

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK
POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ



TOM XXII

ZESZYT 1

1971

ZARZĄD

Przewodniczący
Prof. dr WOJCIECH RUBINOWICZ
czł. rzecz. PAN

Wiceprzewodniczący
Prof. dr ALEKSANDER JABŁOŃSKI
czł. rzecz. PAN

Sekretarz
Doc. dr HALINA CHECIŃSKA

Skarbnik
Doc. dr KAZIMIERZ ROSIŃSKI

Członkowie Zarządu
Prof. dr JULIAN AULEYTNER
Dr MIROŚŁAWA JASTRZĘBSKA
Prof. dr KAROLINA LEIBLER
Doc. dr JAN PETYKIEWICZ
Prof. dr JAN WEYSSENHOFF

PRZEWODNICZĄCY ODDZIAŁÓW TOWARZYSTWA

Doc. dr EMANUEL TREMBACZOWSKI (*Białystok*)
Prof. dr IGNACY ADAMCZEWSKI (*Gdańsk*)
Prof. dr WŁODZIMIERZ MOŚCICKI (*Gliwice*)
Doc. dr DANUTA KUNISZ (*Kraków*)
Doc. dr MAKSYMILIAN PIŁAT (*Lublin*)
Prof. dr MARIAN KRYSZEWSKI (*Łódź*)
Dr MIECZYŚLAW PIRÓG (*Opole*)
Doc. dr ANTONI ŚLIWIŃSKI (*Poznań*)
Doc. dr WIKTOR NOWAK (*Szczecin*)
Doc. dr STANISŁAW PRUSKI (*Toruń*)
Doc. dr EDMUND IGRAS (*Warszawa*)
Doc. dr MIRON GAJ (*Wrocław*)

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

POSTĘPY FIZYKI

DWUMIESIĘCZNIK POŚWIĘCONY UPOWSZECHNIANIU
WIEDZY FIZYCZNEJ

TOM XXII, ZESZYT 1

PAŃSTWOWE WYDAWNICTWO NAUKOWE
1971

RADA REDAKCYJNA

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

KOMITET REDAKCYJNY

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

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

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

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

Nakład 2440 + 95 egz. Ark. wyd. 8,5. Ark. druk. 8¹/₂
Papier ilustr. kl. III. 70 × 100, 90 g.
Oddano do składania w październiku 1970
Podpisano do druku w lutym 1971
Druk ukończono w lutym 1971

Zam. 857/70. M-15. Cena zł 15.—

Antoni Dwurażny, Jerzy Knapik

Uniwersytet Łódzki
Katedra Fizyki Doświadczalnej
Łódź

Komory iskrowe w fizyce wysokich energii. Cz. II. Komory iskrowe z dużym odstępem między elektrodami

Spark Chambers in High-Energy Physics, Part II. Wide-Gap Spark Chambers

Abstract: The article is the second part of a series of four, on the subject of spark chambers. After a short description of the time development of the spark discharge, a review of different types of wide-gap spark chambers is presented. Some practical applications are also given.

1. Wstęp

W poprzednim artykule ¹ omówiony został rozwój wyładowania elektrycznego w gazach oraz działanie komór wieloelektrodowych. Komory tego typu cechuje brak możliwości rejestrowania śladów cząstek biegnących pod dużymi kątami Θ do kierunku pola elektrycznego. Rozwój prac nad lepszym zrozumieniem teorii wyładowania w gazach doprowadził jednak do budowy komór iskrowych, w których możliwa jest rejestracja śladów cząstek przechodzących pod kątami $\Theta \leq 45^\circ$ (komory śladowe). Uzyskano również pełną izotropowość (komory strimerowe i inne). Stało się to możliwe dzięki wykorzystaniu różnych stadiów wyładowania iskrowego w gazie przy zastosowaniu impulsowych pól wysokiego napięcia. Celem niniejszego artykułu jest omówienie współczesnych typów komór iskrowych z fotograficznym zdejnowaniem informacji przyjmując za punkt wyjścia teorię rozwoju wyładowania i izotropowość rejestracji.

2. Rozwój wyładowania w czasie

W pracy Liubimowa i innych [1] zaproponowany został najpełniejszy, jak się wydaje, trój etapowy model rozwoju wyładowania w komorze. Kolejne etapy rozwoju wyładowania ilustruje rys. 1, gdzie podana jest zależność liczby elektronów w lawinie N w funkcji czasu, t . Zakłada się, że lawina powstała w wyniku pojawienia się jednego elektronu swobodnego w jednorodnym polu elektrycznym o natężeniu E_0 .

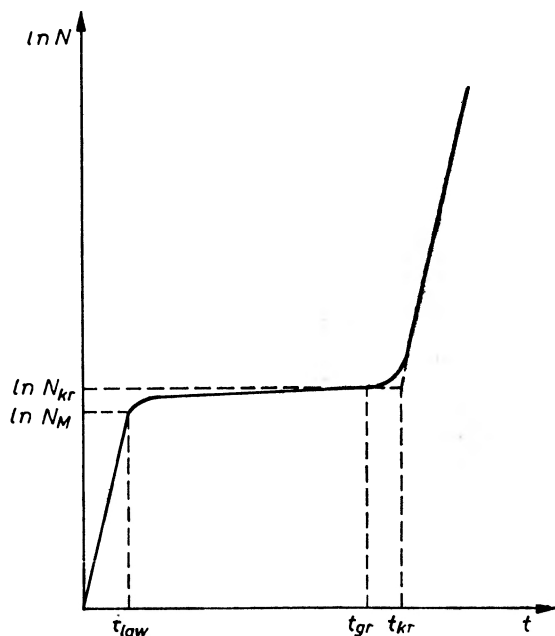
¹ A. Dwurażny, M. Waligórski, *Postępy Fizyki*, 21, 269 (1970).

W pierwszym stadium, zwanym dale lawinowym, następuje rozwój lawiny zgodnie z mechanizmem Townsenda [2] aż do momentu ($t = t_{law}$), gdy spełniony zostanie warunek Meeka, co powoduje zahamowanie eksponencyjnego wzrostu lawiny.

Wskutek procesu dyfuzji ładunek przestrzenny lawiny ulega jednak pewnemu rozmyciu, co pozwala na dalszy rozwój lawiny, zgodnie z zależnością

$$N(t) = E_0 \frac{4Dt}{e}, \quad t_{law} < t < t_{gr}$$

gdzie D — współczynnik dyfuzji.



Rys. 1. Rozwój wyładowania iskrowego w czasie [1]: t_{law} — lawinowe stadium wyładowania; $t_{gr} - t_{law}$ — stadium nagromadzenia; $t_{kr} - t_{gr}$ — okres przejścia od stadium nagromadzenia do stadium strimerowego, N_M — liczba par jonów w głowce lawiny, koniecznych do spełnienia warunku Meeka, N_{kr} — liczba par jonów, przy której następuje przejście lawiny w strimer (spełniony warunek Loeba)

Jest to kolejne stadium rozwoju lawiny. Po osiągnięciu przez elektrony w głowce lawiny liczby krytycznej N_{kr} , zasadniczą rolę zaczynają odgrywać zjawiska fotojonizacji. Chwilę $t = t_{kr}$ można uważać za początek trzeciego, strimerowego stadium wyładowania. Liczba elektronów znowu rośnie eksponencyjnie:

$$N(t) = \exp(\alpha' \cdot v' \cdot t'); \quad t' = t - t_{kr}$$

$\alpha' = \alpha(E')$ jest pierwszym współczynnikiem Townsenda, $v' = v(E')$ jest prędkością unoszenia elektronów w polu wypadkowym $E' = kE_0$. Współczynnik k jest większy od 1, gdyż na fotoelektron oprócz pola E_0 działa również pole przyspieszające związane z ładunkiem przestrzennym lawiny.

Szybko rozprzestrzeniające się strimery dodatni i ujemny dochodząc do odpowiednich elektrod łączą odstęp międzyelektrodowy kanałem plazmy. Następuje przepływ prądu elektrycznego zakończony wyładowaniem iskrowym wzdłuż kanału strimerowego.

W rzeczywistym wyładowaniu w komorze iskrowej zachodzi równoczesny rozwój lawin zainicjowanych przez elektrony pozostawione wzdłuż toru rejestrowanej cząstki. Pełny proces rozwoju wyładowania zachodzi wtedy w odstępach między sąsiednimi lawinami.

3. Klasyfikacja komór

Przykładając na elektrody komory impulsy wysokiego napięcia o różnych parametrach można wykorzystać w jej pracy różne stadia wyładowania. W ten sposób można dokonać rozróżnienia kilku typów komór iskrowych. Oczywiście, prócz różnic w przykładanym na elektrody napięciu poszczególne typy różnić się będą szczegółami konstrukcyjnymi i technicznymi, a co za tym idzie i charakterystykami roboczymi.

3.1. Komory świetlne (komory scyntylicyjne ze wzmocnieniem gazowym)

Jedną z metod mających na celu wykorzystanie komory iskrowej jako detektora zapewniającego jednakową jakość śladów niezależnie od kąta pomiędzy torem rejestrowanej cząstki a kierunkiem pola elektrycznego jest przerwanie wyładowania przed końcem drugiego stadium jego rozwoju. Do rejestracji wykorzystuje się wtedy słabo świecące główki lawin elektronowych zanim jeszcze rozwiną się one w strimery.

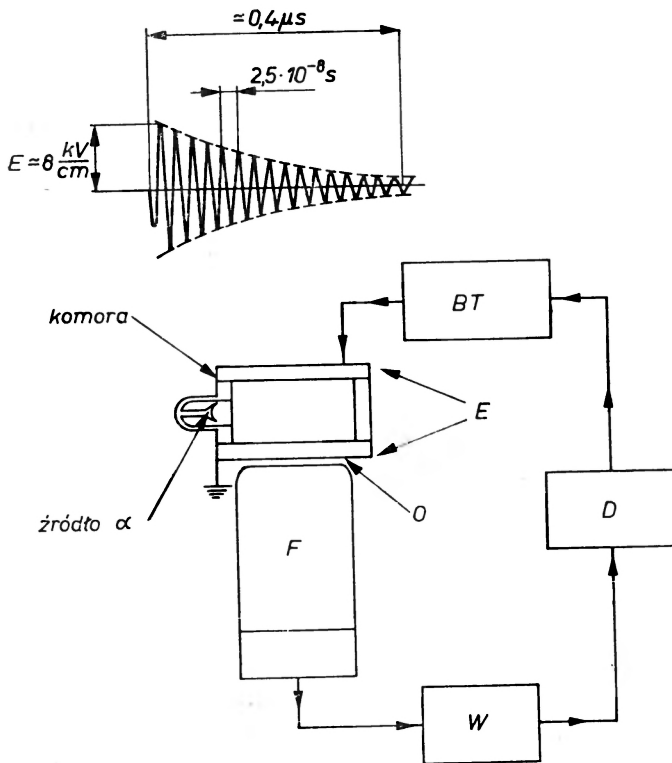
Ponieważ wyładowanie przerywane jest w stadium lawiny, możliwe jest w zasadzie również określanie zdolności jonizacyjnej cząstek poprzez pomiar jasności śladu.

