beta^2 \\
 k_m^2 &= \omega^2 \varepsilon \mu_{\text{ef}} - \beta^2 \\
 \mu_{\text{ef}} &= \mu_0 \frac{(1 + \chi_{xx})^2 - (\chi_{xy})^2}{1 + \chi_{xx}} \\
 k_0^2 &= \omega^2 \varepsilon_0 \mu_0 .
 \end{aligned}
 \tag{65}$$



Rys. 6. Prostokątny falowód z ferrytem:

a) schemat ideowy,

b) praktyczna realizacja (rysunek jest obrócony o 90°)

Na rysunku przedstawiono magnes, wytwarzający stałe namagnesowanie

Z założenia ciągłości składowych stycznych pola elektrycznego i magnetycznego na granicy ferrytu  $x = \delta$ ,

$$E_{z,1} = E_{z,2} \tag{66}$$

$$h_{y,1} = h_{y,2}$$

otrzymamy na wyznaczenie stałych  $A, B$  dwa równania, które dają nietrywialne rozwiązanie, jeżeli spełnione jest następujące równanie dyspersji

$$L = \delta + (1/k_a) \operatorname{arctg} \left( \frac{-k_a \frac{\mu_{\text{ef}}}{\mu_0}}{i\beta/\Theta + k_m \operatorname{ctg} k_m \delta} \right) \tag{67}$$

gdzie

$$\Theta = \frac{1 + \chi_{xx}}{\chi_{xy}}. \quad (68)$$

Charakterystyczną cechą tego równania, służącego do wyznaczenia stałej  $\beta$ , jest, że daje różne wartości tej stałej dla dwu przeciwnych kierunków w falowodzie. Własności powyższe są uzależnione między innymi od grubości płytki ferrytowej. Przy pewnej grubości falowód działa odbijająco na fale elektromagnetyczne, które nań padają.

Oczywiście zagadnienia matematyczne tego typu przedstawiają duże trudności, wymagając do swego rozwiązania pewnych założeń czy metod, które pozwalają je rozwiązać z większym albo mniejszym stopniem przybliżenia.

### 3.5. Ciała girotropowe nie spełniają zasady wzajemności [16, 26]

Istnieją w różnych dziedzinach fizyki ciała opisane przy pomocy wielkości, które są związane ze sobą równaniami typu

$$E_1 = R_{11}I_1 + R_{12}I_2 \quad (69)$$

$$E_2 = R_{21}I_1 + R_{11}I_2$$

przy czym

$$R_{12} = -R_{21}. \quad (70)$$

Ciała te zostały nazwane giratorami [26]. Należą tu równania efektu Halla, efektu Faradaya i inne. Charakterystyczną cechą giratorów jest, że wielkości opisujące je nie spełniają zasady wzajemności, że posiadają one różne własności dla dwu kierunków przeciwnych. O tej własności ośrodków girotropowych była już wzmianka w poprzednim punkcie.

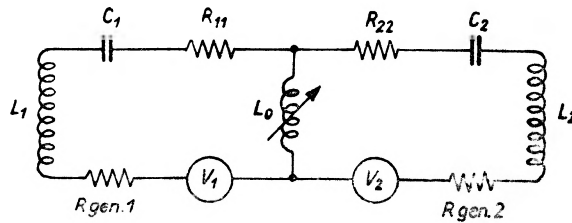
### 3.6. Zastosowanie ciał girotropowych do wytwarzania rezonansu parametrycznego

Pierwsze doświadczenia z rezonansem parametrycznym przypisuje się Meldemu (r. 1860). Ze względu na ciekawe własności tego rodzaju rezonansu był on przedmiotem wielu badań. W ostatnich czasach badania te zostały rozszerzone na układy więcejobwodowe, przy czym od obwodów ze stałymi skupionymi nastąpiło przejście do obwodów o stałych rozłożonych (linie długie). Ze względu na cały szereg zalet tego rodzaju układów stosowanych jako wzmacniacze, generatory, przetworniki częstości, rozpowszechniły się one bardzo w technice mikrofalowej oraz stały się przedmiotem bardzo intensywnych badań lat ostatnich.

Aby zrozumieć o co chodzi w rezonansie parametrycznym, weźmy pod uwagę rys. 7, na którym mamy przedstawione dwa szeregowe obwody elektryczne nastrojone na dwie różne częstotliwości  $f_1$  i  $f_2$  oraz element sprzęgający (w danym przypadku cewka indukcyjna), zmieniający się z częstotliwością  $f_3$ . Podobny efekt można zresztą osiągnąć również przy pomocy nieliniowego elementu sprzęgającego przy zastosowaniu dwu źródeł o częstotliwości  $f_1$  i  $f_3$ . Istotne w obu przypadkach jest to, że w elemencie sprzęgającym tworzą się pod działaniem częstotliwości  $f_1$  (i ewentualnie  $f_3$ ) częstotliwości  $f_1 \pm f_3$ . Jeżeli jest spełniony warunek rezonansu, to znaczny

$$f_1 \pm f_3 = f_2 \quad (71)$$

wtedy w obwodzie drugim występują bardzo duże prądy.



Rys. 7. Dwuobwodowy rezonans parametryczny

Podobne zachowanie się możemy otrzymać w przypadku linii długich, których straty możemy pominąć. Wtedy przy odpowiednim doborze długości, linie takie są nastrojone do rezonansu z pewną częstotliwością, której wartość jest zależna od parametrów, charakteryzujących linie.

Jako przykładową możemy w tej dziedzinie zacytować pracę [27, 28]. Chodzi tu o dwie linie dwuprzewodowe, które są sprzężone ze sobą przy pomocy otaczającego je ośrodka giromagnetycznego. W ogólnym przypadku możemy tak dobrać parametry linii, że jedna nastrojona jest na częstotliwość  $f_1$ , druga na  $f_2$ , ośrodek zaś giromagnetyczny na częstotliwość  $f_3$ . Ta ostatnia jest częstotliwością precesji. Można również ominąć mechanizm powstawania częstotliwości  $f_3$  i tylko założyć, że współczynnik indukcji wzajemnej obu linii jest funkcją zmiennej bieżącej w kierunku linii oraz czasu, periodyczną z częstotliwością  $f_3$ .

Zakładamy, że linie są charakteryzowane za pomocą współczynnika indukcji własnej (na jedn. długości)  $L_1, L_2$ , pojemność (na jednostkę długości)  $C_1, C_2$  oraz współczynnik indukcji wzajemnej  $L(z, t)$  (rys. 8).

Równanie linii możemy napisać w postaci następującej:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 I_1(z, t)}{\partial z^2} &= C_1 L_1 \frac{\partial^2 I_1(z, t)}{\partial t^2} + C_1 \frac{\partial^2 [L(z, t) I_1(z, t)]}{\partial t^2} \\ \frac{\partial^2 I_2(z, t)}{\partial z^2} &= C_2 L_2 \frac{\partial^2 I_2(z, t)}{\partial t^2} + C_2 \frac{\partial^2 [L(z, t) I_2(z, t)]}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (72)$$

przy czym  $I_1(z, t), I_2(z, t)$  oznaczają natężenia prądów w poszczególnych liniach.

Dla otrzymania przejrzystych wyników przyjmujemy liniową teorię. Wprowadzając oznaczenia

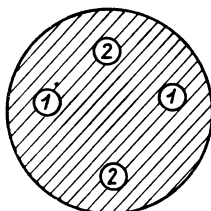
$$\begin{aligned} L &= \xi_1 L_1 = \xi_2 L_2 & (73) \\ \beta_i^2 &= \omega_i^2 L_i C_i, \quad i = 1, 2 \\ \alpha &= (1/4)(\xi_1 \xi_2 \beta_1 \beta_2)^{1/2} \end{aligned}$$

oraz dla uproszczenia obliczeń

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad (74)$$

oraz

$$\beta_1 + \beta_2 = \beta_3 \quad (75)$$



Rys. 8. Dwie linie długie (1 1) i (2 2) w ośrodku giromagnetycznym

jak również przyjmując, że funkcja  $z$  jest powoli zmienna, można więc pominąć jej drugie pochodne, otrzymujemy przy warunku początkowym

$$\begin{aligned} z = 0 \quad I_1 &= a \cos(\omega_1 t + \Phi) & (76) \\ I_2 &= 0, \end{aligned}$$

następujące rozwiązanie

$$\begin{aligned} I_1(z, t) &= (a/2)[e^{az} \cos(\omega_1 t - \beta_1 z + \Phi) + e^{-az} \cos(\omega_1 t - \beta_1 z + \Phi)] & (77) \\ I_2(z, t) &= (a/2) \sqrt{\xi_2 \beta_2 / \xi_1 \beta_1} [e^{az} \sin(\omega_2 t - \beta_2 z - \Phi) - e^{-az} \sin(\omega_2 t - \beta_2 z - \Phi)]. \end{aligned}$$

W obu obwodach płyną prądy elektryczne, z których każdy składa się z dwu części; rosnącej, więc ulegającej wzmocnieniu i malejącej, więc tracącej energię. W obwodzie 2 nie było na początku prądu, z biegiem czasu powstaje on oczywiście kosztem energii źródła o częstotliwości  $f_1$  i kosztem ośrodka, który może być ewentualnie podtrzymany w stanie precesji przy pomocy odpowiedniego pola magnesyjnego.

W razie niespełnienia warunku (75) wydajność procesu jest gorsza. Podobne jest zachowanie się układu w przypadku spełnienia drugiego warunku rezonansu

$$\omega_1 - \omega_2 = \omega_3 \quad (78)$$

$$\beta_1 - \beta_2 = \beta_3 \quad (79)$$

Jeden z tych układów jest uprzywilejowany do wzmacniania, drugi do przemiany częstotliwości.

Podobny efekt można by było osiągnąć przy pomocy sprzężenia pojemnościowego.

## Literatura

- [1] E. R. Andrew, *Nuclear magnetic resonance*, Cambridge Univ. Press 1955, ros. przekł. Izd. Inostr. Lit, Moskwa 1957.
- [2] F. Bloch, *Phys. Rev.* **70**, No 718, 460, (1946).
- [3] F. Bloembergen, *Proc. of Inst. Rad. Eng.*, No 10, 1259, (1956).
- [4] M. Born, *Optik*, Springer, Berlin 1933.
- [5] H. E. Bussey, L. A. Steinert, *Proc. of Inst. Rad. Eng.* No 5, 693, (1957).
- [6] B. M. Bułgakow, W. P. Szestopałow, Ł. A. Szyszkin, J. P. Jakimenko, *Radiot. i elektron.*, (ros.) **5**, No 11, 1818 (1960); **6** No 1, 81 (1961).
- [7] W. G. Cady, *Piezoelectrocity*, Mc Graw Hill, N. York 1946.
- [8] A. G. Fox, S. E. Miller, M. T. Weiss, *Behavior and applications of ferrites in the microwave region*, Bell Syst. T. J. **34**, 1955, No 1, ros. Sow. Radio. Moskwa 1956.
- [9] A. G. Gurewicz, *Radiot. i elektron.* (ros.) No 12, 1475, (1958).
- [10] C. L. Hogan, *Bell Syst. T. J.* **31**, No 1, 1, 1952, *Proc. of Inst. Rad. Eng.*, **44**, No 10 (ferryty) 1345, (1956).
- [11] W. Känzig, *Ferroelectrics and antiferroelectrics*, Academic Press, N. York 1957, ros. przekł. Izd. Inostr. Lit. Moskwa 1960.
- [12] D. M. Kazarnowski, *Segnetokeramiczeskije kondensatory*, Gos. En. Izd., Moskwa 1956.
- [13] N. M. Kowtun, *Radiotech. i elektron.* (ros.) **5**, No 9, 1426 (1960).
- [14] N. M. Kowtun, A. J. Tereszczenko, *Radiot. i elektron.* (ros.) **5**, No 10, 1953, (1960).
- [15] L. Landau, E. Lifszic, *Phys. ZS. d. Sov. Union* 152—169, (1953).
- [16] Mason Hewitt Wick, *Journ. Appl. Phys.* **24**, No 2, 166, (1953).
- [17] *Niekotoryje primienienia ferritow w antenno wołnowodnoj technike*, Sow. Radio, 1958.
- [18] W. W. Nikolskij, *Radiotech. i elektron.* (ros.) **2**, No 2, 157, No 7, 832, (1957); **3**, No 6, 756, (1958); **5**, No 11, 1802, (1960); **5**, No 12, 2053. (1960), **6**, No 1, 74. (1961).
- [19] A. A. Pistol Kors, Suj Jań szen, *Radiot i elektron.* (ros.) **5** No 7, 1085 (1960).
- [20] H. Sachse, *Ferroelektrika*, Springer, Berlin 1956.
- [21] A. F. Senczenkow, Ł. G. Funsztejn, *Primienienie ferritow w radioapparature*, Gos. Izd. 1956.
- [22] S. Sensiper, *Proc. of Inst. Rad. Eng.* No 10, 1323, (1956).
- [23] Suj Jań Szen, *Radiotech. i elektron.*, **5**, No 12, 1951 (1960), No 1, 101 (1961).
- [24] W. P. Szestopałow, *Radiot. i elektron.* (ros.) **5**, No 1, 605 (1960).
- [25] W. P. Szestopałow, A. A. Bułhakow, *Radiot. i elektron.* (ros.) **6** No 1, 92 (1961).
- [26] Tellegen, *Philips Research Rept*, **3**, 81, (1948).
- [27] P. K. Tien, *Journ. appl. Phys.* No 9, 1947, (1958).
- [28] P. K. Tien, *Proc. of Inst. Rad. Eng.*, **46**, 700, (1958).
- [29] W. P. Tyczynskij, J. T. Derkacz, W. W. Karpackij, *Radiot. i elektron.* (ros.) **5**, No 6, 943, (1960).

*Roman Śledziwski*

Institut Fizyki Uniwersytetu Jagiellońskiego  
Kraków

## Mikrotron — cyklotron elektronowy

### 1. Wstęp

W klasycznym cyklotronie w miarę wzrostu energii przyspieszanej cząstki relatywistyczny przyrost masy powoduje wypadanie cząstki z rezonansu. Dla cząstek lekkich jakimi są elektrony, wpływ ten jest szczególnie silny już przy energiach rzędu keV dyskwalifikując zupełnie cyklotron jako akcelerator elektronów. Na możliwości ominięcia tych trudności wskazał po raz pierwszy Weksler w r. 1944 [1—3], proponując zmianę częstości elektrycznego pola przyspieszającego, natężenia pola magnetycznego lub obu tych parametrów równocześnie. Zaproponował także budowę akceleratora relatywistycznego opartego na równoczesnym rezonansie pola magnetycznego sterującego i elektrycznego przyspieszającego, który w późniejszych latach nazwano mikrotronem. Propozycje w tym kierunku wysuwali już wcześniej Alvarez i Schwinger. Niezależnie od Wekslera ideę mikrotronu podali też Itho i Kobayashi w r. 1946 oraz w dalszych publikacjach [4—5].

Rozwój techniki akceleratorów kołowych poszedł głównie w kierunku budowy akceleratorów synchronicznych (synchrocyklotron, synchrotron elektronowy, synchrotron protonowy) pozostawiając na razie na uboczu ideę mikrotronu. Dopiero w latach 1948—1950 podjęli jego budowę W. J. Henderson, La Cain, Montalbetti i Redhead w National Research Laboratories w Ottawie uzyskując końcową energię elektronów 4,6 MeV [6, 7, 8]. Te pionierskie prace pozwoliły po raz pierwszy skonfrontować przewidywania teoretyczne z doświadczeniem, jak i umożliwiły zdobycie cennych danych do budowy nowych, większych akceleratorów tego typu. Obawy co do trudności ogniskowania wiązki i przewidywane kłopoty z źródłem elektronów okazały się przesadzone.

Wkrótce też C. Henderson, Heymann i Jennings z University College z Londynu podjęli budowę podobnego, doświadczalnego mikrotronu o energii elektronów 4,5 MeV [9, 10], aby po udanych doświadczeniach zbudować w latach 1958—1960 największy ze znanych obecnie mikrotronów o końcowej energii 29 MeV [11, 12, 13]. Także inne ośrodki naukowe podjęły prace w tym kierunku. I tak w latach 1951—1954 H. F. Kaiser z Naval Research Laboratory,

Tablica 1  
Przegląd mikrotronów do r. 1960

Autorzy	Rok budowy	Miejsce budowy	Ener. końc.	Śr. prąd	Sposób pracy		Literatura
					a =	b =	
W. J. Henderson, Le Cain, Montalbetti, Redhead Kaiser	1950	National Research Lab. Ottawa	4,6 MeV	$5 \cdot 10^{-7}$ A	2, (3, 4, 5)	1	[6] [7] [8]
	1951	Naval Research Lab. Waszyngton	1,3 MeV	$10^{-7}$ A	3, 4, 5	1	[14] [15] [16] [17] [18] [19] [20] [21]
Kaiser, Mayes	1954	Naval Research Lab. Waszyngton	3,8 MeV	$10^{-7}$ A	3, 4, 5, 6	1	
C. Henderson, Heymann, Jennings Carrelli, Porreca	1953	University College, Londyn	4,5 MeV	$2 \cdot 10^{-7}$ A	2	1	[9] [10]
	1957	Instituto di Fisica Sperimentale, Neapol	2,5 MeV	$1,5 \cdot 10^{-7}$ A	3 (4, 5, 6)	1	[22] [23]
Aitken, Heymann, Jennings, Kalmus Turi	1958	University College, Londyn	29 MeV	$3 \cdot 10^{-9}$ A	2	1	[11] [12] [13]
	1960	Central Research Inst. for Phys., Budapeszt	2 MeV	?	3	1	[24]
Kapica, Bykow, Melichin	1960	Inst. Fizicz. Probl. AN ZSRR	7 MeV	$1,5 \cdot 10^{-8}$ A	2	1	[25]
			13 MeV	$5 \cdot 10^{-7}$ A	3	1	

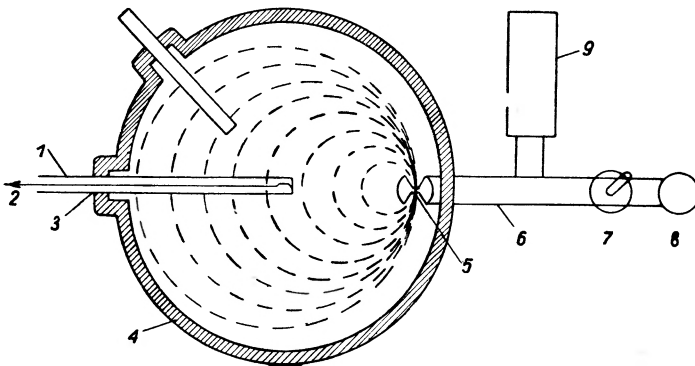


Waszyngton, buduje kolejno mikrotrony o energii 1,3 MeV i 3,8 MeV, przeprowadzając na nich szereg eksperymentów [14—21]. W Istituto di Fisica Sperimentale w Neapolu Carrelli i Porreca skonstruowali akcelerator elektronowy na 2,5 MeV [22], [23]. Zestawienia danych wszystkich znanych mikrotronów zawiera tablica 1.

Celem niniejszego artykułu jest przedstawienie całokształtu problemów związanych z budową mikrotronu, jak też podsumowanie osiągnięć i doświadczeń, jakie wynikły w trakcie ich budowy. Wykaz literatury podany na zakończenie zawiera możliwie pełne zestawienie artykułów dotyczących tematu, nie zawiera natomiast artykułów o charakterze przeglądowym lub kompiacyjnym.

## 2. Zasada działania

Zasadę działania mikrotronu wyjaśnia rys. 1. W komorze próżniowej znajduje się wnęka rezonansowa umieszczona na skraju komory. Zasilana jest z magnetronu wysokim napięciem o częstotliwości rzędu  $10^9$  Hz. Elektrony



Rys. 1. Ogólny widok mikrotronu

- |                        |                               |
|------------------------|-------------------------------|
| 1 — tarcza,            | 6 — falowód,                  |
| 2 — do miernika prądu, | 7 — regulacja fazy,           |
| 3 — złącze przesuwne,  | 8 — magnetron,                |
| 4 — komora próżniowa,  | 9 — obciążenie stabilizujące, |
| 5 — rezonator,         |                               |

pochodzące ze zjawiska zimnej emisji z wnętrza są przyspieszane napięciem ok. 0,5 MV i na skutek obecności stałego pola magnetycznego prostopadłego do płaszczyzny komory, tory ich są zakrzywiane, tak że ponownie ulegają przyspieszeniu we wnęce. Zatem okres obiegu elektronów po orbitach musi być równy okresowi wysokiej częstotliwości lub jej całkowitej wielokrotności. Nakłada to warunek na wielkość pola magnetycznego i wielkość napięcia przyspieszającego.

Za każdym przelotem przez wnękę elektrony powiększają swoją energię o stałą wartość. Dlatego tory elektronów są okręgami st stycznymi do osi wnętrza i o równomiernie powiększających się średnicach. Energię końcową elektronów

ogranicza obszar pola magnetycznego, w którym zachowany jest jeszcze warunek rezonansu elektromagnetycznego.

Tak więc mikrotron można zaliczyć do akceleratorów kołowych, aczkolwiek zarówno kształtem orbit elektronów, jak i zasadą działania różni się zasadniczo od cyklotronu.

Orbity mikrotronu są od siebie oddzielone, największa ich wzajemna odległość znajduje się naprzeciwko wnęki rezonansowej. W tym też miejscu przeprowadza się ekstrakcję wiązki, która w zasadzie jest o wiele prostsza niż w jakimkolwiek innym akceleratorze kołowym.

### 3. Podstawy teoretyczne

Na elektron poruszający się w stałym polu magnetycznym  $H$  działa siła elektrodynamiczna powodująca zakrzywianie się jego toru:

$$F = \frac{Hev}{c} = \frac{mv^2}{r}. \quad (1)$$

Można wyznaczyć okres obiegu elektronu po torze o promieniu  $r$ :

$$T = \frac{2\pi r}{v}. \quad (2)$$

Korzystając z zależności (1) można napisać:

$$T = \frac{2\pi mc}{He} = \frac{2\pi E}{Hec} \quad (3)$$

gdzie:  $H$  — natężenie pola magnetycznego,  
 $E = mc^2$  — energia całkowita elektronu,  
 $e$  — ładunek elektronu,  
 $m$  — masa relatywistyczna.

Jeżeli przyspieszamy elektron wielokrotnie w polu elektrycznym wnęki o napięciu  $U$ , to po  $n$ -tym okrążeniu uzyskuje on energię:

$$E_n = E_0 + neU \quad (4)$$

gdzie  $E_0 = m_0c^2$  — energia spoczynkowa elektronu.

Okres obiegu po  $n$ -tej orbicie wyniesie więc:

$$T_n = \frac{2\pi}{Hec} (E_0 + neU). \quad (5)$$

Różnica okresu obiegu pomiędzy  $n+1$ -szą a  $n$ -tą orbitą wynosi:

$$T_{n+1} - T_n = \frac{2\pi U}{Hec} = \Delta T \quad (6)$$

i nie zależy od energii spoczynkowej, a więc i od masy elektronu. Zależy natomiast jedynie od napięcia przyspieszającego  $U$  i natężenia pola  $H$ . Aby spełnić

warunek rezonansu elektromagnetycznego różnica okresu obiegu elektronu musi być równa całkowitej wielokrotności wysokiej częstotliwości  $\tau$ :

$$\Delta T = \frac{2\pi U}{Hc} = b\tau \quad (7)$$

gdzie:  $b$  — liczba naturalna,

$\tau$  — okres wysokiej częstotliwości.

Ten sam warunek musi również spełniać okres obiegu po pierwszej orbicie ( $n = 1$ ):

$$T_1 = \frac{2\pi}{Hec} (E_0 + eV + eU) = a\tau \quad (8)$$

gdzie:  $a$  — liczba naturalna,

$eV$  — energia początkowa elektronów.

Spełnienie ostatniego warunku rezonansu jest dość kłopotliwe ze względu na energię początkową elektronów  $eV$ , która może zajmować cały obszar widma. Dlatego zakłada się, że przyspieszamy elektrony od ich energii spoczynkowej, czyli że  $V = 0$ . Otrzymujemy więc:

$$T_1 = \frac{2\pi}{Hec} (m_0c^2 + eU) = a\tau. \quad (9)$$

Następnie okres obiegu po pierwszej orbicie  $T_1$  nie może być równy okresowi obiegu po drugiej orbicie  $T_2$ . Pociąga to za sobą konieczność założenia, że  $a \geq 2$  oraz warunek łączny:

$$1 \leq b < a \geq 2. \quad (10)$$

Eliminując z równań (7) i (9) kolejno  $U$  i  $H$  otrzymuje się dwa podstawowe wzory, wiążące natężenie pola i napięcie przyspieszające mikrotronu:

$$H = \frac{2\pi m_0 c}{e\tau} \frac{1}{a-b}, \quad (11)$$

$$U = \frac{m_0 c^2}{e} \frac{b}{a-b}. \quad (12)$$

Stanem podstawowym pracy mikrotronu nazywamy warunki pracy dla  $a = 2$  i  $b = 1$ . Napięcie przyspieszające w tym wypadku równe jest masie spoczynkowej elektronu, dzielonej przez nabój elektronu, czyli 0,511 MV. Natężenie pola wynosi 1070 Oe.

Należy przede wszystkim zauważyć, że wielkość koniecznego napięcia przyspieszającego zależy od doboru liczby  $b$ . Nawet dla stanu podstawowego wielkość tego napięcia jest już bardzo wysoka i mieści się na granicy możliwości technicznych współczesnych urządzeń mikrofalowych. Z drugiej strony nie można powiększać różnicy  $a-b$  nieograniczenie, gdyż pociąga to za sobą konieczność zwiększenia wysokiej częstotliwości. Wynika to z przekształcenia wzoru (11):

$$\omega = \frac{2\pi}{\tau} = \frac{He}{m_0 c} (a-b). \quad (13)$$

Jeżeli natomiast zmaleje natężenie pola magnetycznego, to rozmiary urządzenia staną się niepokojąco wielkie.

Natomiast realizacja techniczna pól magnetycznych zarówno dla stanu podstawowego, jak i innych nie następuje trudności.

Promień  $n$ -tej orbity jest określony relacją:

$$r_n = \frac{m_0 c^2}{He} \sqrt{(1+n)^2 - 1} \approx \frac{m_0 c^2}{He} n \quad (14)$$

z czego wynika, że już dla  $n > 3$  wzrasta ona równomiernie i że orbity będą się znajdować w równych odległościach.

Można też wyliczyć średnicę pola magnetycznego dla  $n$  okrążeń:

$$D_n = n \frac{\lambda}{\pi} (a-b) \quad (15)$$

$\lambda$  — długość fali wysokiej częstotliwości, ok. 10 cm oraz energię końcową elektronów:

$$E_n = m_0 c^2 \frac{nb}{a-b}. \quad (16)$$

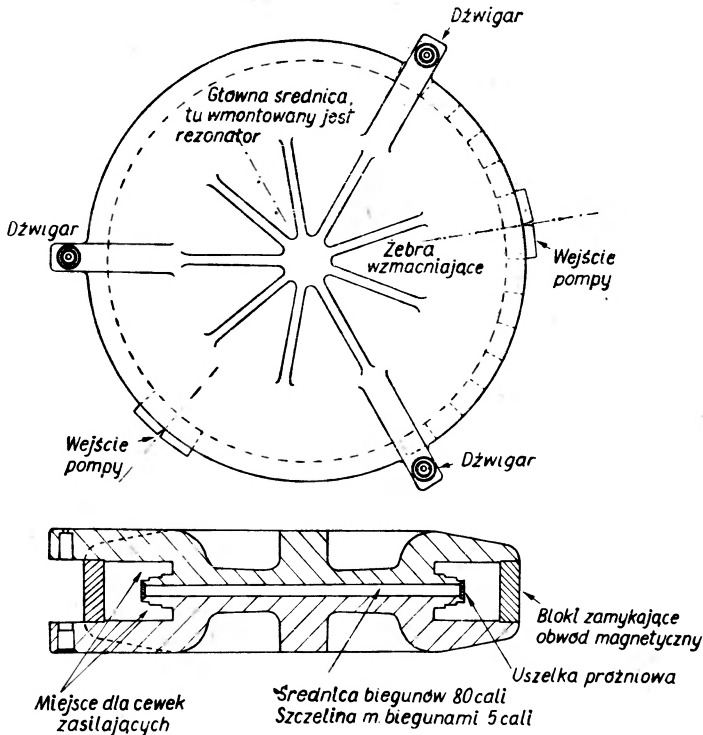
Dla stanu podstawowego odległość orbit wynosi  $\lambda/\pi \approx 3$  cm, co w dużym stopniu ułatwia ekstrakcję wiązki.

Ruch elektronów w mikrotronie jest wybitnie relatywistyczny. Już po pierwszym przyspieszeniu osiągają one dla stanu podstawowego ok. 0,9 prędkości światła i poruszają się nadal praktycznie ze stałą szybkością. W przeciwieństwie do innych akceleratorów efekty relatywistyczne nie tylko nie ograniczają stosowności tego akceleratora, ale są warunkiem jego prawidłowej pracy.

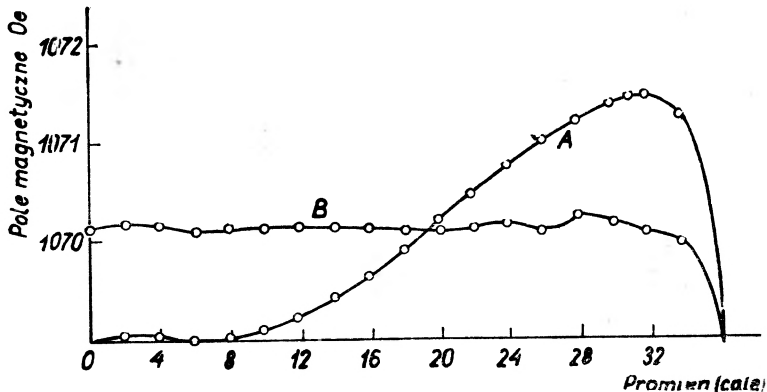
#### 4. Konstrukcja magnesu

Magnes mikrotronu winien dostarczyć niewielkiego pola stałego, koszty budowy takiego magnesu są proporcjonalne do trzeciej potęgi energii końcowej elektronów. Dla mikrotronów o energii rzędu kilku MeV problem jednorodności pola nie jest zbyt istotny. Kiedy jednak energia końcowa ma wynosić kilkadziesiąt MeV, pole musi odznaczać się wysokim stopniem jednorodności, gdyż w przeciwnym razie straty wiązki mogą stać się niedopuszczalnie wielkie. Rys. 2 przedstawia konstrukcję magnesu mikrotronu 29 MeV. Szczelina powietrzna musi być tak duża, aby pomieścić wnękę rezonansową. Konstrukcja tak wielkiego magnesu ze stałym polem w szczelinie jest rzeczą niemożliwą. Natężenie takiego pola ma pewien rozkład radialny jak podano na rys. 3. Zastosowanie kilku cewek korekcyjnych umieszczonych koncentrycznie na biegunach magnesu umożliwi jego poprawę. Znacznie trudniejszy problem przedstawia jednak homogenizacja pola wzdłuż torów poszczególnych orbit, którego wahania wynikają z niejednorodnej struktury materiału magnesu. Dokładniejsze rozważania [12] wykazują, że wystarczy skompensować pierwszą składową

sinusoidalną szeregu Fouriera z drgania pola wzdłuż każdej z orbit. Oznacza to, że należy zachować możliwie dobrą symetrię pola wzdłuż głównej osi magnesu,



Rys. 2. Magnes mikrotronu 29 MeV



Rys. 3. Natężenie pola wewnątrz szczeliny magnesu  
A — bez korekcji, B — z korekcją

tj. prostej prostopadłej do osi rezonatora i kierunku pola magnetycznego. Z tego powodu wszystkie konieczne doprowadzenia do komory próżniowej są rozmieszczone symetrycznie do tej osi, a bloki zamykające obwód magnetyczny magnesu mają przekrój w kierunku pola zawsze taki sam, aby zapewnić stały

opór magnetyczny wzdłuż całego obwodu magnesu. Asymetrię pola względem głównej osi magnesu korygowano cewkami w kształcie litery *D* nasadzonymi na bieguny magnesu. Aby zapewnić idealną równoległość obu nabiegunników należało wykonać bloki zamykające obwód magnetyczny z dokładnością 0,001 cala. Wszystkie te środki pozwoliły osiągnąć stałość pola rzędu  $10^{-4}$ , wymaganą dla prawidłowej pracy mikrotronu 29 MeV. Dla małych akceleratorów tego typu stosowanie cewek korekcyjnych jest zbyt ciężkie.

Cewki nabiegunników zasilane są prądem stałym rzędu kilku amperów pobieranym z prostownika lub odpowiedniej przetwornicy. Automatyczna regulacja prądu pozwala na utrzymanie jego wielkości z dokładnością  $2 \cdot 10^{-3}$ . Po dziesięciu godzinach pracy zmiana prądu była mniejsza niż 0,1%. Aby zapobiec oscylacjom, które mogą powstawać w obwodzie zasilania magnesu bocznikuje się cewki zasilające prostownikiem. Do pomiaru pola można użyć metody rezonansu jądrowego, której dokładność jest rzędu  $10^{-4}$ . Do tego celu konstruuje się zazwyczaj specjalne urządzenie, które automatycznie zdejmuje mapę pola wzdłuż okręgów o różnych średnicach.

## 5. System próżniowy

Komora próżniowa małych mikrotronów wykonana jest zazwyczaj z mosiądzu ze zdejmowanym wiekiem i uszczelkami gumowymi. Oryginalnym rozwiązaniem jest zastosowanie komory szklanej dla małego mikrotronu 3,2 MeV [19].