Pierwsza komora z gazowym wzmocnieniem scyntytacji skonstruowana została przez grupę włoską (Cavalleri i inni [3]). Komora ich była cylindrem szklanym o wysokości 12 mm i średnicy wewnętrznej 80 mm, napełnionym mieszaniną 85% Ne + 15% Ar pod ciśnieniem atmosferycznym. Elektrody jej stanowiły półprzezroczyste przewodzące warstwy SnO_2 .

Na elektrody komory (rys. 2) podawano zanikający ciąg impulsów o długości $0,4 \mu\text{s}$, przy częstotliwości oscylacji 40 MHz i amplitudzie pierwszego impulsu do 15 kV. Uzyskiwano w tych warunkach ślady silnie jonizujących cząstek α o jasności nadającej się do fotografowania przy użyciu filmu o czułości 32 DIN i otworze względnym obiektywu 1:1 (rys. 3).

Wzmocnienie gazowe komory wynosiło 10^7 (około 10^8 fotonów na milimetr śladu). Z powodu zbyt małej jasności śladów nie udało się rejestrować cząstek relatywistycznych.

Rozwiązanie przyniosły dopiero prace grupy radzieckiej (Butsłow i inni [4]). Do rejestracji śladów wykorzystany został elektronoptyczny wzmacniacz obrazu.



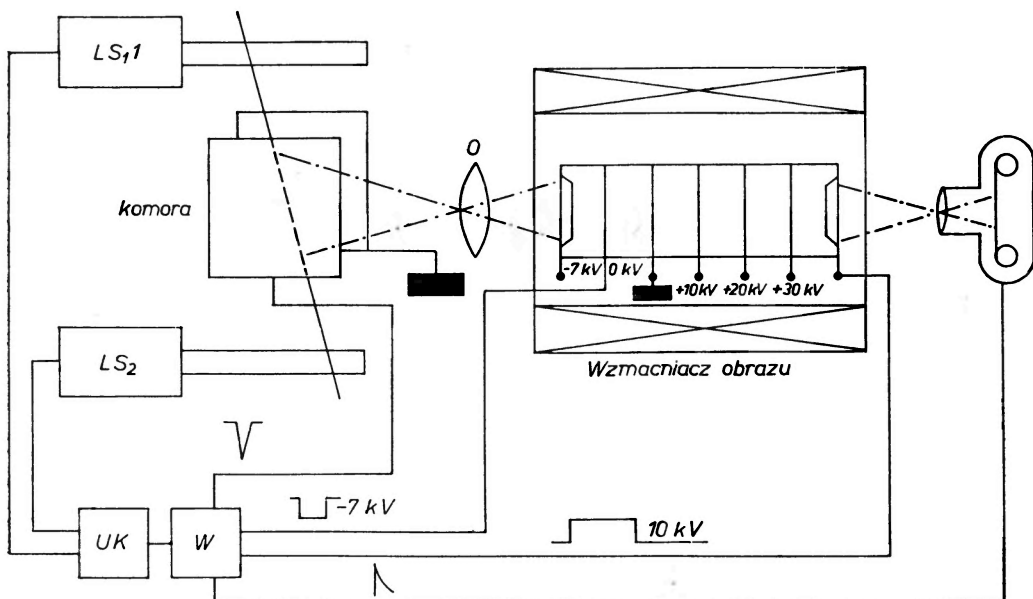
Rys. 2. Schemat blokowy komory świetlnej Cavalleriego [3]: O — kontakt optyczny, F — fotopowielacz, W — wzmacniacz, D — dyskryminator, BT — blok tyratronowy (generator impulsów), E — półprzezroczyste elektrody



Rys. 3. Obraz śladów w komorze świetlnej [3]

Po przejściu cząstki przez objętość czynną komory (rys. 4) na jej elektrody podawany był pojedynczy impuls napięcia o trójkątnym kształcie, długości $0,1 \mu\text{s}$ i amplitudzie do 70 kV . Obraz utworzony przez słabo świecące główki lawin kierowany był na fotokatodę elektronooptycznego wzmacniacza obrazu i fotografowany.

Uzyskane w ten sposób ślady, podobnie jak w pracach Cavalleriego miały szerokość około $2,5 \text{ mm}$. Szerokość ta określona jest przez promień główki pojedynczej lawiny, zależny od czasu trwania przyłożonego impulsu wysokiego napięcia przyspieszającego elektrony i od współczynnika dyfuzji. Zmniejszając długość impulsu można zmniejszyć szerokość śladu.



Rys. 4. Schemat komory z elektronowym wzmacniaczem obrazu [4]: LS_1 , LS_2 — liczniki scyntylacyjne, UK — układ koincydencyjny, W — wzmacniacz

Wadą komory świetlnej jest bardzo mała jasność śladów. Wymaga to, jak już napisano, stosowania elektronowych przetworników obrazu. Optyka elektronowa zniekształca w mniejszym lub większym stopniu obraz, co prowadzi do zmniejszenia dokładności lokalizacji toru cząstki. Nie też więc dziwnego, że biorąc dodatkowo pod uwagę złożoność i niepewność pracy systemu zdejmowania informacji z takiej komory, nie znalazły one szerszego zastosowania.

3.2. Komory mikrofalowe

W roku 1949 Bevan wykorzystał pole wysokiej częstotliwości dla uwidocznienia śladów cząstek α i β w niewielkiej rurce szklanej napełnionej mieszaniną neonu z jodem do ciśnienia 200 mmHg .

Przy małych ciśnieniach gazu, gdy długość drogi swobodnej elektronu jest większa od drogi, którą przebywa on pod działaniem półokresu pola elektrycznego, prędkość elektronu oscyluje z częstością zewnętrznego pola w. cz. Maksymalna energia kinetyczna, jaką może uzyskać elektron w jednym półokresie swych oscylacji wynosi przy polach rzędu 2 kV/cm około 10^{-3} eV. Przy kolejnych półokresach drgań elektronu jego energia oczywiście nie rośnie w czasie (przesunięcie w fazie o 90° w stosunku do pola w. cz.).

Ze wzrostem ciśnienia, na skutek zderzeń z atomami gazu, oscylacyjny charakter ruchu elektronów zostaje zakłócony. Zaczynają one zwiększać swą energię kosztem pola zewnętrznego proporcjonalnie do E^2 . W takich warunkach należy oczekiwać, że wyładowanie będzie zlokalizowane w pobliżu toru rejestrowanej cząstki [6], [7].

Badacze japońscy (S. Fukui i inni [8]) skonstruowali komorę przeznaczoną do rejestracji promieniowania kosmicznego zasilaną przy pomocy magnetronu. Objętością roboczą komory była rurka szklana umieszczona wewnątrz falowodu $2,2 \times 4,7$ cm². Długość ciągu impulsów pola wynosiła $0,1 \mu\text{s}$ przy częstości 5500 MHz. Przy napełnieniu Ne + 1% Ar + 0,4% HCOOC₂H₅ pod ciśnieniem 500 mm Hg otrzymali oni jasne ślady o długości około 2 cm i grubości około 1 mm.

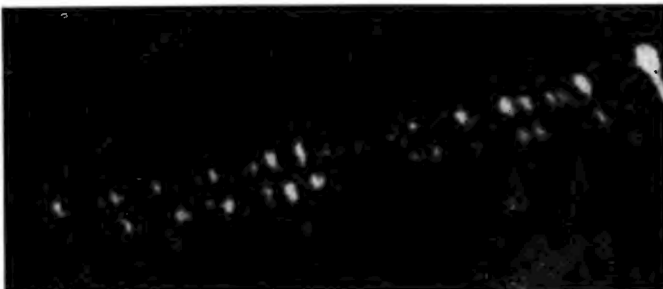
Wadami komory mikrofalowej są: mała objętość robocza komory, niska jakość śladów i skomplikowane zasilanie.

3.3. Komory strimerowe

Opisane do tej pory komora świetlna i mikrofalowa nie są szerzej stosowane w praktyce, ze względu na trudności związane z ich budową i eksploatacją.

Postęp przyniosły dopiero opracowane przez badaczy radzieckich dwa typy komór iskrowych z dużymi odstępami międzyelektrodowymi — komora śladowa i komora strimerowa.

Zasada działania tej ostatniej opiera się na takim dobraniu długości impulsu wysokiego napięcia, by wyładowanie nie zdołało rozwinąć się poza stadium strimerowe. Tak więc ślad cząstki w komorze strimerowej składa się z szeregu świecących punktów będących główkami strimerów (dodatnich i ujemnych (rys. 5)).



Rys. 5. Ślad w komorze strimerowej przy małej wartości E [16]

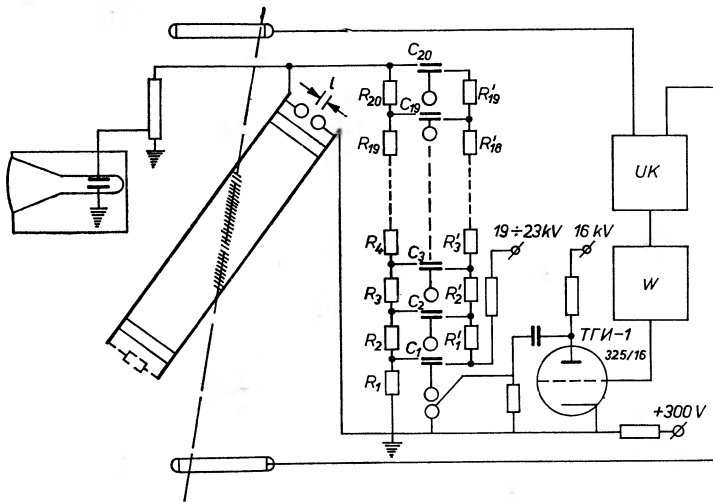
W przypadku gdy rejestrowana cząstka przechodzi pod niewielkim kątem do kierunku przykładanego na elektrody komory pola elektrycznego, oddziaływanie pól sąsiednich strimerów śladu prowadzi do ich zlania się w pojedynczy kanał plazmowy. Zwiększa to jasność śladu z równoczesnym zmniejszeniem jego grubości. Efekt ten jest zauważalny dla kątów $\theta < 60^\circ$ [9].