Dla dużego urządzenia 29 MeV same nabiegunniki magnesu tworzą komorę próżniową (rys. 2). Ścianki boczne wykonane są z aluminium, tak jednak, że większość ciężaru dźwigają bloki żelazne zamykające obwód magnetyczny. Ciężar bieguna i uszczelki gumowe wystarczają do uszczelnienia komory.

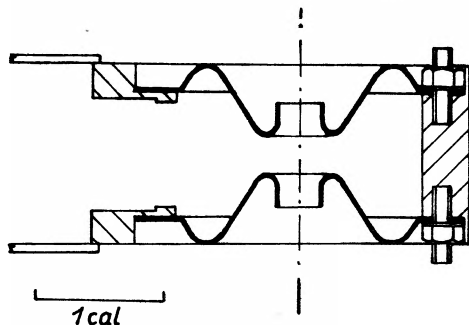
Ponieważ droga przyspieszanych elektronów jest niewielka, wystarczająca dla większości mikrotronów jest próżnia  $10^{-4}$  mm Hg. Osiąga się ją przy pomocy pompy rotacyjnej i dyfuzyjnej, przy czym stosowanie pułapki z ciekłego powietrza i pięciotlenku fosforu okazały się niekonieczne. Korzystną cechą jest tutaj brak gazowego źródła jonów, co zmniejsza znacznie wymagania stawiane systemowi pomp. Pogorszenie próżni powoduje przede wszystkim powstawanie przebiegów łukowych w falowodzie oraz wpływa na rozogniskowanie wiązki.

## 6. Wnęka rezonansowa i system wysokiej częstotliwości

Wnęka rezonansowa powinna przyspieszać elektrony na możliwie krótkim odcinku, aby zapewnić mały wpływ efektu przelotu elektronów na pierwszą orbitę. Wymaganie to stoi w sprzeczności z drugim warunkiem — możliwie jak największej impedancji wnęki, która rośnie z jej długością. Ponadto konstrukcja wnęki winna zapobiegać niepożądanym ulotom elektronów, a możliwie

małe jej wymiary mają ułatwić umieszczenie jej między biegunami magnesu. Wykonano wiele prób z różnymi kształtami wnęk [8, 9, 20], w wyniku których ukształtowała się wnęka typu elipsoidalno-hiperboloidalnego (rys. 4). Materiałem jest miedź z dodatkiem telluru, całość jest chłodzona wodą. Wnęka tego typu ma dobroć rzędu  $10^4$  i impedancję ok.  $1 \text{ M}\Omega$ .

Wykazano, że maksymalny prąd przepływający przez wnękę jest ograniczony do ok.  $190 \mu\text{A}$  dla przeciętnych parametrów pracy [8]. Zbyt duży prąd powoduje spadek dobroci wnęki i zmniejsza wielkość napięcia przyspieszającego, co z kolei może zakłócić warunki rezonansu elektromagnetycznego.



Rys. 4. Wnęka rezonansowa

Aby dostroić wnękę dokładnie do częstotliwości magnetronu zastosowano [9] specjalny system ogrzewania konusa wnęki, tak że jego rozszerzalność cieplna umożliwiła precyzyjną regulację w zakresie  $3030 \pm 5 \text{ MHz}$ . W prostszych wykonaniach poprzestaje się na wnęcie niestrojonej.

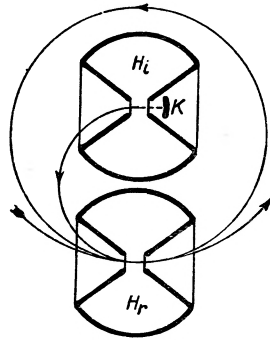
Źródłem elektronów jest zazwyczaj zjawisko zimnej emisji z wnęki. Aby polepszyć emisję w jednym kierunku stosowano cylinder blaszany z fosforobrazu o grubości  $1/64$  cala wysunięty z konusa w kierunku emisji. Robiono też próby ze specjalnym pierścieniem emitującym wewnątrz wnęki [23]. Zmniejszenie emisji z pozostałych części wnęki uzyskuje się przez jej polerowanie i pozłacanie konusów. Wszystkie te środki pozwalają uzyskać stosunek emisji w obu kierunkach jak  $1 : 20$ .

Specjalną uwagę poświęcono wydajności przejścia elektronów z pierwszej orbity na drugą. Ponieważ elektrony zimnej emisji zajmują całe widmo energii początkowych, na skutek warunku rezonansu zaledwie  $0,7\%$  ich ilości ulega dalszemu przyspieszaniu [24]. Ponadto straty wydajności powodują efekty rozogniskowywania się wiązki i wpływ obecności wnęki na tor pierwszej orbity. Próby przepuszczenia pierwszej orbity przez specjalny otwór we wnęcie [23] nie dały pozytywnych rezultatów. Skonstruowano też wnękę o osiowo przesuniętych konusach mającą lepszą wydajność [9].

Na uwagę zasługują pomyślne rezultaty osiągnięte przez Kapicę i in. [25], gdzie otrzymano większe wydajności dzięki zastosowaniu katody z termomisją w środku wnęki jako źródła elektronów. Te nowe rozwiązania kon-

strukcyjne pozwoliły na przeprowadzenie około 1/30 elektronów z pierwszej orbity na dalsze.

System zasilania wnęki rezonansowej pokazany jest na rys. 1. Źródłem wysokiej częstotliwości jest magnetron o mocy szczytowej około 500 kW i pracujący impulsowo z częstotliwością powtarzania kilkaset Hz na częstotliwości 3030 MHz. Czas trwania impulsu wynosi zazwyczaj 2  $\mu$ sek, jednak dla mikrotronu 29 MeV z powodu długiego czasu przyspieszania elektronów (0,5  $\mu$ sek) trzeba było wydłużyć impuls do 3  $\mu$ sek, zmniejszając równocześnie częstotliwość powtarzania do 100 Hz. Dalsza część systemu to opróżniony falowód do wnęki rezonansowej, w którym znajduje się kwarcowy przesuwnik fazowy i odgałęzienie, zakończone obciążeniem o impedancji takiej, jaką ma wnęka.



Rys. 5. System dwóch wnęk rezonansowych.  $H_i$  — wnęka-injektora,  $H_r$  — wnęka przyspieszająca,  $K$  — katoda

Jak wynika z doświadczeń polepsza to stabilność pracy magnetronu, aczkolwiek tylko połowa mocy dostarczana jest do wnęki.

Wysunięto propozycję zastosowania dwóch wnęk rezonansowych [26, 24], przy czym jedna z nich miałaby być źródłem elektronów zasilanym z odgałęzienia wspomnianego wyżej (rys. 5). Wydaje się jednak, że realizacja techniczna tego pomysłu napotka na duże trudności ze względu na konieczność idealnej synchronizacji napięcia wzbudzającego i przyspieszającego obu wnęk. Podejmuje się także próby poprowadzenia pierwszej orbity wokół wnęki przy pomocy rur żelaznych, ekranujących tor od stałego pola [12]. Umożliwiłoby to zastosowanie silniejszego pola i większego napięcia przyspieszającego, co pozwoliłoby zwiększyć energię końcową z 29 na ok. 60 MeV przy tych samych rozmiarach magnesu.

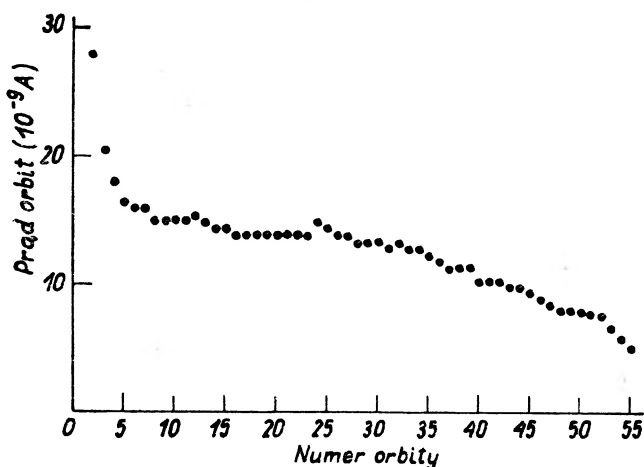
## 7. Ekstrakcja wiązki

Rozdzielone orbity elektronowe mikrotronu umożliwiają wygodną ich obserwację przy pomocy tarczy z luminoforem, pomiar prądu poszczególnych orbit puszką Faradaya, jak i wytwarzania promieniowania elektromagnetycznego przez wstawienie odpowiedniej tarczy na drodze elektronów. Typowy rozkład

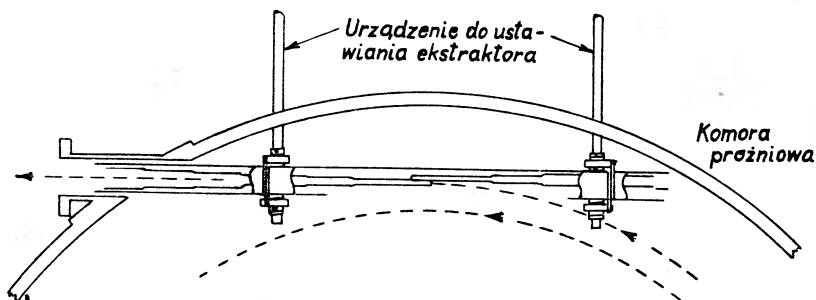


prądu poszczególnych orbit przedstawia rys. 6. Po dużej stracie wydajności wiązki podczas przejścia na drugą orbitę prąd dalszych orbit spada nieznacznie aż do granicy pola, gdzie straty na skutek niespełnienia warunku rezonansu wzrastają ponownie.

Konstruktorzy dążyli jednak do zbudowania ekstraktora, który umożliwiłby wyprowadzenie wiązki elektronowej na zewnątrz urządzenia [19, 27, 12, 35].



Rys. 6. Orbitsy elektronowe mikrotronu 29 MeV



Rys. 7. Ekstraktor mikrotronu 29 MeV

Ekstraktor składa się zazwyczaj z rury o dużej przenikalności magnetycznej, która ekranuje wiązkę od stałego pola magnetycznego. Ustawienie ekstraktora stycznie do orbity umożliwia wyprowadzenie wiązki na zewnątrz, np. przez okienko aluminiowe.

Doświadczenia z automatycznie ustawianym ekstraktorem na różne orbity [27] wykazały, że możliwe jest wyprowadzenie zaledwie ok. 50% wiązki. Tłumaczy się to zakłócającym wpływem ekstraktora na sąsiednie orbity elektronowe. Dla dużego mikrotronu 29 MeV zastosowano drugi, „bierny“ ekstraktor umieszczony symetrycznie względem właściwego zgodnie z zasadą symetrii wokół głównej osi mikrotronu (rys. 7) [12]. Analiza zagadnienia po-

zwoliła na ustalenie maksymalnie dopuszczalnej średnicy ekstraktora na  $\frac{1}{2}$  cm. Uzyskano wydajność 25—30% w stosunku do prądu 55 orbity. Wiązka miała przekrój eliptyczny, a jej wymiary w odległości 35 cali od głównej osi wynosiły  $7 \times 1$  mm.

## 8. Stabilność fazy

Mikrotron, podobnie jak synchrotron, ma własność ogniskowania fazowego elektronów, tzn. że istnieje optymalna faza przelotu elektronów przez wnękę, a cząstki, które się spóźniają lub wyprzedzają położenie stabilne, będą oscylować wokół tego położenia. Szczegółowe rozważania na temat stabilności fazy mikrotronu zawierają prace [26, 10] i [34]. Wynikiem tych rozważań jest pewna formuła rekurencyjna, która wiąże kąty fazowe przelotów elektronu. Wiąże się ona ściśle z drugą formułą dotyczącą błędu energii po  $n$ -tym obiegu:

$$a_{n+2} - 2a_{n+1} + a_n = 2\pi \left[ \frac{V'}{V_r} \cos a_{n+1} - 1 \right] \quad (17)$$

$$\Delta E_{n+1} = \Delta E_n + eV_r \left[ \frac{V'}{V_r} \cos a_{n+1} - 1 \right] \quad (18)$$

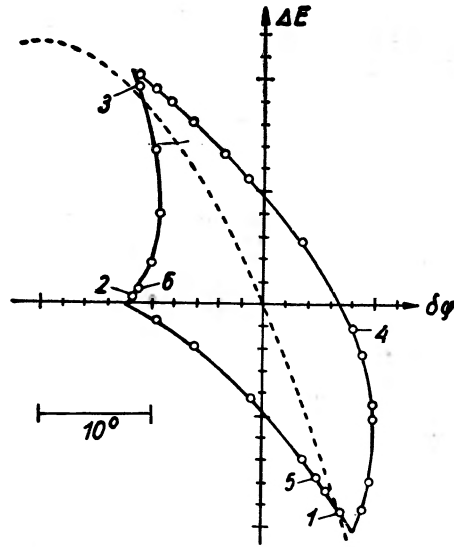
gdzie:  $V_r$  — potencjał rezonansu,  
 $\alpha_1, \alpha_2, \dots$  — kąt wejścia i wyjścia,  
 $V_0$  — amplituda napięcia wnęki,

$$V' = eV_0 \frac{\sin \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}}{\frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2}} \approx \text{const. dla } \alpha_2 - \alpha_1 \text{ od } 30 \text{ do } 40^\circ.$$

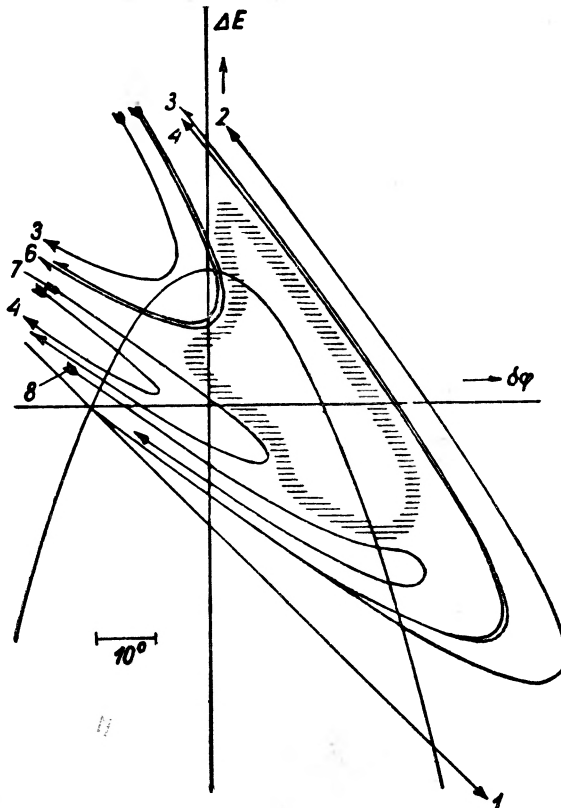
Z formuł tych można przeliczyć liczbowo wszystkie fazy i błędy energii elektronu, zakładając fazę i energię początkową.

Jeżeli wykreśli się wszystkie punkty  $\Delta E_n$  i  $a_n$  odpowiadające kolejnym przelotom elektronów przez wnękę, to w układzie współrzędnych  $\Delta E_n = f(a_n)$  tworzą one pewną krzywą zamkniętą, o ile ruch elektronów jest stabilny. Istnieją graniczne wartości początkowe kąta fazowego i błędu energii, po przekroczeniu których cząstka wypada z rezonansu, a odpowiednia krzywa nie zamyka się, lecz oddala się od początku układu. Wewnątrz granicznej krzywej zamkniętej ruch elektronów jest stabilny (rys. 8). Czasami jednak ten obszar stabilności jest bardzo skomplikowany i istnieją trudności z jego dokładnym wyznaczeniem (rys. 9). Stosunkowo wygodną metodę graficzną do wyznaczania tego obszaru podał Schmelzer [21]. Henderson i in. [10] twierdzą jednak, że metoda powyższa nie jest zupełna, gdyż istnieją punkty poza obszarem stabilności, które po kilku obiegach trafiają do wnętrza krzywej.

Przeliczony obszar stabilności fazy wynosi ok.  $30^\circ$  dla fazy rezonansowej  $15^\circ$ . Zgadza się to dość dobrze z przewidywaniami Itho i Kobayashi [5] jak i Redheada [8].



Rys. 8. Jeden z obszarów stabilności mikrotronu dla  $b = 1$  i fazy rezonansu  $= 20^\circ$ . Punkty oznaczone liczbami przedstawiają kolejne położenia fazy i błędu energii przy przechodzeniu przez wnękę



Rys. 9. Obszar stabilności mikrotronu dla warunków jak wyżej. Punkty z prostej granicznej stabilności 1 przechodząc kolejno przez wnękę dają krzywe 2, 3 itd., których całkowity zbiór wyznacza zakreskowany obszar stabilności. Szczegóły znajdują się w pracy [26]

Rachunek powyższy umożliwia także ocenę rozrzutu energii ostatniej orbity [28, 13], który dla małych mikrotronów wynosi ok. 1,5%, natomiast dla mikrotronu 29 MeV 1%.