Tak więc choć komora strimerowa rejestruje cząstki niezależnie od kierunku ich wlotu do pola elektrycznego, szerokość i jasność śladu zależy od kierunku lotu cząstki.

Zależność jakości śladu od kąta można zmniejszyć przez zwiększenie amplitudy impulsu wysokiego napięcia z jednoczesnym zmniejszeniem jego długości. Zmniejszają się wtedy rozmiary lawin, co prowadzi do zmniejszania się różnic w jasności śladów w zależności od kąta.

3.3.1. Układ eksperymentalny komory strimerowej

Na rys. 6 pokazany jest schemat blokowy jednej z pierwszych komór strimerowych skonstruowanej przez Dołgoszeina i współpracowników [10]. Teleskop



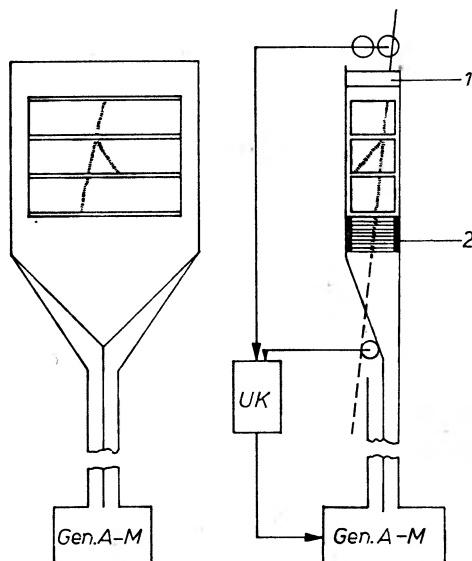
Rys. 6. Komora strimerowa z generatorem Marksa i układem sterującym [10]

liczników G. M. służy do wydzielenia cząstek naładowanych przechodzących przez objętość komory. Koincydencja obu tac liczników wyzwała generator Arkadiewa-Marksa podający impuls WN na elektrody. W urządzeniu tym amplitudę impulsu WN można było zmieniać w granicach 300—450 kV. Czas narastania impulsu wynosił 15—20 ns. Całkowity czas trwania impulsu od 20 do 50 ns otrzymano przez zastosowanie dwuelektrodowego iskrownika obcinającego, przymocowanego bezpośrednio do elektrod komory. Ponieważ prędkość strimerów jest o rząd wielkości większa od prędkości lawin rozwijających się w tych samych warunkach, jasne jest, że rozwój świecącego śladu strimerowego zachodzi przy samym końcu czasu trwania impulsu. Przykładowo, prędkość

strimerów w neonie pod ciśnieniem 760 mm Hg wynosi około $2,10^8$ cm/s. Stąd ślad o szerokości 5 mm (w kierunku pola) rozwija się w ciągu 2 ns.

Uzyskanie śladów wysokiej jakości nakłada dość silne wymagania w stosunku do amplitudy i czasu trwania impulsu WN.

Ponieważ prędkość lawiny wynosi około 10^7 cm/s, centrum śladu zostanie przesunięte względem rzeczywistego położenia cząstki na odległość $10^7 \cdot \tau$ cm, gdzie τ jest czasem trwania impulsu. Przy czasie trwania impulsu równym 50 ns przesunięcie to wynosi około 5 mm. Efekt ten można zmniejszyć skracając czas trwania impulsu.



Rys. 7. Komora strimerowa z krótkim impulsem wysokiego napięcia [11]

Stabilność szerokości śladów związana jest, jak już podano, ze stałością (stabilnością) czasu trwania impulsu WN. Dla otrzymania śladów o szerokości zmieniającej się nie więcej niż o 1—2 mm należy stosować impuls, czas trwania którego nie może się wahać więcej niż o około 1 ns.

Tak więc dla otrzymania stabilnych, jasnych śladów zlokalizowanych wzdłuż torów cząstek rejestrowanych konieczny jest kilkunastonanosekundowy impuls WN mający czas zanikania 1—2 ns.

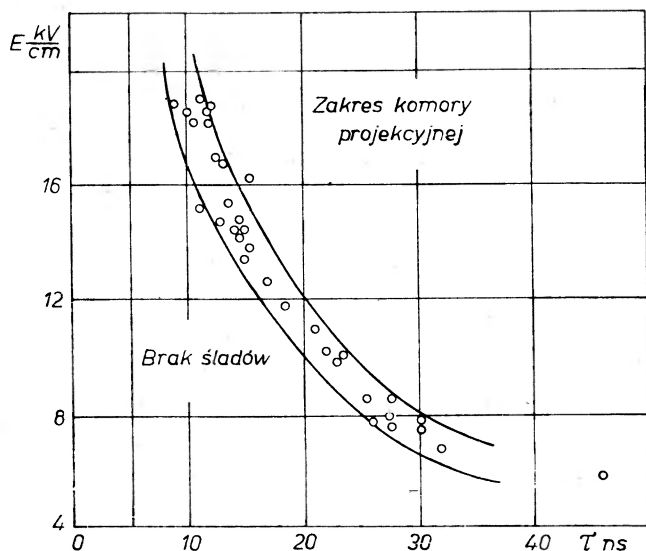
Zastosowanie dwuelektrodowego iskrownika obcinającego pozwala uzyskać czas zanikania impulsu 10—15 ns [10] co przy natężeniu pola $E = 10$ kV/cm daje dla cząstek biegnących prostopadłe do kierunku pola ślady o szerokości około 7 mm. Znacznie lepsze wyniki osiągnąć można stosując wieloelektrodowe iskrowniki obcinające².

Uzyskanie impulsów o czasie trwania rzędu 10 ns wymaga, aby ich czas

² Bliższe szczegóły w pracy J. Głowackiego i W. Olejniczaka stanowiącej część IV serii.

narastania nie przekroczył 3—5 ns. Tak krótki czas narastania uzyskuje się stosując generatory Arkadiewa-Marksa specjalnych konstrukcji, o bardzo małej indukcyjności własnej, bądź umieszczając pomiędzy komorą a generatorem pośredniczący element formujący (kondensator, linię długą), która rozładowuje się na komorę przez dodatkowy iskrownik ciśnieniowy.

Jako przykład konstrukcji dającej impulsy znacznie krótsze niż opisana na wstępie, może służyć komora opracowana przez autorów pracy [11]. Zastosowano w niej generator A-M z pojemnościami przyspieszającymi, uzyskując w ten sposób czas narastania impulsów 1,5 ns przy amplitudzie 300 kV. Czas opadania impulsu regulowany był za pomocą dodatkowej komory iskrowej (rys. 7) poprzez zmianę panującego w niej ciśnienia gazu roboczego.



Rys. 8. Obszar pracy komory strimerowej [11]

Właściwa komora strimerowa pracowała pod ciśnieniem o 70—100 mm Hg wyższym niż komora obcinająca.

Opisane urządzenie pozwala otrzymać impulsy o czasie opadania około 2 ns.

W tej samej pracy przebadana została zależność długości śladów od amplitudy impulsu (rys. 8). Obszar pracy komory strimerowej ograniczony jest dwoma krzywymi, wewnątrz których długość strimerów zmienia się od 0 (krzywa dolna) do 10 mm (krzywa górna).

3.3.2. Czas pamięci i czas martwy

Ważnym parametrem charakteryzującym komorę iskrową jest jej czas pamięci zdefiniowany jako czas opóźnienia impulsu WN, po którym wydajność komory spada dwukrotnie.

Czas ten jest związany ze zjawiskiem dyfuzji elektronów pierwotnych śladu cząstki. Należy tutaj podkreślić, że w przypadku komór z małym odstępem międzyelektrodowym do wywołania wyładowania i uzyskania dobrego geometrycznie śladu wystarczał w zasadzie jeden elektron pierwotny, którego obecność w gazie roboczym decyduje o tym czy komora „pamięta“ przejście cząstki. Natomiast w komorach strimerowych (ogólniej, w komorach z dużym odstępem międzyelektrodowym) wyładowanie pochodzące od pojedynczego elektronu bardzo rzadko rozwijać się będzie wzdłuż toru cząstki rejestrowanej (wtedy tylko, gdy cząstka przebiegnie akurat prostopadle do elektrod). Czas pamięci komór z dużym odstępem między elektrodami zdefiniować by więc należało jako maksymalny czas opóźnienia impulsu WN, po którym ślady w komorze mają jeszcze dobre parametry geometryczne pozwalające przyjąć zgodność co do kierunku śladu z torem cząstki.

Z powodu dużych odległości międzyelektrodowych czas pamięci komór strimerowych jest znacznie większy niż dla komór wieloelektrodowych i wynosić może do kilkudziesięciu mikrosekund dla komór napełnionych czystymi gazami szlachetnymi. Parametru tego nie można w wypadku komór strimerowych regulować poprzez zastosowanie pola czyszczącego, ponieważ czas dojścia elektronów śladu do elektrody w stosunkowo słabym polu czyszczącym jest, ze względu na duże odległości międzyelektrodowe, rzędu mikrosekund. Dlatego też czas pamięci komór tego typu zmniejsza się wprowadzając do gazu roboczego domieszki gazów elektroujemnych (O_2 , SO_2 , CCl_4).

Z drugiej strony domieszki gazów elektroujemnych mogą zmniejszać jasność śladów i poprzez zwiększanie ruchliwości elektronów mogą powodować wzrost długości strimerów.

Skracanie czasu pamięci pozwala na zastosowanie szybszych układów wyzwalających komorę, a więc i na bardziej precyzyjne wydzielenie momentu zajścia interesującego nas przypadku z tła cząstek przechodzących. W przypadku komór strimerowych efektywny czas pamięci jest mniejszy od czasu maksymalnego, po jakim przechodząca cząstka zostanie zarejestrowana, ponieważ ślad stary jest łatwy do odróżnienia od śladu późniejszego.

Wydaje się, że do tej pory nie badano wnikliwiej czasu martwego komory strimerowej, jako że w zbudowanych dotychczas układach eksperymentalnych maksymalna częstość pracy komory określona jest przez czas martwy generatora impulsów WN. Można jednak powiedzieć, że czas martwy samej komory strimerowej powinien być mniejszy niż komór wieloelektrodowych z powodu znacznie mniejszego prądu wyładowania.

3.3.3. Zdolność rozdzielcza i wydajność rejestracji

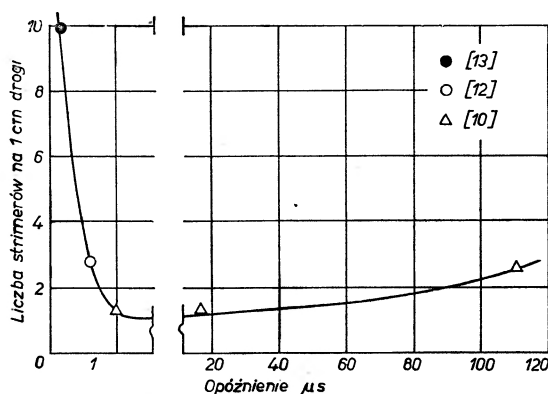
Jak podano w pracy Czikowaniego i innych [12], pomimo że szerokość śladu cząstki wzdłuż pola może być rzędu kilku milimetrów (7 mm — [10]), dokładność wyznaczenia współrzędnych śladu wzdłuż kierunku pola wynosi ok. 1 mm. Ocena ta nie uwzględnia przesunięcia jonizacyjnego śladu cząstki przez czoło impulsu WN. Jeżeli jednak czas narastania impulsu jest nie dłuższy

niż 1—2 ns, przy amplitudzie ok. 15 kV/cm, to efekt ten jest do zaniedbania. Dokładność wyznaczenia współrzędnych w płaszczyźnie elektrod wg tych samych autorów wynosi $0,3 \pm 0,03$ mm. Dokładność lokalizacji śladów w komorze strimerowej jest więc tego samego rzędu co w komorze Wilsona.

W komorze strimerowej jest w pełni możliwa równoczesna rejestracja dużej ilości cząstek. Choć bowiem wzrasta prąd w obwodzie komory, co prowadzi do obniżenia napięcia na elektrodach, obniżenie to kompensowane jest automatycznie wydłużeniem impulsu WN. Ze zmniejszeniem napięcia opóźnia się bowiem moment przebiecia iskrownika obcinającego, o tyle, by ślady osiągnęły swą normalną jasność. Ta autoregulacja i mały prąd w poszczególnym kanale wyładowania sprawia, że komora strimerowa może rejestrować jednocześnie setki cząstek na metr kwadratowy swej powierzchni czynnej.

3.3.4. Pomiar zdolności jonizacyjnej cząstek

Zdolność jonizacyjną cząstki można w komorze strimerowej oceniać na podstawie pomiarów jasności strimerów, ich długości, bądź ich gęstości na jednostkę długości śladu. Należy przy tym podkreślić, że komora strimerowa nie jest jednak detektorem w pełni izotropowym. Jasność i charakter śladu zmienia się w niej wraz z kątem wlotu cząstki. Zdolność jonizacyjną cząstki można w komorze strimerowej wyznaczać z pomiaru jasności lub długości strimerów w wąskim przedziale kątów względem kierunku pola elektrycznego.



Rys. 9. Zależność liczby strimerów na cm śladu w funkcji opóźnienia impulsu w. n. według różnych autorów

Gęstość strimerów na śladzie także nie może być miarą jonizacji właściwej cząstki. W większości prac stwierdza się bowiem, że liczba strimerów na śladzie cząstki jest znacznie mniejsza od liczby elektronów pierwotnych. Największą gęstość strimerów (10 cm^{-1}) uzyskał Schneider [13]. Okazuje się również, że liczba strimerów jest słabo zmienną funkcją liczby elektronów pierwotnych. Tak na przykład z rys. 9, przedstawiającego rezultaty prac [10], [12], [13] dla komór napełnionych neonem pod ciśnieniem atmosferycznym, przy polach

8—12 kV/cm wynika, że przy opóźnieniach impulsu większych od $1 \mu\text{s}$ liczba strimerów na jednostkę długości śladu zwiększa się z opóźnieniem od 1,4 do $2,7 \text{ cm}^{-1}$ przy 8 kV/cm, do 2,0 przy 14 kV/cm i $5,0 \text{ cm}^{-1}$ przy 21 kV/cm.

Najpełniejsze, jak się wydaje, dane o możliwościach pomiaru zdolności jonizacyjnej cząstek w komorze strimerowej znaleźć można w pracy Asatianina i współpracowników [15]. Autorzy ci stwierdzają, że przy sześciokrotnym wzroście zdolności jonizacyjnej cząstki gęstość, jasność i długość strimerów zmieniły się w ich eksperymencie zaledwie ok. 1,5-krotnie.

Tak więc przy wszystkich swoich zaletach komora strimerowa nie może raczej służyć do bardziej dokładnego określania zdolności jonizacyjnej cząstek.

3.4. Iskrowe komory śladowe

Opisane wyżej komory strimerowe były, chronologicznie rzecz biorąc, stopniem w rozwoju, następującym dopiero po śladowych komorach iskrowych z dużym odstępem między elektrodami. W pracy tej przyjęto jednak, jako kryterium uzasadniające kolejność opisu poszczególnych typów komór, wykorzystane przy ich pracy coraz dalsze stadium rozwoju wyładowania w gazie.

Jeżeli długość impulsu pola elektrycznego pozwoli na taki rozwój strimerów, że osiągną one elektrody komory, to wzdłuż powstałego w ten sposób kanału plazmy nastąpi przebicie iskrowe. Mówimy, że wyładowanie przeszło od stadium strimerowego do stadium iskrowego. Zamiast słabo świecących strimerów rozłożonych wzdłuż toru rejestrowanej cząstki, w komorze powstanie bardzo jasno świecąca iskra.

Pierwsze komory iskrowe, z małymi odstępami międzyelektrodowymi, wykorzystywały właśnie iskrowe stadium rozwoju wyładowania. W komorach tych jednak, tylko przy torach cząstek nachylonych pod kątem $\theta < 15^\circ$ do normalnej do elektrod [16], wyładowanie następowało zawsze wzdłuż toru cząstki.

Fizycy radzieccy ze Zjednoczonego Instytutu Badań Jądrowych w Dubnej [17], [18] badając własności komór o odstępem między elektrodami do 7 cm stwierdzili, że maksymalny kąt, pod jakim komora rejestruje wyładowania wzdłuż toru cząstki, zwiększa się ze zmniejszeniem długości impulsu WN, ze skróceniem czasu narastania impulsu, ze wzrostem odległości między elektrodami i ze wzrostem zdolności jonizacyjnej cząstek rejestrowanych.

Zastosowanie przez grupę Dołgoszeina [19] generatora Arkadiewa-Marksa, jako źródła impulsów WN do komór iskrowych pozwoliło na konstrukcję komór o znacznie większych odstępach między elektrodami, rzędu kilkudziesięciu centymetrów.

3.4.1. Rejestracja śladów nachylonych pod dużym kątem do kierunku pola

Już w roku 1961 w pracy Fukui i Miyamoto [20] przedstawione zostało wytłumaczenie faktu rozwoju wyładowania wzdłuż nachylonego toru cząstek, a nie wzdłuż linii sił pola, dla kątów $\theta < 30^\circ$.

Rozwój lawin zainicjowanych przez poszczególne elektrony pierwotne rozmieszczone wzdłuż jonizacyjnego śladu cząstki zachodzi oczywiście zgodnie z przyjętym mechanizmem wyładowania w kierunku zewnętrznego pola elektrycznego. Dalej jednak autorzy rozpatrywali wzajemny wpływ ładunków względem siebie; natężenie związane z ich istnieniem pola elektrycznego będzie tak duże, że pole wypadkowe, wzdłuż którego wyładowanie będzie się dalej rozwijać, nie będzie już skierowane prostopadle do elektrod, ale będzie co do kierunku zgodne z torem cząstki rejestrowanej. Z rozważań swych Fukui i Miyamoto otrzymali wyrażenie określające wartość kąta granicznego, dla którego możliwe jest jeszcze występowanie wyładowania wzdłuż toru:

$$\sin \theta_{\max} = \frac{2r}{\delta},$$

gdzie r — promień poprzeczny lawiny, a δ — średnia odległość między elektronami pierwotnymi w śladzie jonizacyjnym. Otrzymali oni wartość $\theta_{\max} \lesssim 45^\circ$

W komorach z małym odstępem między elektrodami nie stwierdzono jednak śladów nachylonych o wartości $\theta > 30^\circ$.

Trzeba jednak pamiętać o unoszeniu w kierunku pola zewnętrznego pierwotnych elektronów śladu, zanim pole zewnętrzne osiągnie wartość pozwalającą na pełny rozwój wyładowania. Powoduje to równoległe przesunięcie w kierunku anody elektronów z warstwy gazu przylegającej do katody. Należy wtedy oczekiwać śladu biegnącego w tej warstwie prostopadle do elektrod i załamującego się dalej wzdłuż toru cząstki. Oczywiście, efekt takiego unoszenia śladu jonizacyjnego jest tym wyraźniejszy im mniejsza jest szerokość odstepu między elektrodami oraz im dłuższy jest czas narastania impulsu WN. Oba te czynniki są zresztą ze sobą ściśle związane, gdyż prócz normalnych efektów geometrycznych (stosunek szerokości warstwy, z której zostały uniesione elektrony, do szerokości całego odstepu międzyelektrodowego) zwiększenie odległości między elektrodami powoduje zmniejszenie pojemności komory, a co za tym idzie skraca czas narastania impulsu WN.