## 9. Ogniskowanie pionowe

W mikrotronie istnieje słabe ogniskowanie pionowe w polu elektrycznym wnęki, którego teorię podał Bell [29]. Końcowe wyrażenie tych rozważań ma postać:

$$z \sim n^{1/4} \sin \left[ \sqrt{\frac{K\lambda n}{l}} + \varphi_0 \right] \quad (19)$$

gdzie:  $z$  — współrzędna pionowa,

$n$  — ilość okrążeń,

$K$  — stała zależna od konfiguracji pola rezonansowego  $\approx 1$ ,

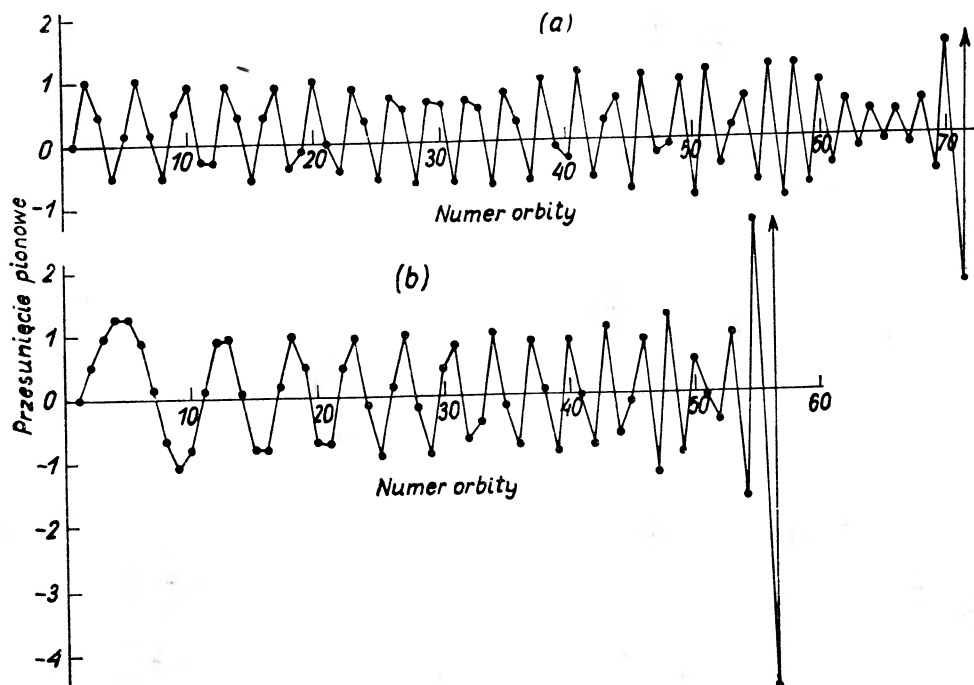
$\lambda$  — długość fali,

$l$  — długość wnęki rezonansowej,

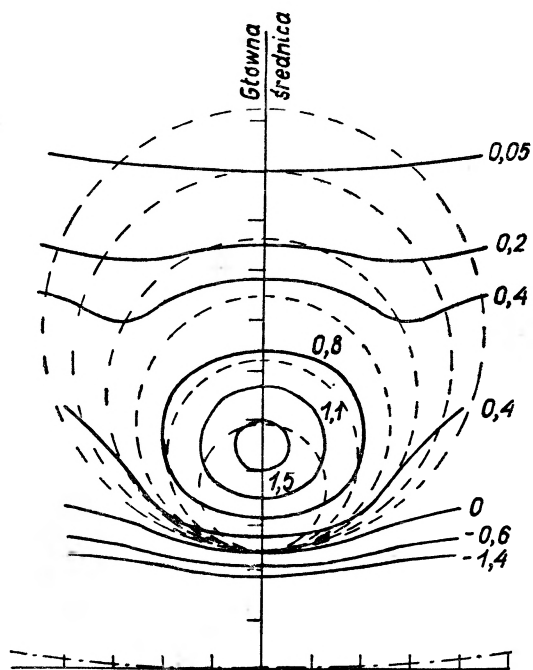
$\varphi_0$  — faza początkowa.

Wynika z niego, że przy przejściu od  $n = 4$  do  $n = 56$  amplituda drgań się podwaja i powstają mniej więcej trzy kompletne drgania.

Sytuacja się komplikuje, jeżeli oś rezonatora jest nachylona do płaszczyzny orbit [13]. Drgania pionowe są wtedy przesunięte o stałą wartość  $i$ , o ile przekroczą wielkość średnicy otworu wnęki, można stracić całą wiązkę. Oceniono dla  $n = 60$ , że kąt nachylenia wnęki nie powinien przekraczać  $1/4^\circ$ , co związane jest z dużymi trudnościami konstrukcyjnymi. Dlatego opracowano [30] i zrealizowano [13] ogniskowania na zasadzie gradientu pola magnetycznego. Wyliczono, że aby otrzymać słabe ogniskowanie wiązki, pożądane w tym wypadku, należy zmienność pola magnetycznego zawrzeć w sektorze obejmującym  $20\text{--}25^\circ$  obwodu orbity przy zachowaniu jednorodności pola w pozostałej części. Oscylacje stają się wtedy szybsze, częstość drgań nie zależy od amplitudy, lecz narastają one bardzo znacznie pomiędzy 50 a 60 obiegami (rys. 10b). Aby usunąć tę ostatnią trudność zastosowano ostrzejszy gradient pola w pobliżu wnęki rezonansowej przez umieszczenie małych nabiegunków w jej pobliżu. Przybliżone rozwiązanie zagadnienia ogniskowania w tym wypadku ilustruje rys. 10a. Amplituda i częstość drgań została ustalona. O ile kąt nachylenia wnęki do płaszczyzny orbit jest mniejszy od  $1^\circ$ , to dla typowych wymiarów wnęki amplituda odchyła się o 1 mm od płaszczyzny orbit. Wypadanie ze stabilności pionowej następuje teraz po 60 okrążeniach. Rozkład pola zastosowanego w mikrotronie 29 MeV w pobliżu wnęki rezonansowej pokazuje rys. 11.



Rys. 10. Oscylacje pionowe w zmiennym polu magnetycznym mikrotronu. *a* — drgania przy zastosowaniu silnego gradientu pola, *b* — drgania przy słabym gradientu pola



Rys. 11. Rozkład pola w pobliżu wnęki rezonansowej mikrotronu 29 MeV. Na rysunku są uwidocznione orbity od 1 do 6. Liczby oznaczają procentową zmianę pola w stosunku do pola centralnego

## 10. Wyniki doświadczalne

Dla małych mikrotronów otrzymanie kilku orbit elektronowych nie nastęrcza większych trudności. Wartości rezonansowe napięcia i natężenia pola nie są zbyt krytyczne, tak że można było otrzymać elektrony o energii 5 MeV (8 orbit) dla 1200 Oe, lecz prąd wynosił zaledwie 1% prądu dla 1000 Oe [8]. Wskazuje to na zwięzanie się obszaru stabilności dla warunków innych niż rezonansowe.

Umieszczenie tarczy ze złota na ósmiej orbicie pozwoliło na otrzymanie dawki promieni X 20 rentgenów/min mierzonej w odległości 15 cm od tarczy przy prądzie orbity  $1/2 \mu\text{A}$ .

Dla dużego mikrotronu 29 MeV [13] okazało się jednak, że wartość pola w pobliżu rezonatora odniesiona do pola centralnego jest krytyczna dla otrzymania wyższych orbit. Dlatego użyto dwóch cewek korekcyjnych do regulacji tego pola. Zmiany prądu zasilania magnesu o  $\pm 2\%$  powodowały zanik około 50% wiązki. Także nagłe, krótkie impulsy napięcia rzędu 0,5% całkowicie tłumily wiązkę, póki kształt pola po procesach niustalonych nie wróci do właściwego.

Ciśnienie ma minimalny wpływ na pracę, tak że zmiana wiązki była niewielka nawet przy  $10^{-3}$  mm Hg, ale za to następowało już jarzeniowe przebicie w falowodzie.

Bez zastosowania korekcji centralnego pola magnetycznego otrzymano zaledwie 25 orbit i prąd  $10^{-10}$  A. Radialne przesuwanie rezonatora na zewnątrz powodowało dalszy spadek ilości orbit przy niewielkim wzroście prądu. Korekcja centralnego pola magnetycznego pozwoliła zwiększyć ilość orbit do 35 z prądem  $3 \cdot 10^{-10}$  A. Powodem braku dalszych orbit mogło być przeogniskowanie wiązki w pobliżu ostatniej orbity, jak na rys. 10. Dopiero umieszczenie eksperymentalnie dobranych dodatkowych nabiegunników w pobliżu wnęki, na centralnej średnicy magnesu pozwoliło zaobserwować 56 orbit z prądem  $10^{-8}$  A. Włączenie cewek symetryzujących w kształcie  $D$  ujawniło dalsze dwie orbity.

Olbrzymią zaletą mikrotronu jest wysoka monoenergetyczność wiązki. Pomiarów energii elektronów mikrotronu 4,6 MeV dokonał Henderson i in. [9], mierząc ich zasięg w aluminium. Wartość zmierzona 4,6 MeV dobrze zgadza się z przewidywaniami na podstawie pomiarów parametrów orbity, tj.  $(4,5 \pm \pm 0,07)$  MeV. Wartość ta odpowiada także wynikom rozważań teoretycznych dotyczących obszaru stabilności mikrotronu. Monoenergetyczność wiązki dużego mikrotronu 29 MeV jest jeszcze większa.

## 11. Zakończenie

Na zakończenie artykułu warto zestawić niektóre cechy mikrotronu i nakreślić perspektywy rozwoju tego młodego akceleratora.

Mikrotron jest urządzeniem prostym w budowie. Magnes pola stałego nie nastęrcza przy budowie zasadniczych trudności, zasilanie wysoką częstotli-

wością jest nieskomplikowane, aczkolwiek wymaga wysokich napięć i dużych frekwencji. Mikrotron charakteryzuje się dużym współczynnikiem zwartości  $s$ , zdefiniowanym jako:

$$s = \frac{E}{r} \sim H$$

gdzie:  $E$  — energia końcowa,

$r$  — promień ostatniej orbity,

który zależy od doboru wielkości pola magnetycznego, a to z kolei od rozwiązania problemów mikrofalowych związanych z budową odpowiednich magnetronów i wnęk. Ponieważ już po niewielu okrążeniach elektrony osiągają wysokie energie, straty na promieniowanie, które są proporcjonalne do  $E^2/r$  na cykl, są niewielkie. Także wymagania co do próżni są znikome. Źródłem elektronów jest sama wnęka, a prace ze źródłem termicznym pozwalają przypuszczać, że wydajność źródeł ulegnie w najbliższym czasie znacznej poprawie. Rozdzielone orbity elektronów pozwalają w zasadzie na prostą ekstrakcję wiązki i na wyprowadzenie jej znacznej części na zewnątrz urządzenia. Należy jednak oczekiwać, że asymetria pola w dużej mierze osłabi wiązkę dla wyższych energii. Opracowanie systemów ogniskowania może polepszyć sytuację w tym zakresie. Cenna dla wielu doświadczeń fizycznych jest wysoka monoenergetyczność wiązki, o wiele lepsza niż np. w cyklotronie, a wynikająca z warunku rezonansu. Umieszczenie tarczy na drodze elektronów pozwala na wytworzenie milimetrowych fal elektromagnetycznych. Umożliwia to użycie mikrotronu do defektoskopii materiałów, jak i do radioterapii. Przewiduje się, że w budowie mikrotronów nie powinny wystąpić zasadnicze trudności aż do energii 100 MeV.

Interesujące są propozycje budowy nowych akceleratorów, które są połączeniem mikrotronu z akceleratorem liniowym [31, 32, 33]. Akcelerator taki mógłby przyspieszać elektrony i protony do energii BeV, wykorzystując zasadę mikrotronu, która nie ogranicza dynamiki w zakresie relatywistycznym. Górną granicę energii określałyby jedynie straty na promieniowanie i koszty budowy. Zamiast jednej wnęki przyspieszającej sugeruje się użycie kilku takich wnęk, oddzielonych od siebie sektorami z kierującym polem magnetycznym. Wprowadzenie azymutalnie zmiennego pola umożliwiłoby uzyskanie ogniskowania radialnego. Ponieważ jednorazowe przyspieszenie protonów do energii równej masie spoczynkowej wymagałoby napięcia 938 MV, co przy obecnym stanie techniki jest nieosiągalne, proponowane jest wstępne przyspieszanie protonów do zakresu relatywistycznego innym akceleratorem. Rozdzielone orbity upraszczałyby ekstrakcję wiązki.

Najbliższe lata przyniosą zapewne nowe osiągnięcia przez wykorzystanie możliwości mikrotronu w zakresie energii relatywistycznych.

#### Literatura

- [1] W. J. Weksler, Doklady Akad. Nauk ZSRR, **43**, 329 (1944).
- [2] W. J. Weksler, Doklady Akad. Nauk ZSRR, **44**, 393 (1944).
- [3] W. J. Weksler, J. Phys. USSR, **9**, 153 (1945).

- [4] J. Itho, D. Kobayashi, *Sci. Pap. Osaka Univ.* nr 12 (1949).
- [5] J. Itho, D. Kobayashi, *Coll. Pap. Fac. Sci. Osaka Univ.* B11 (1950).
- [6] W. J. Henderson, H. La Cain, R. Montalbetti, *Nature*, **162**, 699 (1948).
- [7] P. A. Redhead, W. J. Henderson, *Nucleonics*, **5**, nr 4, 60 (1949).
- [8] P. A. Redhead, H. La Cain, W. J. Henderson, *Can. J. Research*, **A28**, 73 (1950).
- [9] C. Henderson, F. F. Heymann, R. E. Jennings, *Proc. Phys. Soc.*, **B66**, 654 (1953).
- [10] C. Henderson, F. F. Heymann, R. E. Jennings, *Proc. Phys. Soc.*, **B66**, 41 (1953).
- [11] D. Aitken, R. E. Jennings, *Nature*, **181**, 1726, (1958).
- [12] G. R. Davies, R. E. Jennings, F. Porreca, R. E. Rand, *Nuovo Cim. Supl.* **17**, ser. 10 (1960).
- [13] D. K. Aitken, F. F. Heymann, R. E. Jennings, P. I. P. Kalmus, *Proc. Phys. Soc.*, **77**, 769 (1961).
- [14] H. F. Kaiser, *Phys. Rev.*, **87**, 183 (1952).
- [15] H. F. Kaiser, *Bull. Amer. Phys. Soc.*, **27**, 7 (1952).
- [16] H. F. Kaiser, *Phys. Rev.*, **91**, 456 (1953).
- [17] H. F. Kaiser, *J. Frankl. Inst.*, **257**, 89 (1954).
- [18] H. F. Kaiser, *Rev. Sci. Instr.*, **25**, 1025 (1954).
- [19] H. F. Kaiser, W. T. Mayes, *Rev. Sci. Instr.*, **26**, 565 (1955).
- [20] H. F. Kaiser, *J. Franklin Inst.*, **259**, 25 (1955).
- [21] H. F. Kaiser, *Proc. IRE Transm.*, NS-3, nr 2 (1956).
- [22] A. Carrelli, F. Porreca, *Nuovo Cim.*, **6**, nr 3, 729 (1957).
- [23] D. K. Aitken, *Proc. Phys. Soc.*, **A70**, 550 (1957).
- [24] E. Kisdi Kosó, *Nucl. Instr. Met.*, **9**, nr 2 (1960).
- [25] S. P. Kapica, W. P. Bykow, W. N. Melechyn, *Žurn. Eksp. i Teoret. Fiz.*, **39**, 997 (1960).
- [26] C. Schmelzer, *Z. Naturforsch.*, **7a**, 808 (1952).
- [27] E. Brannen, H. J. S. Ferguson, *Rev. Sci. Instr.*, **27**, nr 10, 833 (1956).
- [28] E. Kisdi Koszó, *Ac. Phys. Hungar.*, **4**, nr 4, 377 (1955).
- [29] J. S. Bell, *Proc. Phys. Soc.*, **B66**, 802 (1953).
- [30] J. S. Bell, *Atomic Energy Research Establishment*, Rep. T/M 75.
- [31] A. Roberts, *Ann. Phys. (New York)*, **4**, nr 2, 115 (1958).
- [32] D. M. Zorin, O. S. Miłanow, A. W. Szałnow, *Atom. Ener.* **2**, nr 6, 552 (1957).
- [33] E. M. Moroz, *Doklady Akad. Nauk ZSRR*, **115**, nr 1, 78, (1957).
- [34] E. M. Moroz, *Doklady Akad. Nauk ZSRR*, **106**, nr 6, 986 (1956).