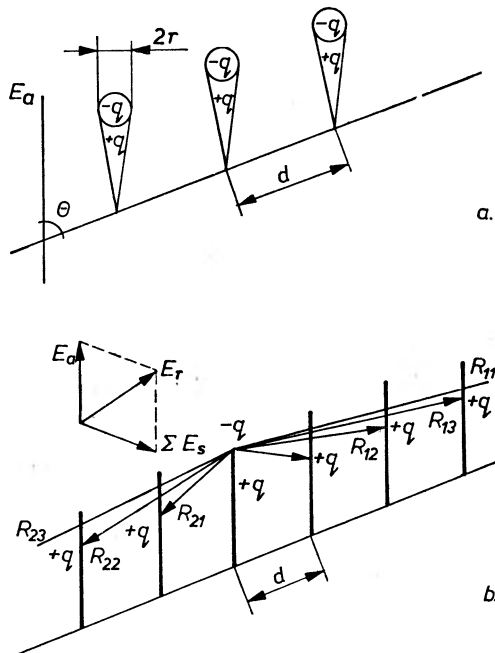
Z tego powodu dopiero w komorach z dużym odstępem między elektrodami można było oczekiwać doświadczalnych rejestracji śladów cząstek nachylonych o wartości θ odpowiadającej teoretycznym rozważaniom autorów pracy [20].

Bołotow i współautorzy [21] badając zdolność rejestracji w komorze iskrowej cząstek o torach nachylonych pod dużym kątem, przeprowadzili znacznie głębszą analizę teoretyczną tego problemu wychodząc z założeń zaproponowanych w pracy Fukui i Miyamoto. Ich rozważania teoretyczne pozwoliły wyliczyć, że dla wyładowania w neonie pod ciśnieniem atmosferycznym przy $E = 5 \text{ kV/cm}$ wartość θ_{\max} wynosi 50° . Natomiast eksperymentalnie otrzymali oni przy rejestracji cząstki biegnącej pod kątem $\theta = 53^\circ$, ślad w komorze nachylony pod kątem $\theta_{\max} = 50^\circ$.

Autorzy powyższych prac uwzględniali przy teoretycznej ocenie wartości θ_{\max} zjawiska związane z wzajemnym oddziaływaniem tylko dwóch sąsiednich

lawin. W prac [22] przedstawiono dość formalny model wyładowania w wypadku śladów nachylonych, w którym uwzględniono jednak wzajemne oddziaływanie ładunków przestrzennych związanych z dziesięcioma sąsiednimi lawinami.

Sytuacja istniejąca w gazie w trakcie rozwoju lawin przedstawiona jest schematycznie na rys. 10 a. Autor przyjmuje, że w środku główek lawin umieszczamy punktowy ładunek ujemny odpowiadający ładunkowi główki, a w środku długości lawin umieszczamy efektywny ładunek dodatni chmury jonów. Nie uwzględnia się również żadnych fluktuacji w równoległym rozwoju sąsiednich lawin.



Rys. 10. Mechanizm powstawania śladu nachylonego wg Frohlicha [22]

Z założeń tych wynika, że w danej chwili ładunki przestrzenne związane z poszczególnymi lawinami są sobie równe i wynoszą ne , gdzie e — ładunek elektronu, n — liczba elektronów w główce (jonów w chmurze), którą można znaleźć w oparciu o przyjęty model rozwoju pojedynczej lawiny.

Na rys. 10 b przedstawiony jest sposób obliczenia pola związanego z grupą sąsiednich lawin. Pole sumaryczne liczone dla punktu położenia główki jednej z lawin (centralnej) daje się zapisać najogólniej w postaci:

$$\sum_{s=1}^{2m} \vec{E}_s = \frac{ne}{4\pi\epsilon_0} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^m \frac{1}{|\vec{R}_{ij}|^3} \cdot \vec{R}_{ij},$$

gdzie m — liczba lawin uwzględnianych w rozważaniach, liczonych w jednym kierunku od lawiny centralnej.

Po dodaniu wektora $\vec{\Sigma E}_s$ do wektora \vec{E}_a określającego wartość i kierunek pola zewnętrznego przyłożonego między elektrodami, otrzymuje się pole wypadkowe \vec{E}_r , wzdłuż którego powinien postępować dalszy rozwój wyładowania.

W pracy przedstawiono wyniki obliczeń dla $m = 5$ w postaci wykresów zależności teoretycznego nachylenia iskry (nachylenia pola wypadkowego \vec{E}_r) od nachylenia toru cząstki rejestrowanej, dla trzech różnych zakładanych wartości odstępów między lawinami d ($d = 0,3$ mm; $0,4$ mm; $0,5$ mm), co odpowiada rejestracji cząstek o różnej zdolności jonizacyjnej w danym gazie roboczym.

W wypadku przejścia przez komorę cząstek o wartości θ większej od θ_{\max} zamiast śladu w postaci iskry biegnącej wzdłuż toru cząstki, występuje szereg równoległe rozwijających się iskieł leżących w płaszczyźnie prostopadłej do elektrod i przechodzącej przez tor cząstki. Znalazło to zastosowanie w tzw. komorach projekcyjnych pozwalających przy fotografowaniu poprzez jedną z elektrod (przezroczystą) na dwuwymiarową rejestrację toru cząstki.

3.4.2. Wydajność iskrowych komór śladowych

Śladowe komory iskrowe charakteryzują się znacznie większą wydajnością przy jednoczesnej rejestracji dużej ilości cząstek naładowanych niż komory z małymi odstępami między elektrodami.

Przy rejestracji pojedynczych cząstek efektywność dla obu typów komór jest właściwie parametrem stosunkowo mało czułym na zmiany optymalnych parametrów impulsu WN i jest ona z reguły bardzo bliska 100%. Dla komór o małych odstępach międzyelektrodowych efektywność rejestracji spada bardzo szybko przy wzroście liczby cząstek. Natomiast w komorach z dużym odstępem między elektrodami efektywność jest bardzo bliska 100% nawet dla $n > 50$ cząstek [23].

Szczególnie dobrą zdolność jednoczesnej rejestracji dużej ilości cząstek posiadają tzw. komory śladowe z zewnętrznymi elektrodami. Są to komory, w których elektrody są oddzielone od gazu roboczego warstwą dielektryka, najczęściej szkła. Warstwa dielektryka znacznie ogranicza prąd płynący w każdym z kanałów wyładowania, co umożliwia równoległy rozwój znacznej ilości takich kanałów iskrowych.

Np. w uruchomionej w łódzkim Ośrodku Badań Promieniowania Kosmicznego w r. 1967 komorze iskrowej z zewnętrznymi elektrodami o odstępie 10 cm stwierdzono przypadki jednoczesnej rejestracji około 200 cząstek promieniowania kosmicznego przy powierzchni roboczej komory równej $0,25$ m². Komora była napełniona neonem pod ciśnieniem 760 mm Hg i zasilana była impulsami wysokiego napięcia z generatora Arkadiewa-Marksa o amplitudzie ok. 80 kV. Fakt zdolności rejestracji tak dużej liczby cząstek pozwoli między innymi na zastosowanie tego typu komór jako detektorów w kompleksowych badaniach wielkich pęków promieniowania kosmicznego. Rys. 11 przedstawia rejestrację lawiny cząstek promieniowania kosmicznego przez łódzką komorę iskrową.

Oddzielnym problemem jest zmiana wydajności komór w zależności od kąta nachylenia toru cząstek rejestrowanych do kierunku pola elektrycznego. Garron i inni [24] przeprowadzając bardzo szerokie badania komór iskrowych o odstępnie między elektrodami wynoszącym 20 i 40 cm przy napełnieniu neonem z domieszką 10% helu stwierdzili powolny spadek efektywności rejestracji cząstek nachylonych przy wzroście wartości θ do 40° . Powyżej tej wartości wystąpił gwałtowny spadek wydajności komory.



Rys. 11. Ślady promieni kosmicznych w łódzkiej komorze śladowej

3.4.3. Czas pamięci komór śladowych

Podobnie, jak to ma miejsce dla komór strimerowych, czas pamięci komór śladowych można regulować w dość szerokim przedziale poprzez dodawanie niewielkich ilości gazów domieszkowych do gazu roboczego [25], [26].

Jednak również przy pracy z czystymi gazami szlachetnymi czas pamięci komory śladowej może się zmieniać w zależności od parametrów stosowanego impulsu WN. Dla warunków pracy odpowiadających jasności śladów bliskiej nasyceniu czas pamięci osiąga wartość rzędu kilkudziesięciu mikrosekund. Natomiast, jeśli parametry impulsów WN ograniczają jasność śladów, to, jak podaje Liubimow i inni [27], czas pamięci komory szybko maleje i przy jasności minimalnej dochodzi do wartości 2—3 μs .

3.4.4. Struktura śladów w komorach iskrowych

W teoretycznych rozważaniach rozwoju wyładowania przyjmuje się, że zachodzi ono wzdłuż łańcuszka elektronów rozłożonych równomiernie, ze średnim odstępem d , związanym z jonizacją gazu przez cząstkę rejestrowaną. Jeśli teraz przyjąć, że w rzeczywistości rozłożenie elektronów pierwotnych wzdłuż toru nie jest równomierne, oraz że proces rozwoju wyładowania ma charakter statystyczny, należy oczekiwać, że we wczesnym stadium rozwoju jasność iskry powinna być silnie niejednorodna. Ślad powinien mieć wtedy charakter strukturalny (jaśniejsze skupienia, przerwy itp.), zależący od zdolności jonizacyjnej cząstek.

Strukturalny charakter wyładowań iskrowych w komorze potwierdzono eksperymentalnie. W pracy [28] zostały przedstawione próby odróżnienia cząstek o różnej zdolności jonizacyjnej na podstawie analizy struktury ich śladów w komorze napełnionej neonem z domieszką C_3H_3 .

4. Przykłady konstrukcji i zastosowań komór z dużym odstępem między elektrodami

4.1. Typowe konstrukcje komór

Komory z dużymi odstępami międzyelektrodowymi, a więc zarówno strimerowe, jak i śladowe charakteryzują się stosunkowo prostą konstrukcją.

Najogólniej możemy podzielić te komory pod względem konstrukcji elektrod na komory z elektrodami wewnętrznymi i zewnętrznymi (patrz: 3.4.2). Te ostatnie, to z reguły szklane prostopadłościanny, klejone żywicami epoksydowymi. W pracy [10] opisano komorę sklejoną ze szkła organicznego. Zewnętrzne elektrody nieprzezroczyste, to najczęściej folie metalowe lub płyty blachy przy mocowaniu w różny sposób do ścianek komory lub klejowe warstwy przewodzące nanoszone wprost na powierzchnię szkła. Na uwagę zasługuje pneumatyczny sposób mocowania elektrody [29] poprzez jak gdyby przysysanie jej do powierzchni szkła. Jako przezroczyste elektrody wykorzystuje się najczęściej siatki z drutu o odpowiedniej gęstości lub przezroczyste pokrycia szkła materiałami przewodzącymi, np. SnO_2 [10].

W przypadku komór, których elektrody bezpośrednio stykają się z gazem roboczym, wykorzystuje się możliwość klejenia przy pomocy żywic epoksydowych elektrod metalowych do bocznych szklanych ścianek komory.

Gdy istotna jest mała grubość ścianek komory przy jednoczesnym spełnieniu wszystkich wymagań co do szczelności, przezroczystości itp., wykorzystuje się ostatnio w charakterze ścianek komory folie z tworzyw sztucznych (np. mylar).

W charakterze gazu roboczego wykorzystuje się najczęściej neon z ewentualnymi domieszkami. Pozostałe gazy szlachetne stosowane są znacznie rzadziej, gdyż wymagają wyższego niż neon napięcia pracy.

Komory są z reguły napełniane gazem roboczym w specjalnych zbiornikach ciśnieniowych pozwalających na kompensację różnicy ciśnień na zewnątrz i wewnątrz komory w trakcie odpompowywania i napełniania.

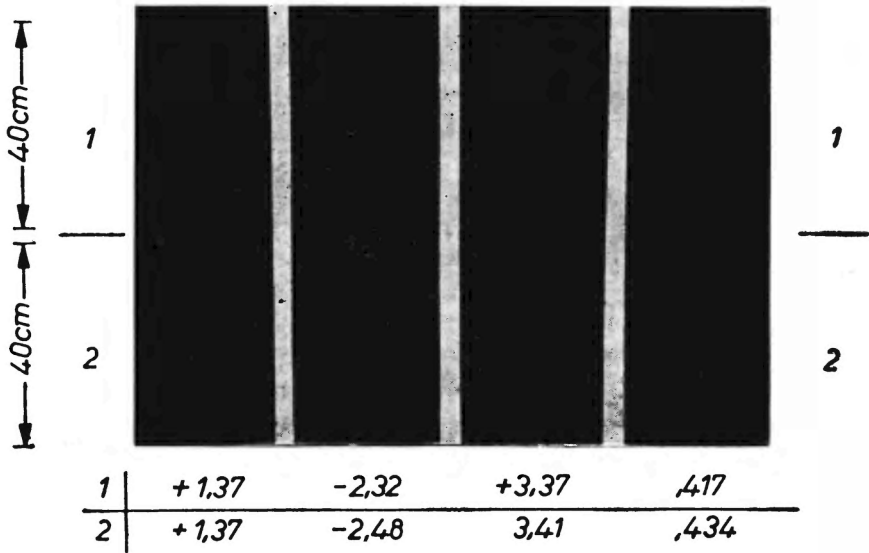
Stosuje się również napełnianie komór bez zbiornika ciśnieniowego na drodze przepuszczenia przez komorę dużej ilości gazu roboczego, aż do wyparcia z wnętrza komory pozostałości powietrza (tzw. metoda przedmuchu).

4.2. Przykłady zastosowań

Komory strimerowe i śladowe stosowane są w fizyce wysokich energii od niedawna. Wiąże się to chyba z faktem, że jako skonstruowane najpóźniej są one w porównaniu z innymi typami komór iskrowych przebadane najslabiej. Jednak już teraz wymienić można szereg eksperymentów, w których komory te zostały bądź będą zastosowane.

Dla zilustrowania możliwości, jakie dają w praktyce eksperymentalnej komory z dużym odstępem międzyelektrodowym, wymienione tu zostanie kilka doświadczeń, w których komory te były lub będą użyte.

Już pierwsi twórcy komór iskrowych wskazywali na możliwość umieszczenia komory iskrowej w zewnętrznym polu magnetycznym, co dałoby możliwość oceny pędów cząstek. Jednak dopiero komory strimerowe i śladowe mogą w sposób zadowalający pracować w polu magnetycznym. Rys. 12 zaczerpnięty z pracy Garrona [24] pokazuje, że wyznaczenie pędu cząstki w komorze z dużym odstępem międzyelektrodowym jest w pełni możliwe. Jak podają za Czikowanim autorzy pracy [30], możliwy do zmierzenia w komorze iskrowej pęd cząstki jest rzędu setek GeV/c.



Rys. 12. Ślady cząstek w komorze umieszczonej w polu magnetycznym [24]

Wysoka wydajność, mały czas martwy i możliwość sterowania predestynują komory z dużymi odstępami międzyelektrodowymi do badania rzadkich rozpadów cząstek z jednoczesną analizą pędową produktów reakcji. Zbudowana przez grupę ze Stanford Linear Accelerator Center komora strimerowa [31] o wymiarach $2,3 \times 1,5 \times 0,6$ m³ (rys. 13) służy do badań nad fotoprodukcją.

Będąca na ukończeniu dwumetrowa komora strimerowa budowana w ZIBJ w Dubnej [32] przeznaczona do współpracy z 76 GeV-owym synchrotronem w Sierpuchowie, służyć ma do badania rzadkich rozpadów mezonów K^0 i produktów ich oddziaływania, takich jak hiperony i dziwne rezonanse barionowe rozpadające się z emisją kwantów γ . To samo zadanie spełnia pracująca już z akceleratorem w Dubnej metrowa komora strimerowa [33].

Badanie fotoprodukcji hadronów w zakresie energii 3—7,5 GeV z wykorzystaniem tarczy z ciekłego wodoru umieszczonej wewnątrz komory strimerowej o wymiarach $100 \times 60 \times 32$ cm³ prowadzone jest przez badaczy z DESY (Deutsche Elektronen Synchrotron DESY) [34]. Komora ta pracuje w polu magnetycznym o natężeniu do 22 kGs.



Rys. 13. Obraz oddziaływania elektronów wysokich energii w komorze strimerowej w Stanford [31]

Wspomniane wyżej eksperymenty prowadzone są z wykorzystaniem dużych akceleratorów cząstek. Komory iskrowe znajdują również coraz częściej zastosowanie w badaniach promieniowania kosmicznego.



Rys. 14. Fragment rdzenia wielkiego pędu zarejestrowany w łódzkiej komorze śladowej (widok z góry przez elektrodę siatkową)

Wymienić tutaj można np. spektrografy magnetyczne pracujące w aparaturze w Kilonii, Erewaniu, Brookhaven, Moskwie i innych ośrodkach [35].

Na Uniwersytecie Tokijskim pracuje w aparaturze służącej do badania wielkich pęków atmosferycznych tafla komór iskrowych o powierzchni 20 m^2 umożliwiające badanie rdzeni pęków [36]. Są to jednak komory iskrowe o odstępach między elektrodami wynoszącym 2 cm.

Obecnie w łódzkim Ośrodku Badań Promieniowania Kosmicznego przygotowuje się służącą do podobnych badań taflę komór iskrowych z od-

stępem międzyelektrodowym 10 cm i powierzchni efektywnej 10 m². Zdjęcie (rys. 14) przedstawia rejestrację cząstek rdzenia wielkiego pęku atmosferycznego przez jedną z komór iskrowych przygotowywanych do tego eksperymentu. Planuje się również uruchomienie hodoskopu komór iskrowych o powierzchni detekcyjnej 100 m² przeznaczonego do badania struktury rdzeni pęków.

Literatura

- [1] W. A. Liubimow, J. W. Galaktionow, F. A. Pawłowski, F. A. Iocz, I. W. Sidorow, *preprint ITEF* N° 269, Moskwa 1964; patrz także: M. I. Daion, B. A. Dołgoszejn, G. A. Leksin, W. A. Liubimow, *Iskrowaja kamera*, Atomizdat, Moskwa 1967.
- [2] J. Townsend, *Electrons in Gases*, Hutchinsons Scientific and Technical Publications, London—New York—Melbourne—Sydney—Cape Town 1947.
- [3] C. Cavalleri, E. Gatti, G. Redaelli, *Nuovo Cimento*, **25**, 1282 (1962); *Nuclear Instrum. Meth.*, **20**, 238 (1963).
- [4] M. M. Butsłow, W. I. Komarow, O. W. Sawczenko, *XII Internat. Conf. on High Energy Physics*, Dubna, Atomizdat, Moskwa 1966, t. 2, str. 339.
- [5] A. R. Bevan, *Nature*, **164**, 454 (1949).
- [6] G. Charpak, L. Massonnet, J. Favier, *The Development of Spark Chamber Techniques*.
- [7] S. C. Brown, *Basic Data of Plasma Physics*, New York 1961.
- [8] S. Fukui, S. Hayakawa, T. Tsukishima, H. Nukushina, *Nuclear Instrum. Methods*, **20**, 236 (1963).
- [9] T. Asatiani, *Woprosy fiziki elementarnych czastic*, Erewań 1964, str. 503.
- [10] B. A. Dołgoszejn, B. I. Łuczko, *ŻETF*, **46**, 392 (1964); B. A. Dołgoszejn, B. I. Łuczko, B. U. Rodionow, *ŻETF*, **46**, 1953 (1964).
- [11] A. Aleksanian, W. Bobrow, J. Butikow, B. Dołgoszejn, W. Rodionow, B. Łuczko, N. Rudenko, *XII Internat Conf. on High Energy Physics*, Dubna, Atomizdat, Moskwa 1966, t. 2, str. 332.
- [12] G. E. Czikowani, W. N. Roiniszwili, W. A. Michajłow, *ŻETF*, **46**, 1228 (1964); G. E. Czikowani, W. N. Roiniszwili, W. A. Michajłow, A. K. Dżawriszwili, *XII Internat. Conf. on H. E. P.*, Dubna, Atomizdat, Moskwa 1966, str. 326.
- [13] E. Gygi, F. Schneider, *Proc. of Film-less Spark Chambers Techniques Meeting*, Genewa 1964, str. 351.
- [14] N. Rudenko, *ŻETF* **4**, 128 (1966).
- [15] T. Asatiani, K. Gazarian, V. Smirov, E. Matievosian, A. Nazarian, R. Szarkautunian, preprint No E—2324, ZIBJ Dubna 1965.
- [16] S. Fukui, S. Miyamoto, *Nuovo Cimento*, **XI**, 1, 113 (1959).
- [17] A. Tyapkin, *Proc. Internat Conf. on Instr.*, New York—London, Sept. 1960.
- [18] A. M. Goworow, W. I. Nikanorow, G. Peter, A. F. Pisarew, H. Poze, *Pribory i Technika Eksper.*, **6**, 49 (1961).
- [19] A. A. Borisow, B. A. Dołgoszejn, B. I. Łuczko, *Pribory i Technika Eksper.*, **2**, 170 (1962).
- [20] S. Fukui, S. Miyamoto, *J. Phys. Soc. Japan*, **16**, (1961).
- [21] V. N. Bołotow, M. I. Dewiszew, L. F. Klimanowa, *Nuclear Instr. Meth.*, **44**, 1 (1966).
- [22] A. Frohlich, *Nature*, **215**, 5108 (1967).
- [23] V. N. Bołotow, M. I. Dewiszew, *ŻETF*, **46**, 1990 (1964).
- [24] J. P. Garron, D. Grossman, K. Strauch, *Rev. Sci. Instr.*, **36**, 3 (1965).
- [25] I. I. Gromowa, W. I. Nikanorow, G. Peter, A. F. Pisarew, *Pribory i Technika Eksper.*, **1**, 64 (1965).
- [26] W. A. Liubimow, F. A. Pawłowski, *Nuclear Instr. Meth.*, **27**, 346 (1964).
- [27] W. A. Liubimow, J. W. Sidorow, *Nuclear Instr. Meth.*, **33**, 356 (1965).