*Roman Ampel i Cecylia Iwaniszewska*

Obserwatorium Astronomiczne  
Uniwersytetu M. Kopernika  
Toruń

## Gęstość gwiazd i ośrodek międzygwiazdowy w Drodze Mlecznej

Jednym z problemów opracowywanych w Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu jest poznanie struktury Drogi Mlecznej. Do badań wybrano w porozumieniu z Międzynarodową Unią Astronomiczną cztery pola: trzy w kierunku równoległym do ramienia spiralnego naszej Galaktyki (w gwiazdozbiorach Aquila i Sagitta) i jedno w kierunku prostopadłym do ramienia spiralnego (w gwiazdozbiorze Cassiopeia) jako pole porównawcze.

Dla pól Cassiopeia (dalej oznaczanym Cas) i Sagitta (dalej oznaczanym Sge) badania nad strukturą zakończono [1], [2], pozostałe dwa są w opracowaniu.

### I. Rozkład gwiazd

Badania prowadzono na materiale częściowo otrzymanym w Obserwatorium Astronomicznym Uniwersytetu Mikołaja Kopernika w Toruniu — Piwnicach (zdjęcia integralne w dwu barwach fotograficznej i fotowizualnej), częściowo zaś na materiale zagranicznym (widma gwiazd, otrzymane w Obserwatoriach Astronomicznych w Saltsjöbaden, Szwecja, East Cleveland, Stany Zjedn. A.P., oraz Obserwatorium Krymskim, ZSRR).

Dla pól Cas — o powierzchni nieco większej niż 10 stopni kwadratowych i Sge — 16 stopni kwadratowych, pomierzono na fotometrze integralnym i wyznaczono jasności fotograficzne i fotowizualne gwiazd oraz przeprowadzono klasyfikację widmową dla gwiazd od 8 do 13 wielkości gwiazdowej, otrzymując:

w polu Cas jasności fotograficzne dla 1730 gwiazd,  
jasności fotowizualne dla 3856 gwiazd,  
widma dla 1180 gwiazd;

w polu Sge — odpowiednio 1238, 6053 oraz 1163 gwiazd.

Na tak zebrany materiał przeprowadzono opracowanie metodami statystycznymi dla obu okolic niezależnie.

Klasyfikacja widmowa gwiazd pozwoliła na wyznaczenie typu widmowego i dzielności promieniowania (a stąd jasności absolutnej gwiazdy  $M$  oraz nor-

malnego wskaźnika barwy  $C$ ). Z drugiej zaś strony różnica jasności fotograficznej  $m_p$  i jasności fotowizualnej  $m_v$  daje tzw. obserwowany wskaźnik barwy  $c$ :

$$m_p - m_v = c.$$

Dla gwiazd bardzo bliskich  $c = C$ , dla gwiazd odległych otrzymuje się zwykle  $c = C + E$ , gdzie  $E$  jest nadwyżką barwy gwiazdy. Ta nadwyżka barwy jest wynikiem nieselektywnego poczerwienienia gwiazd, wywołanego działaniem ekstynkcji ośrodka międzygwiazdowego, a właściwie jego składowej pyłowej. Cały szereg faktów przemawiał za tym, że ośrodek międzygwiazdowy wypełniony jest przez pył i gaz. Na obecność pyłu wskazuje istnienie rozpraszających mgławic, ciemnych obłoków, polaryzacji światła gwiazd odległych, ekstynkcji, o obecności gazu świadczą linie absorpcyjne i emisyjne, promieniowanie radiowe wodoru na fali 21 cm.

Mając dla danej gwiazdy  $m_p$ ,  $M_p$  i ekstynkcję międzygwiazdową można znaleźć jej odległość  $r$ . Mianowicie z prawa Webera—Fechnera, zastosowanego do skali wielkości gwiazdowych Pogsona, po wykorzystaniu proporcjonalności natężenia do kwadratu odległości, otrzymuje się wzór:

$$m_p - M_p = 5 \lg \frac{r}{10} + A,$$

gdzie  $A = XE$ . Symbolem  $X$  oznaczono tu ważny współczynnik, będący odbiciem własności fizycznych i chemicznych cząstek pyłu. W pracach toruńskich przyjęto  $X = 3.6$ . Mając z kolei odległość gwiazdy  $r$  i ekstynkcję  $A$ , można wykreślić tzw. krzywą ekstynkcji jako zależność poczerwienienia ośrodka międzygwiazdowego od odległości. Z krzywych ekstynkcji widać, że w pewnych odległościach istnieje bardzo stromy wzrost krzywej. Są to tzw. chmury. Ich omówieniem zajmujemy się później.

Gęstość gwiazd otrzymamy po rozwiązaniu przez rozwinięcie na szereg następującego równania całkowego:

$$A(m) = \int_0^{\infty} F(r) A \left( m - 5 \lg \frac{r}{10} \right) dr$$

- gdzie  $A(m)$  — oznacza absolutną funkcję częstości jasności pozornych gwiazd  $m$ , zawartych w kącie bryłowym, odpowiadającym jednemu stopniowi kwadratowemu. Należy ją wyznaczyć z materiału obserwacyjnego;
- $F(r)$  — absolutną funkcję częstości odległości gwiazd w tym samym kącie bryłowym;
- $A \left( m - 5 \lg \frac{r}{10} \right)$  — funkcję względnego rozmieszczenia jasności absolutnych  $M$  na jednostkę objętości w punkcie przestrzeni  $(r, l, b)$  ( $l$  i  $b$  to współrzędne galaktyczne).

Szczegółowe omówienie powyższego równania podane jest w obszernej monografii Trumplera i Weavera [3].

Z analizy wyników, dotyczących gęstości gwiazd, można wysnuć następujące wnioski.

Dla Cas maksimum gęstości gwiazd występuje w odległości około 180 pc (1 parsek — pc =  $3.08 \times 10^{18}$  cm), następnie między 250 a 850 pc gęstość jest ustalona, równa około połowie wartości maksymalnej, spadając do około 1/5 wartości maksymalnej przy 1000 pc. Wyniki te świadczą o istnieniu ramienia spiralnego Galaktyki, które rozciąga się w kierunku gwiazdozbioru Cassiopeia od Słońca aż do odległości 900 pc.

Dla Sge natomiast maksimum gęstości gwiazd jest pozorne, gdyż wynika jedynie z wzrostu ekstynkcji (a zatem występowania silnie zaciemniających chmur) około 100 i 200 pc w całym polu.

## II. Rozkład pyłu

Przejdźmy z kolei do omówienia ośrodka międzygwiazdowego. Metody i materiały nam dostępne pozwoliły na zbadanie składowej pyłowej. W oparciu o nasz materiał postanowiliśmy obliczyć stosunki gęstości pyłu do neutralnego wodoru w oparciu o najnowsze badania kształtów cząstek pyłu. Korzystając z krzywych ekstynkcji i w oparciu o dodatkowe dane można określić gęstość pyłu (w  $\text{g cm}^{-3}$ ) zarówno dla chmur, jak i dla całego badanego pola, jako pewną wartość średnią.

Rozmiary chmur w obu okolicach były dodatkowo ocenione na rozszerzonym materiale. Chodziło nam również o badanie chmur, wykraczających poza opracowywane okolice, ponieważ w polu Sge zaczyna się tzw. *Great Rift* — ciemny obszar pyłu, dzielący Drogę Mleczną od gwiazdozbioru Cygnus do Ophiuchus. Dane wyjściowe, charakteryzujące chmury, są podane w tablicy.

Rozpatrzmy obecnie wzory i parametry, pozwalające na wyznaczenie szukanej gęstości pyłu. Niech  $a$  będzie promieniem cząstki pyłu przy modelu kulistym,  $s$  średnią gęstością cząstki,  $N$  liczbą cząstek w  $1 \text{ cm}^3$ ,  $A$  ekstynkcją badanej chmury pyłu, wyrażoną w wielkościach gwiazdowych na kpc (1 kiloparsek — kpc = 1000 pc),  $Q$  stosunkiem aktualnej ekstynkcji do geometrycznego osłabienia strumienia światła.

Wtedy średnia gęstość pyłu będzie wyrażona wzorem:

$$g = 4/3\pi a^3 s N = \frac{4/3\pi a^3 s A}{3.34 \times 10^{21} \pi a^2 Q}.$$

A zatem, aby ocenić gęstość pyłu, musimy znać wartości następujących parametrów: ekstynkcji  $A$ , głębokości chmur, promienia  $a$  i gęstości  $s$  cząstek pyłu, czynnika  $Q$ , zależnego od modelu cząstki.

1) Ekstynkcję chmur znamy już z poprzedniej pracy (patrz cz. I), do wyrażenia jej w jednostkach wielkości gwiazdowych na kpc potrzebna jest głębokość chmury. Tę wielkość wyznaczono dyskutując możliwe kształty chmur, przy czym jako najbardziej prawdopodobny przyjęto spłaszczony dysk [4].

2) Zagadnienie modelu i rozmiarów cząstek pyłu było wielokrotnie dyskutowane i badane. Wiadomo z obserwacji, że ekstynkcja ośrodka międzygwiazdowego jest zgodna z dużym przybliżeniem w zakresie fal widzialnych z prawem Mie'ego. Prawo to spełniają jedynie cząstki o promieniach rzędu  $10^{-5}$  cm. Cząstki o promieniach innych bądź tworzyłyby pierścienie dyfrakcyjne wokół gwiazd i ekstynkcję niezgodną z prawem Mie'ego ( $a = 10^{-1} - 10^{-4}$  cm), bądź też rozpraszająby proporcjonalnie do  $\lambda^{-4}$  ( $a = 10^{-6}$  cm), wreszcie cząstki jeszcze mniejsze ( $a = 10^{-7}$  cm) mogłyby być odpowiedzialne co najwyżej za 10% obserwowanej ekstynkcji. Jednym z powszechnie stosowanych modeli [5] jest cząstka sferyczna, o promieniu  $a = 3.1 \times 10^{-5}$  cm. Model ten przyjęliśmy jako jeden z rozpatrywanych wariantów.

Odkryta przez Hiltnera i Halla w 1948 r. polaryzacja gwiazd rzuca nowe światło na budowę cząstek. Polaryzacja w Drodze Mlecznej jest różna w obu badanych polach: dla Cas jest silna i równoległa do płaszczyzny Drogi Mlecznej, dla Sge polaryzacja jest słaba, a jej płaszczyzna przebiega pod kątem do Drogi Mlecznej. Możliwe, że jest to wpływ małej ilości gorących gwiazd i dużych ruchów turbulencyjnych ośrodka.

W astronomii istnieją trzy teorie powstania polaryzacji, wśród nich teoria Davisa i Greensteina [6] cieszy się największym uznaniem wśród astronomów. Zauważono, że w obszarach Drogi Mlecznej, gdzie występuje silna ekstynkcja, polaryzacja bywa różna. Natomiast w obszarach Drogi Mlecznej, gdzie ekstynkcja jest słaba, nigdy nie obserwuje się silnej polaryzacji. Stąd wniosek, że warunkiem koniecznym, ale niedostatecznym, wystąpienia polaryzacji jest obecność materii międzygwiazdowej. Aby wyjaśnić ten efekt polaryzacji należy przyjąć, że istnieje pole magnetyczne, równoległe do ramion spiralnych naszej Galaktyki. Davis i Greenstein zakładają, że cząstki, które znajdują się w ramionach spiralnych, mają budowę elipsoidalną i są zorientowane w ten sposób, że osie rotacji są skierowane równoległe do linii pola magnetycznego. Szereg niezależnych oszacowań pola magnetycznego wykazuje, że jest ono rzędu  $10^{-5}$  gaussa. Cząstki elipsoidalne o rozmiarach zbliżonych do sferycznych ( $a = 3.1 \times 10^{-5}$  cm,  $b = 1.55 \times 10^{-5}$  cm), ale rotujące i zorientowane według powyższej teorii (a zatem w różny sposób „widziane“ w obu badanych polach) zostały użyte w rozważaniach jako drugi wariant.

3) Średnią gęstość  $s$  przyjęto w obu modelach cząstek pyłu tę samą. Wzrost pyłków następuje prawdopodobnie drogą adsorpcji atomów i molekuł na ich powierzchnię. Mogą być adsorbowane prawie wszystkie atomy oprócz wodoru i helu, które wyparowują. Wychodząc z tego uważa się za najbardziej prawdopodobne pyłki w kształcie kryształków lodu o składzie:  $H_2O$ ,  $NH_3$ ,  $NH_4$  oraz inne związki wodoru z niewielką domieszką cięższych pierwiastków. Stąd przyjęcie  $s = 1.1 \text{ gcm}^{-3}$  [7] wydaje się być słuszne.

Dla wzrostu pyłków konieczna jest niska temperatura i odpowiednio gęstości „budulca“. Warunki te są spełniane w obszarach niezjonizowanych chmur i to prawdopodobnie warunkuje odpowiedni stosunek między rozmieszczeniem pyłu i gazu. Ilościowa teoria powstania cząstek pyłu nie jest dotychczas opracowana.

### III. Rozkład gazu

Pierwsze dane dotyczące obecności gazu międzygwiazdowego otrzymano z obserwacji (poza mgławicami z liniami emisyjnymi) linii absorpcyjnych Ca II i Na I gazu międzygwiazdowego w widmach odległych gwiazd. Zwykle linie te są rozszczepione na kilka składowych, spowodowanych występowaniem gazu nie w postaci równomiernego rozmieszczenia, ale w postaci chmur o koncentracji 10—20 atomów  $\text{cm}^{-3}$  i posiadających dyspersję prędkości rzędu 10  $\text{km sek}^{-1}$ .

Bardzo interesujące badania naszej Galaktyki przeprowadzili astronomowie holenderscy w prążku wodoru 21  $\text{cm}$  [8]. Badania te pozwoliły na wyznaczenie gęstości wodoru neutralnego dla całego obszaru Drogi Mlecznej widzianego z Holandii, a uzupełnione zostały obserwacjami pozostałej części Drogi Mlecznej, prowadzonymi w Australii.

Dzisiaj ocenia się, że skład gazu w ośrodku międzygwiazdowym przedstawia się następująco: wodoru — około 79%, helu — 20% oraz innych pierwiastków — około 1%. Z całkowitej ilości wodoru międzygwiazdowego około 90% występuje w postaci niezjonizowanej. Obfitość występowania helu oparta jest na przypuszczeniach, gdyż metody wykrywania go nie są dotychczas znane.

Gęstości pyłu i gazu odgrywają poważną rolę w zagadnieniach dynamiki układów gwiazdowych i ewolucji gwiazd, stąd też uzyskanie danych w oparciu o najnowsze dane obserwacyjne i teoretyczne są cenne. Jednakże, jak wyżej wspomniano, całkowite gęstości składowej gazowej ośrodka międzygwiazdowego nie są znane, wobec tego w badaniach naszych oparliśmy się na wynikach badań radiowych wodoru, otrzymanych na fali 21  $\text{cm}$  i z nimi porównywaliśmy gęstości pyłu. Z obserwacji radiowych wynika, że dla Cas maksymalna wartość gęstości neutralnego wodoru wynosi 1.6 atomów  $\text{cm}^{-3}$  dla obu chmur i 0.8 atomów  $\text{cm}^{-3}$  dla części pola mało zaciemnionej. Dla Sge wzięto odpowiednio 2.0 oraz 1.6 atomów  $\text{cm}^{-3}$ .

Gęstości pyłu dla wyodrębnionych w obu polach chmur (oznaczanych  $D1$  i  $D2$ ) podane są w tablicy I. Dla zbadania różnic, do jakich mogą być doprowadzone gęstości dla tych samych pól przy różnych ekstynkcjach, wykonaliśmy równoległe obliczenia dla Cas i Sge, przyjmując pewne średnie wartości ekstynkcji (w Cas dla obszaru o niewielkim zaciemnieniu do odległości 900 pc, zaś w Sge dla części pola silnie zaciemnionej, bez wyodrębnionych chmur, do odległości 600 pc). Wyniki podane są w tablicy I.

## IV. Dyskusja wyników

Z otrzymanych powyżej wyników wysnuć można następujące wnioski:

1) Gęstości gwiazdowe w kierunku Cas wyznaczają ramię spiralne Galaktyki. Rozciąga się ono od Słońca do odległości 900 pc. Zasięg ramienia spiralnego pokrywa się z wynikami badań astronomów holenderskich. Natomiast w kierunku Sge nie przebijamy się przez ramię spiralne, widziane zresztą prawie stycznie w tym kierunku.

Tablica I

Nazwa chmury	Cassiopeia		Sagitta	
	$D_1$	$D_2$	$D_1$	$D_2$
Odległość chmury (w pc)	310	480	470	600
Ekstynkcja chmury (w wiel. gwiazd)	0.8	0.5	1.1	1.0
Głębokość chmury (w pc)	19	12.5	40	67
Gęstość chmury (w $10^{-25}$ $\text{gem}^{-3}$ )				
a) cząstki sferyczne	1.84	1.75	1.20	0.65
b) cząstki elipsoidalne rotujące	3.29	3.14	1.72	1.03
Nazwa obszaru	Cassiopeia Część mało zaciemniona		Sagitta Część silnie zaciemniona	
Ogólna ekstynkcja w obszarze (w wiel. gwiazd. na kpc)	1.1		5.2	
mierzona do odległości (w pc)	900		600	
Średnia gęstość w obszarze (w $10^{-25}$ $\text{gem}^{-3}$ )				
a) cząstki sferyczne	0.049		0.226	
b) cząstki elipsoidalne rotujące	0.087		0.360	
Średnia gęstość wodoru (w $10^{-25}$ $\text{gem}^{-3}$ )	13.4		27.0	
Stosunek pyłu do wodoru (średni w obszarze)				
a) cząstki sferyczne	0.40%		0.84%	
b) cząstki elipsoidalne rotujące	0.65%		1.33%	

2) Gęstości pyłu są rzędu  $10^{-25}$   $\text{gem}^{-3}$ . Porównanie najbardziej zaciemnionych obszarów chmur do najbardziej przejrzystych daje dla Cas stosunek gęstości około 35, porównanie zaś ciemnych chmur z obszarem silnie zaciemnionym, ale o równomiernej, średniej ekstynkcji, w Sge, daje stosunek gęstości rzędu 5. Wysoki stosunek gęstości w Cas jest częściowo konsekwencją mniejszych rozmiarów chmur w tej okolicy. Ponadto różnica w gęstościach obu pól może być interpretowana różnicami budowy ramion spiralnych, gdyż pole Cas leży w ramieniu spiralnym Carina—Vela, a pole Sge w ramieniu Sagittarius, które może być silniej zapyłone.

3) Należy zauważyć, że nasze rozważania były prowadzone w założeniu, że skład chemiczny i kształty cząstek są w obu badanych kierunkach te same. Założenie to może być słuszne tylko w przybliżeniu.

4) Stosunek pyłu do neutralnego wodoru w obu polach wynosi od 0.5 do 1%. Wynik ten zgadza się z innymi badaniami [9], [10].

## Literatura

- [1] R. Ampel, *Toruń Bull.* **20** (1959) = *Stud. Soc. Sc. Tor.*, F. II, 3.
- [2] C. Iwaniszewska, *Toruń Bull.* **24** (1960) = *Stud. Soc. Sc. Tor.*, F, III, 2.
- [3] R. J. Trumpler, H. F. Weaver, *Statistical Astronomy*, Univ. of Calif. Press, Los Angeles 1953.
- [4] R. Ampel, C. Iwaniszewska, *Toruń Bull.* (w druku).
- [5] J. H. Oort, v. d. H. C. Hulst, *Bull. Astroph. Inst. Netherlands*, **10**, 187 (1946).
- [6] L. Davis, J. Greenstein, *Astroph. J.*, **114**, 206 (1951).
- [7] v. d. H. C. Hulst, *Les particules solides dans les astres*, 392 Liège 1955.
- [8] G. Westerhout, *Bull. Astroph. Inst. Netherlands*, **13**, 201 (1957).
- [9] A. Lilley, *Astroph. J.*, **121**, 559 (1955).
- [10] M. Kaftan-Kassim, *Astroph. J.*, **133**, 821 (1961).

A. S. KOMPANIEJEC, *Fizyka teoretyczna*

Tłumaczyli Grzegorz Białkowski i Bogdan Karczewski  
 PWN, Warszawa 1961, str. 579

Książka przeznaczona jest jako podręcznik fizyki teoretycznej głównie dla inżynierów, a także dla specjalistów nauk pokrewnych fizyce, a więc dla chemików, biofizyków, geofizyków i astronomów; może też być pomocna dla studentów fizyki uniwersytetów i wyższych szkół pedagogicznych. Całość książki podzielona jest na cztery części, poświęcone kolejno mechanice newtonowskiej, elektrodynamice wraz ze szczególną teorią względności, mechanice kwantowej i fizyce statystycznej.

Wykład mechaniki potraktowany jest jako wstęp do rozwinięcia nowszych działów fizyki. Dużo miejsca poświęca autor równaniom Lagrange'a i ich zastosowaniom. Krócej omówiona jest dynamika bryły sztywnej oraz zasada wariacyjna Hamiltona. Część książki poświęcona elektromagnetyce rozpoczyna się podaniem zasad analizy wektorowej, po czym autor przechodzi od razu do wyprowadzenia równań Maxwella i do ich zastosowań. Ciekawie potraktowane są niektóre zagadnienia dotyczące fal elektromagnetycznych. Rozdział ten kończy się wykładem szczególnej teorii względności i uwagami o ogólnej teorii względności. W części książki poświęconej mechanice kwantowej położył autor nacisk bardziej na stronę pojęciową tej teorii niż na metody rachunkowe. Wstęp do mechaniki kwantowej i dojście do równania Schrödingera potraktowane są obszernie, a przykłady podobierane są tak, aby objaśnić podstawy teorii. Przedstawiona jest nie tylko kwantowa teoria atomu i cząsteczki, lecz także teoria kwantowa pola elektromagnetycznego oraz teoria współdziałania atomów i promieniowania. Na metody rachunkowe położony jest mniejszy nacisk; autor nie wprowadza np. explicite funkcji specjalnych występujących w zagadnieniach oscylatora harmonicznego czy atomu wodoru. Wykład mechaniki kwantowej kończy się rozdziałem o teorii elektronu Diraca. Ostatnią część książki zajmuje przedstawienie zasad fizyki statystycznej. Część ta zaczyna się od wyprowadzenia wzorów na rozkład molekuł gazu doskonałego dla statystyk kwantowych, a statystyka Boltzmanna jest rozpatrywana jako ich przypadek graniczny. Po omówieniu zastosowań statystyk kwantowych i statystyki klasycznej przedstawia autor metodę Gibbsa, przy pomocy której określa makroskopowe wielkości termodynamiczne i rozwija podstawy termodynamiki jako wnioski z praw fizyki statystycznej. Metoda przyjęta przez autora skraca znacznie wykład, wymaga jednak poprzedniej znajomości podstaw termodynamiki fenomenologicznej. Książka kończy się omówieniem pewnych zastosowań termodynamiki.

Wykład jest jasny i pojęcia podstawowe omówione są starannie, niemniej jednak do tekstu wkradły się gdzieś tam małe usterki lub niedomówienia. Podam parę przykładów: na str. 12 przy omawianiu układu inercyjnego autor nie wskazał ani jednego takiego układu, choć czytelnik może domyślać się z tekstu, że jest nim układ związany z gwiazdami stałymi. Na str. 80 powiedzenie „...różniczkę obliczamy wzdłuż tego samego toru dla różnych chwil, natomiast wariację dla tej samej chwili, a za to między różnymi torami“, nie pozostawia miejsca na zdefiniowanie pojęcia wariacji z wariacją czasu. Na str. 92 przy definicji dywergencji jako pochodnej przestrzennej nie jest zaznaczone, że granica  $\lim_{V \rightarrow 0} (\mathbf{A} \cdot d\mathbf{s}/V)$  nie powinna zależeć od sposobu zdążania objętości  $V$  do punktu. Na str. 142 nie jest wyraźnie zaznaczone, że równania zasadnicze teorii elektronów odnoszą się do jednej pary wektorów  $\mathbf{E}$  i  $\mathbf{H}$  i czytelnik musi się tego domyśleć, Tego rodzaju usterki są jednak łatwe do usunięcia.



Tłumaczenie jest poprawne, można by jednak mieć zastrzeżenie co do paru terminów użytych przez tłumaczy. Zamiast przestarzałego i niestety ciągle używanego terminu „prąd przesunięcia“ należałoby używać terminu „prąd dielektryczny“. Na str. 267 zamiast „całkowanie w postaci szeregu należałoby napisać „całkowanie przez rozwinięcie na szereg“, a na str. 544 zamiast „słabe roztwory“ lepszy byłby termin „roztwory rozcieńczone“.

*Bronisław Średniawa*

**W. GIRIAT, J. RAŁUSZKIEWICZ, Hallotrony,**  
PWN, Warszawa 1961 str. 253, cena zł 24.—

Odkryte jeszcze w r. 1879 zjawisko Halla, polegające na powstawaniu poprzecznej różnicy potencjałów w metalu lub półprzewodniku, przez który płynie prąd elektryczny i który znajduje się w polu magnetycznym, otwiera dopiero dzisiaj przed nami nowe interesujące możliwości i perspektywy. Pionierską pracą w tej dziedzinie w naszej literaturze naukowo-technicznej jest książka Giriata i Rałuszkiewicza *Hallotrony*, poświęcona zastosowaniu zjawiska Halla w technice i wprowadzająca polskiego czytelnika w sposób przystępny w obszernie już dziś rozbudowany dział technologii, miernictwa i zastosowań czujników Halla, nazwanych przez autorów hallotronami. Książka podsumowuje także osiągnięcia autorów w dziedzinie pomiarów współczynnika Halla, technologii materiałów półprzewodnikowych i konstrukcji hallotronów prowadzonych w Instytucie Fizyki PAN.

Pierwszy rozdział zaznajamia czytelnika z fizyką półprzewodników i z samym zjawiskiem Halla. Ale już drugi i trzeci rozdział wprowadzający nas do pasmowej teorii ciała stałego mimo dość szkicowego potraktowania wymaga znacznego przygotowania fizycznego i matematycznego. Czytelnik nie przygotowany musi zetknąć się tutaj z licznymi terminami i pojęciami, których nawał może przysłać mu fizyczny obraz zjawiska (np. poziom Fermiego, fonony itd.). Rozdział czwarty uzupełnia teorię zjawiska wiadomościami o ruchliwości nośników i jej zależności od temperatury.

Następne trzy rozdziały zainteresują głównie specjalistów ze względu na ich szczegółowy charakter. Znajdujemy więc tu opisy metod pomiarowych przewodnictwa i współczynnika Halla, opisy technologii materiałów półprzewodnikowych, jak i różnych wykonań hallotronów. Dopiero jednak rozdział ósmy poświęcony zastosowaniom hallotronów wzbudzi na pewno zainteresowanie zarówno fizyka doświadczalnika, jak i inżyniera praktyka. Okazuje się mianowicie, że trud włożony w opanowanie teorii zjawiska Halla, technologii i konstrukcji hallotronów sownie się opłaca, dostarczając nam nowych instrumentów pomiarowych o lepszych niejednokrotnie właściwościach niż te, które są oparte na innej zasadzie. Tak na przykład zbudowano już mierniki natężenia pola magnetycznego pracujące bez części ruchomych i nie wprowadzające żadnych zniekształceń pola. Jeżeli dodamy do tego, że możliwy jest pomiar zarówno pól stałych, jak i szybkozmiennych do  $10^{10}$  Hz w zakresie od  $10^4$  do  $10^{-8}$  Oe, że dzięki małym wymiarom czujnika ( $10 \times 10$  mikronów) możliwy jest pomiar w niewielkich szczelinach i praktycznie punktowy, to należałoby sobie tylko życzyć, aby mierniki pola tego typu możliwe szybko znalazły się w powszechnym użyciu. W zakresie pomiarów dużych prądów stałych istnieją już mierniki do 100 kA pracujące z dokładnością 0,2%, łatwe do instalacji i pozbawione części ruchomych z możliwością pomiaru także wyższych częstotliwości. Wykorzystując własności mnożące hallotronu można zbudować watomierze pracujące do częstotliwości  $10^{10}$  Hz, łatwe do cechowania i obsługi i używane np. do pomiaru mocy w falowodach. Zastosowanie hallotronów do wyznaczania parametrów maszyn elektrycznych pozwoliło na rozwiązania problemów podstawowych dla pracy tych maszyn, a nierozwiązalnych przy użyciu metod klasycznych (stany nieustalone, dokładne rozkłady pól magnetycznych itd.). Dalsze intere-

sujące zastosowania to układy mnożące lub dzielące w analogowych maszynach matematycznych, detektory liniowe i kwadratowe, analizatory widma częstotliwości, przetworniki prądu stałego na zmienny, tak potrzebne przy pomiarach bardzo słabych napięć stałych, wreszcie nowe głowice magnetofonowe, wypierające indukcyjne głowice dotychczasowe stosowane powszechnie. Ostatnia część tego rozdziału poświęcona jest wzmacniaczom i generatorom opartym o zjawisko Halla, które jednak nie zagrażają na razie dotychczasowej pozycji elektrowni lampowej czy tranzystorowej.

Książka wydana jest starannie, aczkolwiek nie uniknięto w niej drobnych błędów drukarskich (oznaczenie „b” na rys. 1. 3, str. 233, wiersz 5 od dołu moc w mV, brak różnicy w tekście początkowym pomiędzy literą „l” a jedyneką itd.). Skorowidz alfabetyczny, zamieszczony na końcu książki, nie jest zbyt obszerny, natomiast spis literatury dotyczącej tematu, zawierający 133 pozycje będzie cenną pomocą przy szczegółowych studiach.

Autorzy starali się, aby ich książka miała charakter monografii, nie rezygnując jednak z przystępności wykładu. W rezultacie czytelnik z przygotowaniem fizycznym czyta początkowe rozdziały ze zmniejszoną uwagą, natomiast nie przygotowany może mieć trudności przy lekturze drugiego i trzeciego rozdziału. Dlatego należało być może zrezygnować z popularyzatorskiej roli książki na korzyść jej roli monograficznej, pozostawiając pierwsze zadanie popularnym broszurom.

*Roman Śledziewski*

#### **ALEKSANDER ZAWADZKI I HELENA HOFMOKL, Laboratorium Fizyczne**

Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1961, str. 555, cena zł 40.—

*Laboratorium Fizyczne* A. Zawadzkiego i H. Hofmokl jest podręcznikiem przeznaczonym dla studentów uniwersyteckich studiów fizyki, matematyki, chemii i biologii odrabiających ćwiczenia w tzw. pracowniach fizycznych I. Mogą z niego korzystać również studenci politechnik, akademii medycznych, wyższych szkół pedagogicznych oraz wyższych szkół rolniczych przerabiający ćwiczenia w laboratoriach fizycznych o podobnym zakresie do uniwersyteckich „pracowni fizycznych I”.

Podręcznik jest podzielony na trzy części.

Pierwsza z nich obejmuje zestawienie jednostek wielkości fizycznych w najczęściej stosowanych układach jednostek, a mianowicie w układzie cgs i mks, a dla wielkości elektrycznych w układzie elektrostacyjnym, elektromagnetycznym, praktycznym oraz Giorgiego.

Druga część podręcznika jest poświęcona omówieniu rodzajów błędów pomiarów oraz metodom obliczenia błędów, zarówno klasycznym jak też metodzie obliczania błędów dla serii kilku pomiarów wg rozkładu Studenta-Fishera.

W trzeciej części podręcznika na wstępie są podane pewne uwagi ogólne na temat sposobu wykonywania ćwiczeń i opracowywania ich wyników, a następnie w czterech działach zestawione są opisy ćwiczeń z zakresu mechaniki, ciepła, optyki oraz elektryczności i magnetyzmu. Opis każdego ćwiczenia obejmuje informacje na temat podstaw teoretycznych danego pomiaru, budowy i działania używanych w doświadczeniu przyrządów oraz sposobu przeprowadzania pomiarów. Tematyka ćwiczeń w zasadzie odpowiada zestawom ćwiczeń najczęściej występujących w uniwersyteckich „pracowniach fizycznych I” z tym, że szczególny nacisk jest położony na działy specjalnie ważne ze względu na ich zastosowania praktyczne, dla studentów chemii czy biologii, dla których „pracownia fizyczna I” jest jedynym laboratorium fizycznym, jak np. metody polaryzacyjne czy też prądy przemienne. Z tego punktu widzenia pewnym mankamentem podręcznika może się wydawać pominięcie takich zagadnień jak: metody wyznaczania napięcia powierzchniowego, metoda W. Meyera wyznaczania ciężaru cząsteczkowego, analiza widmowa. W podręczniku są pominięte również ćwiczenia o tematyce

elektronicznej, jak np. charakterystyki lamp elektronowych, liczniki G—M, efekt fotoelektryczny, ćwiczenia oparte o zastosowanie oscylografu, które, jak zapowiadają autorzy, mają stanowić przedmiot oddzielnego opracowania w formie *Uzupełnień do Laboratorium Fizycznego*.

Na końcu podręcznika są podane tablice niektórych wielkości fizycznych oraz tablice funkcji stosowanych w rachunku błędów.

Na szczególne podkreślenie zasługuje przejrzysty układ podręcznika oraz jasny i zwięzły opis ćwiczeń. Dzięki temu *Laboratorium fizyczne* jest podręcznikiem równie pożytecznym dla początkujących studentów, słabo przygotowanych, jak też dla bardziej zaawansowanych studentów fizyki.