- [28] W. A. Liubimow, F. A. Pawłowski, *ŽETF*, **46**, 1142 (1964); *Nuclear Instr. Meth.*, **27**, 342 (1964).
- [29] B. A. Dołgoszejn, B. I. Łuczko, G. G. Moisiejew, *Pribory i Technika Eksper.*, **5**, 44 (1964).
- [30] M. I. Daion, B. A. Dołgoszejn, W. I. Efremienko, G. A. Leksin, W. A. Liubimow, *Iskrowaja kamera*, Atomizdat, Moskwa 1967.
- [31] F. Bulos, A. Odian, F. Villa, D. Yount, *Streamer Chamber Development*, Technical Report *SLAC-74* (1967).
- [32] M. H. Alikina i inni, *Materiały sowieszczania po bezfilmowym iskrowym i strimernym kameram*, Dubna 1969, str. 11.
- [33] G. Ł. Wardenga i inni, *Materiały sowieszczania po bezfilmowym iskrowym i strimernym kameram*, Dubna 1969, str. 36.
- [34] A. Ladage, P. Dittman, V. Eckardt, G. Horlitz, P. Joos, G. Kessler, H. Meyer, S. Wolff, *Materiały sowieszczania po bezfilmowym iskrowym i strimernym kameram*, Dubna 1969, str. 41.
- [35] *Proc. X Interna Conf. Cosmic Rays*, Calgary (1967).
- [36] *Proc. IX Internat. Conf. Cosmic Rays*, London 1965, Vol. 2, EAS. 17.

Jędrzej Jędrzejewski, Barbara Klein-Szymańska, Elżbieta Skulska

Instytut Fizyki Politechniki Warszawskiej
Warszawa

Kaskadowe wywoływanie nienaładowanych obszarów utajonego obrazu kserograficznego (wywoływanie „negatywowe“)

The Cascade Development Method of Uncharged Areas of the Latent Xerographic Image (the Development of „Negatives“)

Abstract: The methods of making the negative xerocopies by the use of Polish xerographic devices are discussed. The nature of forces influencing the xerographic developing powder which is placed either on the xerographic plate or in its vicinity is examined. The distribution of the intensity of electrostatic fields over the charged and discharged areas of the plate and their influence upon the optical density of a copy of some copied original is scrutinized.

1. Wstęp

W typowym procesie kserograficznym naelektryzowany proszek pokrywa naelektryzowane obszary płyty elektrograficznej, tj. miejsca nienaświetlone, odpowiadające ciemnym obszarom oryginału. Proces taki będzie nazywany dalej odwzorowywaniem typu pozytyw-pozytyw. Warunkiem koniecznym jest tu stosowanie proszku przyjmującego ładunki przeciwnego znaku niż powierzchniowe ładunki naelektryzowanej płyty.

Proces, w którym proszek pokrywa nienaelektryzowane obszary płyty, nazywany będzie odwzorowaniem typu negatyw-pozytyw. Czarny proszek pokrywa wówczas miejsca uprzednio naświetlone, odpowiadające jasnym obszarom oryginału. Warunkiem koniecznym jest tutaj stosowanie proszku i płyty selenowej naelektryzowanej jednoimiennie; a więc np. ujemnego proszku przy ujemnym ładowaniu płyty.

W polskich kserofotach typu KS, przystosowanych do otrzymywania kopii pozytyw-pozytyw, odwzorowanie negatyw-pozytyw można uzyskać przez:

- a) zastosowanie nowego proszku elektryzującego się dodatnio w kontakcie z stosowanym normalnie nośnikiem, lub
- b) zastosowanie zmienionego nośnika, który elektryzowałby dodatnio stosowany dotychczas proszek, lub

c) wprowadzenie ujemnego ładowania płyt selenowych i stosowanie niezmięnionej mieszaniny wywołującej, w której proszek elektryzowany jest nadal ujemnie.

Ten ostatni sposób jest najwygodniejszy w praktycznej realizacji.

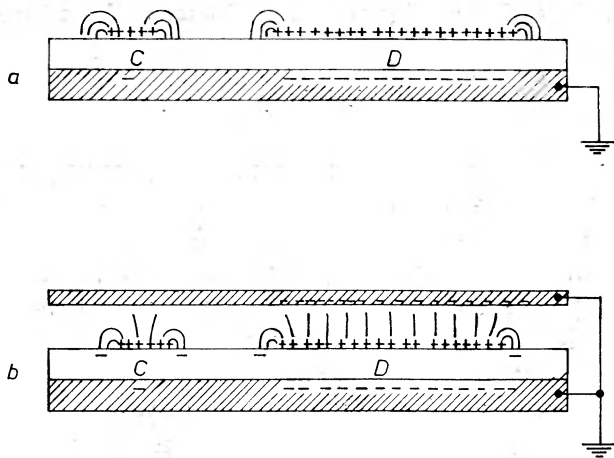
Proces negatyw-pozytyw stosuje się w celu kopiowania negatywowych mikrofilmów oraz dla innych specjalnych zastosowań kserografii, np. przy zapisie sygnałów z oscylografu. Ze względu na kreskowy charakter oryginałów dogodnie jest stosowanie kaskadowej metody wywoływania.

2. Fizyczne podstawy procesu wywoływania

Na naelektryzowany (w wyniku kontaktu z nośnikiem) proszek działają siły:

a) Siła kulombowska $F = qE$ spowodowana działaniem pola elektrostatycznego utajonego obrazu o natężeniu E na ładunek proszku q .

Pole elektrostatyczne nad płytą selenową wytworzone jest przez ładunki elektryczne pozostające na niej po naświetleniu. Jego natężenie E zależy od potencjału naelektryzowania U , grubości warstwy selenu d , oraz od rozkładu ładunku na powierzchni płyty (pewien niewielki wpływ wywiera także pionowy gradient ładunku objętościowego, zajmującego

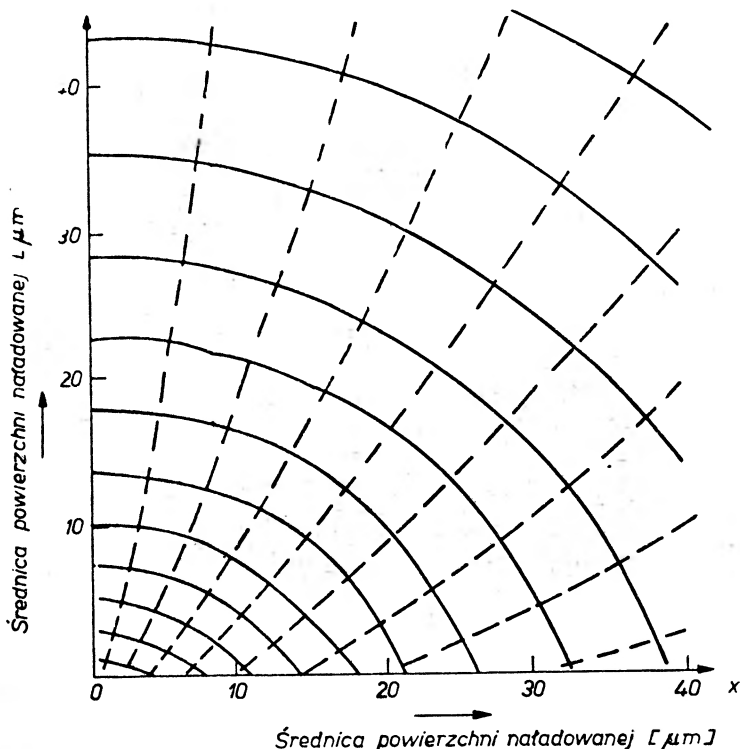


Rys. 1. Rozkład pola elektrostatycznego nad płytą kserograficzną; a) bez elektrody pomocniczej, b) z uziemioną elektrodą pomocniczą

poziomy pułapkowe wewnątrz warstwy selenu). Nad dużą, jednorodnie naładowaną powierzchnią pole elektryczne praktycznie nie istnieje. Bezpośrednio przy powierzchni natężenie pola jest rzędu $E = U/b$, (b — średnica naładowanej powierzchni) [2]. Jedynie na krawędziach obszaru naładowanego istnieje silne pole, tzw. pole rozproszone (rys. 1 i 2). Jego natężenie jest szczególnie silne nad cienką naelektryzowaną linią

(rys. 3). Wówczas w małej odległości od siebie znajdują się dwie krawędzie obszarów naładowanych.