Maria Danuta Kunisz

### I. E. IRODOW, Zbiór zadań z fizyki atomowej

PWN, Warszawa 1961, str. 204, cena zł 15.— Tłumaczył Walerian Majewski

Recenzowany *Zbiór zadań* jest tłumaczeniem z języka rosyjskiego pierwszego wydania tej książki, która ukazała się w roku 1959. Jest on przewidziany jako książka pomocnicza do wykładu fizyki atomowej dla studentów wydziałów przyrodniczych i zawiera w sumie około 500 zadań. Zadania te zebrane zostały w dwunastu następujących rozdziałach: 1) Promieniowanie termiczne, 2) Kwantowa natura światła, 3) Atom Rutherforda—Bohra, 4) Właściwości falowe cząstek, 5) Widma metali alkalicznych. Budowa subtelna, 5) Model wektorowy atomu. Atom w polu magnetycznym, 7) Diamagnetyzm i paramagnetyzm, 8) Promienie Roentgena, 9) Atomy wieloelektronowe. Okresowy układ pierwiastków, 10) Drobin dwuatomowe, 11) Promieniotwórczość. Reakcje jądrowe, 12) Metody doświadczalne fizyki atomowej. Na początku każdego rozdziału podane są w punktach podstawowe pojęcia i wzory potrzebne do rozwiązania zadań w nim zawartych. Rozdział 13 zawiera odpowiedzi na zadania umieszczone w zbiorze, przy czym dla trudniejszych podane są szczegółowe wskazówki lub nawet kompletny tok rozumowania ze wszystkimi wzorami niezbędnymi do rozwiązania danego zagadnienia. Na końcu książki znajduje się zestawienie podstawowych stałych fizycznych oraz tablic, a wśród nich układ okresowy pierwiastków z zaznaczeniem rozmieszczenia elektronów na poszczególnych orbitach, co jest szczególnie cenne przy rozwiązywaniu problemów związanych z budową powłok elektronowych w atomie.

Książka Irodowa jest bardzo cenną pozycją wśród tego typu podręczników, zarówno ze względu na to, że jest ona jedną z bardzo nielicznych zbiorów zadań poświęconych tej tak ważnej dziedzinie fizyki, które ukazały się w języku polskim, jak również ze względu na swoje szczególne zalety. Tematy zadań są tak dobrane, aby możliwie wyczerpać materiał należący do danego rozdziału, a zagadnienia trudniejsze ilustrowane są kilkoma różnymi przykładami. Istotną zaletą są kompletne rozwiązania podane przy bardziej skomplikowanych zagadnieniach. Pozwala to mniej zaawansowanemu czytelnikowi uzupełnić swoje braki, śledząc na szeregu przykładach tok rozumowania autora. Szkoda może, że przy tematach nie zaznaczono stopnia trudności poszczególnych zadań, co jest często stosowane w tego typu zbiorach. Punktacja taka z jednej strony znacznie ułatwia czytelnikowi ocenę swoich możliwości, z drugiej natomiast pozwala na dobór zadań na pewnym stopniu trudności bez konieczności zaznajamiania się ze wszystkimi tematami.

W 1960 r. ukazało się w języku rosyjskim drugie wydanie tej książki pod tym samym tytułem. Wydanie to jest znacznie rozszerzone, nie tylko pod względem liczby zadań (ok. 850), ale także ze względu na zakres materiału. Mianowicie zostały wprowadzone nowe, bardzo potrzebne dla głębszego zrozumienia problemów fizyki atomowej rozdziały, jak np. rozdział poświęcony równaniu Schrödingera. Oczywiście nie miałoby sensu ubolewanie tutaj, że przekładu na język polski nie dokonano właśnie z tego drugiego, ulepszanego wydania, co na

pewno znacznie opóźniłoby ukazanie się tego podręcznika na półkach księgarskich. Niemniej wydaje się, że w następnej kolejności uzupełnienie polskiego wydania omawianego *Zbioru* według drugiego wydania oryginału byłoby bardzo wskazane.

Zofia Leś

### A. PIEKARĄ, *Mechanika ogólna*

PWN, Warszawa 1961

*Mechanika Ogólna* prof. A. Piekary, napisana bardzo oryginalnie, a mimo to przystępnie, z dużym talentem dydaktycznym i metodycznym, przyniesie na pewno olbrzymie korzyści początkującym studentom i pozwoli im z lepszym zrozumieniem słuchać wykładów fizyki teoretycznej w ogóle, a mechaniki teoretycznej w szczególności. Zamiar autora przygotowania studenta I roku do opanowania trudniejszych działów mechaniki udał się znakomicie. Osobliwością książki jest pogodzenie naukowej ścisłości wykładu z niezmiernie udatnym podejściem pedagogicznym. Jak głęboko przedstawione są zagadnienia mechaniki, widać już stąd, że w kinematyce i dynamice autor nie ogranicza się do zwykłego dla wielu podręczników sposobu badania ruchów, ale zaznajamia studentów dość szczegółowo z układem współrzędnych i rachunkiem wektorowym w sposób ściśle związany z rozpatrywanymi zjawiskami. W zagadnieniach, w których stosowana jest wyższa matematyka, autor stara się w sposób bardzo udatny wyjaśnić znaczenie fizyczne przeprowadzonych rozważań matematycznych. Zasadniczym warunkiem przyswojenia sobie wiadomości z mechaniki jest samodzielne rozwiązywanie zadań z tego zakresu. Wychodząc z tego założenia autor przy końcu każdego rozdziału podaje cały szereg niezmiernie ciekawych, zupełnie niestereotypowych zagadnień, np. do rozdz. II podane są zagadnienia na składanie ruchów harmonicznych prostych (krzywe Lissajous), do rozdz. III zadania na zderzenia niecentralne (proton—proton, deuteron—deuteron, deuteron—proton itp.). Zadania ostatnio wymienione ilustrowane są fotografiami śladów cząstek w emulsji.

Cała książka złożona jest z siedmiu rozdziałów. W rozdziale I omówione są wielkości zasadnicze i pochodne, sposoby pomiarów siły i czasu oraz układ ciężarowy jednostek. W rozdziale II rozpatrzone są zjawiska ruchu z kinematycznego punktu widzenia. Wprowadzone są pojęcia prędkości średniej i chwilowej oraz rozpatrzone różne rodzaje ruchów.

W rozdziale III rozpatrzone są zasady dynamiki Newtona i przykłady ich zastosowania. Szczegółowo rozpatrzone jest zjawisko tarcia, zderzenia centralne i niecentralne kul sprężystych i niesprężystych. Niezmiernie ciekawy i przystępnie przedstawiony jest ustęp o siłach w układach przyspieszonych.

W rozdziale IV o pracy i energii na uwagę zasługuje ustęp o polu sił i potencjale. Bardzo ciekawie przedstawiona jest kinematyka i statyka bryły sztywnej.

Dostrzeżone usterki:

Można żałować, że autor nie wprowadził w korekcie nowej definicji metra, zatwierdzonej przez XI Generalną Konferencję Miar w październiku 1960 r.

Zamiast „siła ciężaru“ lepiej chyba powiedzieć „siła ciężkości“ (ciężar ciała jest siłą ciężkości działającą na to ciało).

W Polsce nie przyjęto nazwy kp, lecz kG, więc słuszniej byłoby używać tej ostatniej jednostki.

Na str. 22 należałoby mówić nie „układ“, ale raczej „ciało“ odniesienia. Układem odniesienia nazywamy twory geometryczne związane z ciałami odniesienia, np. układ Kartezjusza na płaszczyźnie, w przestrzeni, układ biegunowy itp.

Str. 23, 3 w. od góry. W kinematyce można rozważać ruch punktu geometrycznego, natomiast w dynamice wprowadzamy pojęcie punktu materialnego.

Str. 29, 3 w. od góry. Zamiast okresów czasu lepiej powiedzieć odstępów czasu. Profesor Witkowski używał wyrażenia „przeciąg czasu“.

Str. 35, w. 20 od góry, punkt 2. lepiej powiedzieć wartość (należy odróżniać wielkość i wartość tej wielkości).

Str. 45, w. 3 od dołu. W kinematyce nie musimy zakładać, że poruszający się punkt jest punktem materialnym, ponieważ kinematyka bada tylko własności ruchu, nie zajmuje się natomiast zależnością ruchu od masy (kinematykę można uważać za geometrię wzbogaconą o pojęcie czasu).

Str. 48, w. 13 od góry. Wprowadza się pojęcie środka krzywizny bez definicji.

Nazwa „promień wodzący“ została wprowadzona na str. 43, a pojęcie tej nazwy dopiero na str. 49.

Str. 94, w. 2 od góry. Zamiast o wielkości przyspieszenia czy siły należy mówić o wartości tych wielkości.

Str. 96 i dalsze. Jednostka siły w układzie m, k, s pisze się zazwyczaj fonetycznie niuton, a nie newton.

W § 76, str. 175 dobrze byłoby wyprowadzić zależność przyspieszenia ziemskiego od szerokości geograficznej, przyjmując ziemię za kulę

$$g_{\varphi} = g_0 \left( 1 + \frac{\omega^2 R}{g_0} \sin^2 \varphi \right); \quad \frac{\omega^2 R}{g_0} = \frac{1}{289}$$

stąd wzór Clairauta

$$g_{\varphi} = g_0 \left( 1 + \frac{1}{289} \sin^2 \varphi \right) \quad \varphi \text{ — szerokość geogr.}$$

Uwzględniając spłaszczenie ziemi otrzymujemy wzór Helmerta

$$g_{\varphi} = 980,616(1 - 0,002644 \cos 2\varphi + 0,000007 \cos^2 2\varphi)$$

Str. 293, w. 10 od góry. Zamiast siła powinno być szyna.

Str. 295, w. 8 od dołu. Zamiast punkt ciężkości powinno być środek ciężkości.

Str. 299, w. 5 od dołu — wypadek *b*, a nie 6.

Str. 307. Wagi techniczne można by pominąć, ponieważ o nich dużo się mówi w programie szkoły średniej.

Str. 307, w. 11 od góry. Zamiast *CODE* powinno być *CO<sub>1</sub>DE*.

*Aleksy Jagielski*

### Medal dla Cottrella

Prezydent i Rada brytyjskiego Towarzystwa Królewskiego nadało Medal Hughesa za rok 1961 A. H. Cottrellowi, profesorowi Uniwersytetu Cambridge za jego wybitne prace na temat właściwości fizycznych metali, w szczególności na temat deformacji mechanicznych i przemian popromiennych.

### Akcelerator elektrostatyczny „Lech”

W dniu 22 grudnia ubiegłego roku w gmachu Instytutu Fizyki Doświadczalnej Uniwersytetu Warszawskiego dokonany został akt oficjalnego uruchomienia ciśnieniowego akceleratora elektrostatycznego systemu Van de Graaffa. Akcelerator otrzymał nazwę „Lech” od imienia pierwszego kierownika zespołu konstruktorów — niezjącego już inż. Lecha Bobrowskiego.

Maszyna, która przyspiesza protony i deuterony do energii 3—4 MeV, należy do Zakładu IA Instytutu Badań Jądrowych.

Podczas uroczystej inaguracji przemawiali kierownik Zakładu IA doc. Z. Wilhelm, Pełnomocnik Rządu do Spraw Wykorzystania Energii Jądrowej, Minister W. Billig, Minister Szkolnictwa Wyższego inż. M. Golański oraz — imieniem zespołu pracowników Zakładu IA czynnego przy budowie — mgr E. Górski. Uroczystość zakończyła się „lampką wina”. Uruchomienia dokonał Minister W. Billig.

Akcelerator „Lech” jest już intensywnie eksploatowany jako narzędzie prac badawczych.

### Nagrody Państwowej Rady do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej

Państwowa Rada do Spraw Pokojowego Wykorzystania Energii Jądrowej przyznała szereg nagród za prace ukończone w 1961 r. W dziedzinie fizyki nagrody otrzymali:

prof. dr Henryk Niewodniczański (nagroda I stopnia) — za wybitne zasługi przy stworzeniu Instytutu Fizyki Jądrowej w Krakowie, sprawowaniu kierownictwa naukowego tą placówką i za kierowniczy udział we wszystkich niemal pracach IFJ,

dr Zdzisław Szymański (nagroda II stopnia) za prace: *O deformacji rdzenia jądrowego*, *Deformacja w stanie równowagi jąder ziem rzadkich* i *Deformacja w stanie równowagi jąder transuranowców*,

doc. dr Zdzisław Wilhelm, dr Ryszard Sosnowski i mgr Jolanta Wojtkowska (nagroda zespołowa II stopnia) za względne pomiary polaryzacji cząstek  $\beta$  z  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{56}\text{Mn}$ ,  $^{122}\text{Sb}$ ,  $^{166}\text{Ho}$  i  $^{198}\text{Au}$ ,

doc. dr Roman Żelazny i mgr Antoni Kuszal (nagroda zespołowa II stopnia) za prace z teorii transportu neutronów,

mgr Eugeniusz Bożek, dr Stanisław Ogaza, mgr Stanisław Szymczyki i techn. Tadeusz Walczak (nagroda zespołowa II stopnia) za prace *Energia poziomów w jądrze  $^{166}\text{Er}$*  i *Wibracyjne poziomy  $\gamma$  w  $^{166}\text{Er}$* ,

mgr inż. Janusz Leciejewicz (nagroda III stopnia) za prace z dziedziny badań strukturalnych przeprowadzonych metodą dyfrakcji neutronów.

W dziedzinie postępu technicznego nagrodę m. in. otrzymali:

mgr inż. Lech Bobrowski (pośmiertnie), mgr Eugeniusz Górski, mgr Marian Jaskuła i mgr Andrzej Marcinkowski (nagroda zespołowa II stopnia) za opracowanie projektu, zbudowanie i uruchomienie akceleratora elektrostatycznego typu Van de Graaffa na energie 3 MeV.

### Propozycje Komisji Symboli Jednostek i Słownictwa UIPPA

Komisja Symboli, Jednostek i Słownictwa Międzynarodowej Unii Fizyki Czystej i Stosowanej zebrała się w Paryżu w dniach

4—9 września 1961 r. Obecni byli: Rudberg (przewodniczący), Rossel, Stille, Jacquinet, Wolfe i De Boer (sekretarz). Komisja przygotowała szereg propozycji dotyczących oznaczeń i symboli, które pragnie przedłożyć do zatwierdzenia Walnemu Zgromadzeniu Unii w r. 1963. Propozycje te Komisja wysłała Komitetom Narodowym z prośbą o zgłoszenie uwag i wniosków do końca września 1962 r.

Poniżej podajemy najważniejsze z tych propozycji:

Symbol jednostki curie — Ci

Oznaczenia w fizyce ciała stałego:

wskaźniki Millera	$h_1, h_2, h_3$
płaszczyzna sieciowa	$(h_1 h_2 h_3)$
kierunki w siatce	$[h_1 h_2 h_3]$
odległość między kolejnymi płaszczyznami sieciowymi kryształu	$d$
kąt Bragg'a	$\theta, \vartheta$
rzęd odbicia	$n$
parametr bliskiego porządku	$\sigma$
parametr dalekiego porządku	$s$
wektor Burgersa	$\mathbf{b}$
wektor falowy fononów	$\mathbf{q}$
wektor falowy elektronów	$\mathbf{k}$
masa efektywna elektronu	$m^*$
energia Fermiego	$E_F, \varepsilon_F$
funkcja pracy	$\Phi$
współczynnik Peletier	$\Pi$
temperatura Curie	$\Theta, T_C$
stała Halla	$R_H$

Oznaczenia w fizyce jądrowej:

jądrowa kwantowa liczba spinowa	$J$
liczby kwantowe poszczególnych nukleonów (w modelu powłokowym)	$n_i, l_i, j_i$
przyporządkowanie spinu i parzystości stanom jądrowym	$J^\pi$
gdzie + w miejsce symbolu $\pi$ oznacza stan parzysty, a — stan nieparzysty, na przykład $\frac{3}{2}^+$ , $2^-$ itd.	
konfiguracje modelu powłokowego	$(\pi n l j)^K (v n' l' j')^{K'}$

ujemne wartości  $K$  względnie  $K'$  oznaczają luki w wypełnionych powłokach. Symbole  $\pi$  i  $\nu$  oznaczają odpowiednio powłoki protonowe i neutronowe. Zamiast pisać  $l = 0, 1, 2, \dots$  używa się oznaczeń s, p, d itd. drukowanych antykwa.