Proszek przyciągany jest do płyty przez składową prostopadłą nateżenia pola. Jej maksymalna wartość dla warstwy selenu o grubości $25 \mu\text{m}$ osiąga wartość 10^6v/m w odległości $4 \mu\text{m}$ nad utajonym obrazem

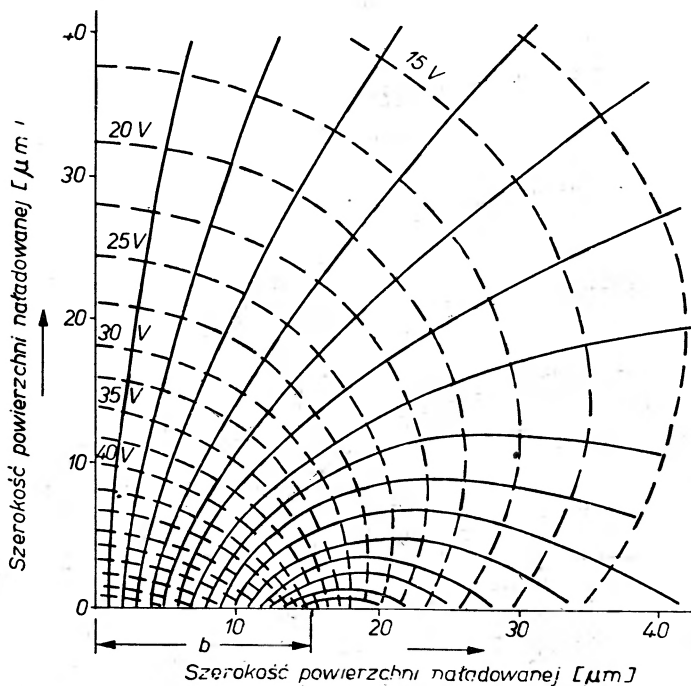


Rys. 2. Linie sił i powierzchnie ekwipotencjalne dla półpłaszczyzny XO naładowanej jednorodnie [1]. Linie ciągłe — linie sił pola; linie przerywane — powierzchnie ekwipotencjalne

kreskowym o kontraście napięciowym $K = 200 \text{v}$. Siła kulombowska przyciągająca ziarna proszku o promieniu $r = 8 \mu\text{m}$ i ładunku $q = 4 \cdot 10^{-16} \text{C}$ wynosi $4 \cdot 10^{-9} \text{N}$ [1]. Przewyższa więc ona znacznie ciężar pojedynczego ziarna wynoszący $M = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{N}$ [1]. Wartość tej siły maleje bardzo szybko (najczęściej wykładniczo) wraz ze wzrostem odległości od płyty selenowej oraz rośnie w miarę zbliżania się do krawędzi naładowanej linii.

b) Siła polaryzacyjna wywołana działaniem niejednorodnego pola elektrycznego na proszek nienaładowany ale spolaryzowany w tym polu $F = 2\pi\epsilon_0 a^3 \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \nabla(E^2)$ (a — średnica pojedynczego ziarna proszku). Prowadzi ona do osadzania proszku nienaładowanego na brzegach obszarów naładowanych. Na ogół pomija się jej działanie ze względu na małą

wartość. W praktycznie występującym, najbardziej niejednorodnym polu w odległości $4 \mu\text{m}$ nad płytą wynosi ona $5 \cdot 10^{-14} \text{N}$ [1] i maleje szybciej od siły kulombowskiej ze wzrostem odległości od płyty kserograficznej.



Rys. 3. Linie sił (ciągłe) i powierzchnie ekwipotencjalne (przerwane) dla naelektryzowanej linii o szerokości $2b = 30 \mu\text{m}$ [1]

c) Siły przyciągania nośnik-proszek. Są to siły kulombowskie między różniamiennie naładowanymi ciałami oraz krótkozasięgowe, przyciągające siły kontaktu proszek-nośnik. Aby rozzerwać taki układ, siły pola elektrycznego nad płytą muszą być większe od sił przyciągania nośnik-proszek. Istnieje zatem próg wywoływalności. Ujawnione może być jedynie odpowiednio silne pole obrazu utajonego.

Metoda kaskadowa prowadzi więc do kontrastowego odwzorowania, korzystnego przy kopiowaniu oryginałów kreskowych. Pozwala uzyskać czyste tło przy jednocześnie dużej optycznej gęstości linii.

d) Siły prowadzące do zadymienia tła. Nawet silnie oświetlone obszary płyty selenowej nie zostają całkowicie rozładowane. Nieregularność rozłożenia resztkowego ładunku wytwarza nad płytą słabe pole elektryczne. Prowadzi to do osiadania proszku na obszarach tła przy odwzorowaniu pozytyw-pozytyw. Przy odwzorowaniu negatyw-pozytyw nie powinny być wywołane obszary naładowane, jednocześnie tworzące tło. Ze względu na wysoki ich potencjał duże możliwości zadymienia tła

powstają dzięki nieregularnościom w szybkości ciemnicowego rozładowania, prowadzącym do powiększenia pola elektrostatycznego. Jednakże przy zastosowaniu metody kaskadowej zadymienie to może być niewielkie, ponieważ nośnik po utracie proszku w polu obrazu utajonego pozostaje naelektryzowany i podczas przesypywania po płycie zabiera proszki osadzone w słabym polu „tła“. Nośnik oczywiście nie powinien kumulować ładunku pozostającego po oddaniu proszku, gdyż obniżałoby to gęstość optyczną wywołanych linii. Zobojeźnia się on w kontakcie z metalową obudową wywoływaczki.

Naelektryzowane proszki osadzone na obszarach rozładowanych przyciągane są przez ruchome, indukcyjne ładunki wytworzone w przewodzącym podłożu, i oddalone od proszku o około podwójną grubość warstwy światłoczułej.

Proszek zatem jest łatwo ścieralny nawet mechanicznie przez mieszaninę wywołującą. W procesie negatyw-pozytyw „tło“ powstaje na obszarach naładowanych, a więc proszek jest trudniej ścieralny, ładunki przyciągające proszek są bliskie i nieruchome.

Na „tło“ osiadają także proszki słabo naelektryzowane i nienaelektryzowane, przyciągane siłami kontaktu proszek-selen. Jednak nieliczne z nich są przenoszone elektrostatycznie na papier. Ogólnie w procesie negatyw-pozytyw należy wywoływać obraz w możliwie krótkim czasie po naświetleniu, aby możliwie skrócić czas ciemnicowego rozładowania, prowadzący do powiększania nieregularności w rozkładzie ładunku na obszarach „tła“.

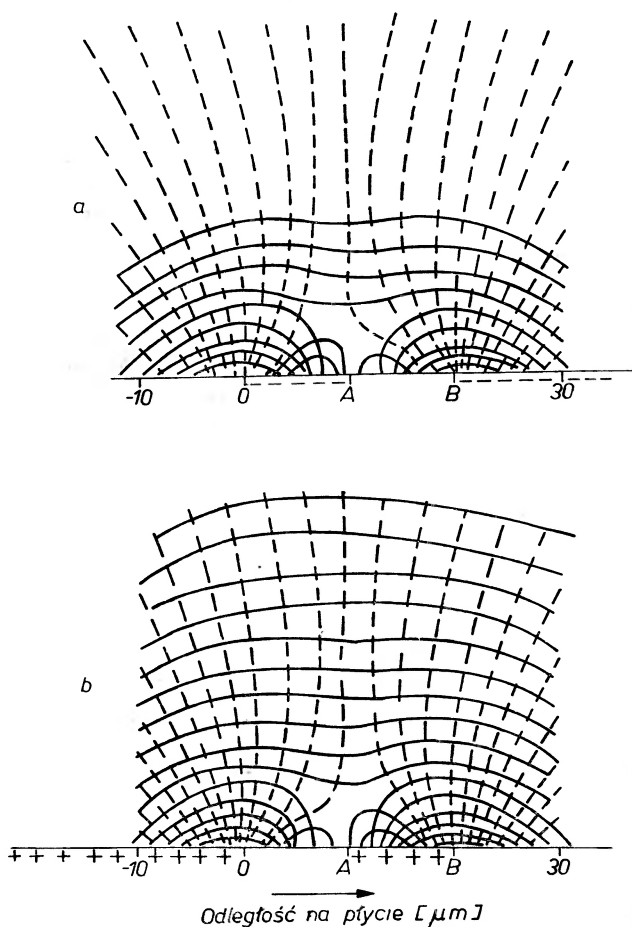
3. Wywoływanie obszarów nienaelektryzowanych w nieobecności dodatkowego pola zewnętrznego (proces negatyw-pozytyw)

Pole elektrostatyczne nad półpłaszczyzną naładowaną jednorodnie i sąsiadującą z półpłaszczyzną nie naładowaną jest identyczne (rys. 2) (linie sił są w przybliżeniu okręgami). Taka symetria występuje także w przypadku kopiowania linii. Jasnej linii na kopiowanym mikrofilmie odpowiada rozładowana granica między dwiema naładowanymi półpłaszczyznami obrazu utajonego. Pole elektrostatyczne takiej linii (AB na rys. 4a) jest identyczne z polem linii naładowanej (AB na rys. 4b). Jego pionowa oś symetrii przechodzi przez punkt A .

Ujemny proszek osiada na brzegach obszarów nienaaładowanych (ujemne ładowanie). Siły skierowane są stycznie do linii sił (rys. 4) przeciwnie do zwrotu tych linii. Na rys. 5 przedstawiono odpowiadające sobie rozkłady ładunku. Wytwarzają one identyczne pola elektrostatyczne, gdyż ich suma $a+e$ lub różnica np. $a-e$ daje jednorodny rozkład ładunku q_0 , nie wytwarzający pola nad płytą selenową (1; 5). Zatem pola wytworzone przy naświetlaniu płyty przez pozytywny i negatywny oryginał są identyczne. Obraz proszkowy powinien

być również identyczny, jeżeli w pierwszym przypadku ładunki proszku i płyty są różnoimienne, zaś w drugim jednoimienne.

Pola elektrostatyczne utajonego obrazu linii zarówno naładowanych, jak i nie naładowanych zależą od szerokości linii (porównaj np. pole nad nie naładowaną płaszczyzną i linią OA na rys. 6a i 6b), oraz ich otoczenia (porównaj