Oznaczenia liczb kwantowych

liczba kwantowa składowej momentu pędu orbitalnego elektronu wzdłuż osi (dotyczy cząsteczek dwuatomowych i cząsteczek liniowych)	$\lambda_i, A$
liczba kwantowa składowej spinu elektronowego wzdłuż osi (dotyczy jak wyżej)	$\sigma_i, \Sigma$
liczba kwantowa całkowitego momentu pędu wzdłuż osi	$\omega_i, \Omega$
liczba kwantowa wypadkowego spinu elektronowego	$S$
liczba kwantowa spinu jądrowego	$I$
liczba kwantowa stanu oscylacyjnego $j$	$v_j$
zwyródnienie stanu oscylacyjnego $j$	$d_j$
liczba kwantowa oscylacyjnego momentu pędu względem osi (dla cząsteczek liniowych)	$l$
liczba kwantowa całkowitego momentu pędu z wyłączeniem spinu jądrowego	$J$
liczba kwantowa rzutu $J$ na kierunek pola zewnętrznego	$M, M_J$
liczba kwantowa rzutu $S$ na kierunek pola zewnętrznego	$M_S$
liczba kwantowa wypadkowego momentu pędu ( $F = J + I$ )	$F$

liczba kwantowa rzutu $F$ na kierunek pola ze- wnętrznego	$M_F$
liczba kwantowa rzutu $I$ na kierunek pola ze- wnętrznego	$M_I$
Oznaczenia termów:	
term elektronowy ( $T_e = E_e/h$ ; $\tilde{T}_e = T/c$ )	$T_e, \tilde{T}_e$
term oscylacyjny ( $G = E_{osc}/h$ ; $\tilde{G} = G/c$ )	$G, \tilde{G}$
term rotacyjny ( $F = R_{rot}/h$ ; $\tilde{F} = F/c$ )	$F, \tilde{F}$
główne momenty bezwład- ności ( $I_A \leq I_B \leq I_C$ )	$I_A, I_B, I_C$
term całkowy ( $T = T_e + G + F$ )	$T, \tilde{T}$
Oznaczenia przejść radiacyjnych:	
termy wyższego stanu oznacza się ' "	$T', G', F'$
termy niższego stanu oznacza się ' "	$T'', G'', F''$
(a więc $\nu = T' - T''$ )	
różnica między liczbą kwantową stanu wyż- szego (' ) i niższego (' ' ) $\Delta J = J' - J''$	$\Delta J$ , itp.
przejścia promieniste winny być oznaczone przez po- danie wyższego stanu najpierw, a niższego później, oddzielonych kreską ( ${}^3B_2 - {}^1A_1$ )	
przejście absorpcyjne może być oznaczone strzał- ką $\leftarrow : (J', K') \leftarrow (J'', K'')$	
przejścia emisyjne strzałką $\rightarrow$ : ( $v', J'$ ) $\rightarrow$ ( $v'', J''$ )	
Oznaczenia w mechanice kwantowej:	
zespólna sprzężona funkcji falowej $\psi$	$\psi^*$
gęstość prawdopodobień- stwa $\psi^* \psi$	$P$
gęstość prądu prawdopo- dobieństwa ( $\hbar/2im$ ) ( $\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla^* \psi$ )	$S$
gęstość naboju elektrono- wego $-eP$	$\rho$
gęstość prądu elektrono- wego $-eS$	$J$

wartość oczekiwana zmien- nej $A$	$\bar{A}, \langle A \rangle$
komutator $A$ i $B$ : $AB - BA$	$[AB]$
antykomutator $A$ i $B$ : $AB + BA$	$[AB]_+$
element macierzowy $\int \psi_i^* (A \psi_j) d\tau$	$A_{ij}$
operator hermitowsko sprzę- żony z operatorem $A$	$A^\dagger$
operatory anihilacji	$a, b, \alpha, \beta$
operatory kreacji	$a^\dagger, b^\dagger, \alpha^\dagger, \beta^\dagger$
współrzędne relatywistyczne $ct, x, y, z$	$x^0, x^1, x^2, x^3$
$x, y, z, ict$	$x^1, x^2, x^3, x^4$

### Spektroskopia świec zmiennych w czasie

Pod patronatem brytyjskiego Towarzystwa Fizycznego odbyła się w czerwcu ub. r. w Manchester konferencja poświęcona zagadnieniom badania widm zmiennych w czasie.

Przedstawione materiały świadczyły o szybkim rozwoju tej dziedziny badań w ostatnich latach. Wzmoczone zainteresowanie fizyką plazmy, a ogólniej fizyką wyładowań elektrycznych w gazach, stało się bodźcem postępu w metodach widmowego badania źródeł promieniowania w celu śledzenia ich ewolucji. Metody te oddają ważne usługi zarówno w pracach z zakresu fizyki plazmy, podejmowanych w związku z próbami osiągnięcia reakcji termojądrowych, jak i w związku z badaniami magnetohydrodynamicznymi, zmierzającymi do bezpośredniej przemiany energii świetlnej w elektryczną.

W konferencji brali udział fizycy z Francji, ze Stanów Zjednoczonych i z Południowej Afryki, ale większość referentów stanowili pracownicy ośrodków w Harwell i Aldermaston.

Problematyka konferencji obejmowała technikę tego typu spektroskopii opartą głównie na zastosowaniu wirujących zwierciadeł lub przesuwającego się filmu. Jeden z referatów dotyczył pomiarów rozszerzenia linii widmowych w niejednorodnym polu magnetycznym wytwarzanym przy wyładowaniach iskrowych. Przedstawione były również wyniki badań widma zanieczyszczeń emitowanego przy wyładowaniu plazmo-



wym w urządzeniu Zeta w Harwell i Sceptre 4 w Aldermaston. Badane widma sięgały od dalekiego nadfioletu do czerwieni. Omówiono również zastosowania spektroskopii rozciągniętej czasowo do analizy widmowej ciał stałych, w szczególności do detekcji miedzi w stopach aluminium. Dużą rolę w badaniu wyładowań plazmowych odgrywa również badanie kształtu linii widmowych, do czego stosuje się nowe, nadzwyczaj interesujące metody czasowych zmian kształtu linii widmowych.

## XII Międzynarodowy Kongres Astronautyczny

W dniach od 1 do 7 października 1961 r. odbył się w Waszyngtonie XII Międzynarodowy Kongres Astronautyczny. Wzięło w nim udział 750 osób. Przewodniczył L. I. Siedow (ZSRR).

Obrady toczyły się w sekcjach: napędu rakiet kosmicznych, astrodynamiki i sterowania, odbyło się również kolokwium na temat aspektów prawnych przestrzeni poza-atmosferycznej.

Na konferencji delegacja radziecka wydała bardzo ciekawe oświadczenie dotyczące lotu kosmonauty Titowa, z którego między innymi wynika, że Titow w ciągu 24-godzinnego lotu wokół Ziemi chorował na „chorobę lotniczą“, jakkolwiek nie przeszkodziło mu to ani spać w czasie na to przeznaczonym, ani wykonywać przewidzianych planem czynności.

Następny kongres astronautyczny odbędzie się w r. 1963 w Sofii, a przewodniczyć mu będzie J. Pérès (Francja).

### Nowe akceleratory niskiej energii

Amerykańska Narodowa Fundacja Naukowa zatwierdziła projekt budowy szeregu akceleratorów niskiej energii w związku z koniecznością intensyfikacji badań doświadczalnych w tej dziedzinie fizyki jądrowej (w szczególności chodzi tu o pomiary poziomów energetycznych, przyporządkowanie spinów itp.).

Fundacja przyznała ostatnio sześciu ośrodkom badań jądrowych kredyty, których suma wynosi ponad 4 miliony dolarów.

W Uniwersytecie Chicago (S. K. Allison) ma być zbudowany akcelerator typu Van de Graaffa na energie 4 MeV, w Uniwersytecie Stanowym Michigan (H. G. Blosser) — cyklotron na energie 40 MeV, w Uniwersytecie w Pittsburgu (B. L. Cohen) — trzy-stopniowy akcelerator typu Van de Graaffa na energie 18 MeV, w Uniwersytecie Stanu Washington w Seattle (R. Geballe) — trzy-stopniowy akcelerator typu Van de Graaffa na energie 22 MeV, w Uniwersytecie Stanu Ohio (H. H. Nielsen) — akcelerator typu Van de Graaffa na energie 5,5 MeV i w Uniwersytecie Stanowym Iowa (J. A. Van Allen) — akcelerator typu Van de Graaffa na energie 5,5 MeV.

### Nora

29 listopada 1961 r. rozpoczął w Kjeller działanie nowy reaktor zerowej mocy — Nora, który służyć ma do uzyskania różnych informacji z zakresu reaktorów mocy.

Program prac obejmuje zebranie danych co do rdzeni reaktorów mocy przy moderacji ciężką i zwykłą wodą. Reaktor został zbudowany jako wspólne przedsięwzięcie Międzynarodowej Agencji Energii Atomowej i Norweskiego Instytutu Energii Atomowej.

### Dwie mile akceleratora liniowego

W końcu ubiegłego roku Kongres Stanów Zjednoczonych zaaprobował budowę wielkiego liniowego akceleratora elektronów. Akcelerator ma być zbudowany w Uniwersytecie Stanford w Kalifornii w ramach działalności amerykańskiej Komisji Energii Atomowej. W pierwszym stadium akcelerator będzie nadawał elektronom energie 20 GeV. Po całkowitej realizacji projektu końcowa energia elektronów wynosić będzie 40 do 45 GeV. Budowa ma trwać 6 lat, a koszt jej wyniesie 114 milionów dolarów. Będzie to największy i najbardziej kosztowny akcelerator elektronowy ze wszystkich dotychczas zbudowanych.

Przy energii 20 GeV masa elektronu jest około 40 000 razy większa od masy spoczynkowej, a prędkość wynosi 0,999999997c. Akcelerator będzie miał 2 mile (około 3,2 km)

długości. Co 12 metrów umieszczone będą klustrony generujące impulsy o czasie trwania 2,5  $\mu$ sek. Moc szczytowa każdego z nich ma osiągnąć 24 MW. W tym układzie elektrony zyskiwać będą energię od około 3,3 do około 6,6 MeV na metr, dając łącznie akcelerację do 20 GeV. Później liczba klustronów będzie zwiększona, tak aby elektrony mogły zyskiwać około 15 MeV na metr, co winno dać końcową energię ponad 40 GeV. Średnie natężenie wiązki elektronowej będzie ogromne jak na akcelerator tego typu, bo wyniesie około 30  $\mu$ A przy 20 GeV, a do 60  $\mu$ A po całkowitym ukończeniu maszyny i osiągnięciu energii 40 GeV. Liczba impulsów wynosić ma 360 na sek. Warto nadmienić, że średni prąd w synchrotronie w Brookhaven National Laboratory przyspieszającym protony do energii 30 GeV wynosi zaledwie około 0,01  $\mu$ A.

Elektrony bieć będą w rurze miedzianej o średnicy około 10 cm i długości ponad 3 km, która będzie osłonięta dziesięciometrową warstwą ziemi dla ochrony przed promieniowaniem. Urządzenia wymagające stałego nadzoru, konserwacji i napraw znajdą się poza tą osłoną i będą dostępne dla personelu podczas działania akceleratora.

Wobec tego, że akcelerator będzie oddany do użytku dopiero za kilka lat, nie jest rzeczą możliwą dokładnie przewidzieć, jakim badaniom będzie służył. Wydaje się jednak wysoce prawdopodobne, że będzie on mógł być narzędziem badań oddziaływań między elektronami i fotonami wysokiej energii a materią, badań własności cząstek elementarnych, a w szczególności analizy ich struktury oraz doświadczeń związanych z zagadnieniem, czy prawa elektrodynamiki pozostają w mocy dla wielkich energii, to jest dla bardzo małych odległości.

### Błyskawice

J. N. Ziwiuk i S. L. Mandelsztam opublikowali w czasopiśmie *Żurnal Eksperymentalnoj i Teoreticzeskoj Fiziki* pracę, z której wynika, że temperatura błyskawicy jest rzędu 20 000° C. Temperaturę znaleziono fotografując za pomocą aparatu filmowego widma błyskawicy w kolejnych stadiach rozwoju. Znajac temperaturę można było

obliczyć ciśnienie fali uderzeniowej wywołanej wyładowaniem. Bezpośrednio przed czołem błyskawicy jest ono rzędu 70 atmosfer, a w odległości 50 cm wynosi około 0,7 atmosfery.

### Nauczanie fizyki w Polsce

Zeszyt 11 z r. 1961 czasopisma *American Journal of Physics* przynosi interesujący artykuł prof. A. Piekary z Uniwersytetu Adama Mickiewicza w Poznaniu o nauczaniu fizyki w Polsce. W artykule tym autor informuje o organizacji nauczania fizyki w Polsce w szkołach różnego typu, od szkoły podstawowej aż do uniwersytetów i trybie uzyskiwania stopni naukowych. We wstępie autor podkreślił rolę Uniwersytetu Jagiellońskiego jako głównego ośrodka studiów fizycznych w przeszłości, z którego wyszli Mikołaj Kopernik, a w nowszych czasach Zygmunt Wróblewski i Karol Olszewski, Marian Smoluchowski, August Witkowski i Władysław Natanson.

### Carl Hermann (1898—1961)

12 września 1961 r. zmarł nagle Carl Hermann, wybitny niemiecki fizyk-krytalograf.

Hermann urodził się 17 czerwca 1898 r., studiował w Getyndze pod kierunkiem Maxa Borna. W r. 1925 został docentem politechniki w Stuttgartarcie, gdzie wspólnie z Ewaldem zapoczątkował wydawanie czasopisma „Strukturberichte“ (obecnie — „Structure Reports“), które podaje szczegółowe streszczenia każdej pracy z zakresu określania struktur. Hermann opracował również, wspólnie z C. Mauguinem, słownictwo krystalograficzne 230 grup przestrzennych (tzw. notacja Hermann-Mauguina) oraz dokonał ogromnej pracy przy układaniu cennych *Internationale Tabellen zur Bestimmung von Kristallstrukturen*.

W czasie II wojny światowej Hermann był za swoje przekonania polityczne aresztowany wraz z żoną i przebywał parę lat w więzieniu.

Po wojnie, w r. 1947 został powołany na katedrę krystalografii w Marburgu.

**Polskie Towarzystwo Fizyczne**

Oddział PTF w Gdańsku w dniu 7 listopada 1961 r. na walnym zebraniu oddziału wybrał nowy zarząd w składzie:

przewodniczący — dr O. Gzowski

wiceprzewodniczący — prof. dr I. Adamczewski

wiceprzewodniczący — prof. dr E. Juszkiewicz

sekretarz — mgr inż. T. Umiński

skarbnik — mgr Wł. Kolka

członkowie zarządu — mgr S. Stipal, mgr H. Zabul, mgr A. Januszajtis, mgr J. Dera, mgr L. Bilot.

# POLSKIE TOWARZYSTWO FIZYCZNE

## ZARZĄD

Przewodniczący  
Prof. dr **WOJCIECH RUBINOWICZ**  
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący  
Prof. dr **ALEKSANDER JABŁOŃSKI**  
czł. rzecz. PAN

Sekretarz  
Prof. dr **WŁODZIMIERZ ŚCISŁOWSKI**

Skarbnik  
Dr **HALINA CHECIŃSKA**

Członek Zarządu  
Doc. dr **TADEUSZ SKALIŃSKI**

## PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

*Gdańsk* – Dr O. GZOWSKI  
*Gliwice* – Prof. dr KAZIMIERZ GOSTKOWSKI  
*Kraków* – Prof. dr ANDRZEJ HRYNKIEWICZ  
*Lublin* – Doc. dr ARMIN TESKE  
*Łódź* – Prof. dr FELIKS WIŚNIEWSKI  
*Poznań* – Prof. dr FELIKS KARAŚKIEWICZ  
*Szczecin* – Doc. dr JÓZEF KONARSKI  
*Toruń* – Doc. dr KAZIMIERZ ANTONOWICZ  
*Warszawa* – Prof. dr WITOLD ŁANIECKI  
*Wrocław* – Prof. dr JAN ŁOPUSZAŃSKI

## TREŚĆ

Z. Wilhelmi — Fizyka jądra atomowego w ośrodku warszawskim . . . . .	237
I. Adamczewski — Przewodnictwo elektryczne ciekłych dielektryków w wysokich polach. Przebiecia elektryczne . . . . .	253
M. Mięświcz — Nowsze badania nad modelem dwucentrowym . . . . .	301
J. Mazur, J. Rafałowicz — O pracach Zakładu Niskich Temperatur nad monokryształami nitkowymi. . . . .	309
J. Szpilecki — Kilka nowszych zastosowań ciał girotropowych . . . . .	315
R. Śledziwski — Mikrotron — cyklotron elektronowy . . . . .	335
R. Ampel, C. Iwaniszewska — Gęstość gwiazd i ośrodek międzygwiazdowy w Drodze Mlecznej . . . . .	353
RECENZJE	
A. S. Kompaniejec — Fizyka teoretyczna ( <i>B. Średniawa</i> ). . . . .	361
W. Giriat, J. Rałuszkiewicz — Hallotrony ( <i>R. Śledziwski</i> ) . . . . .	362
A. Zawadzki, H. Hofmohl — Laboratorium Fizyczne ( <i>M. D. Kunisz</i> ). . . . .	363
I. E. Irodow — Zbiór zadań z fizyki atomowej ( <i>Z. Leś</i> ) . . . . .	364
A. Piekara — Mechanika ogólna ( <i>A. Jagielski</i> ) . . . . .	365
KRONIKA. . . . .	367

## Warunki prenumeraty czasopisma

## „POSTĘPY FIZYKI“ — dwumiesięcznik

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

Zamówienia i wpłaty przyjmują:

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

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

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma.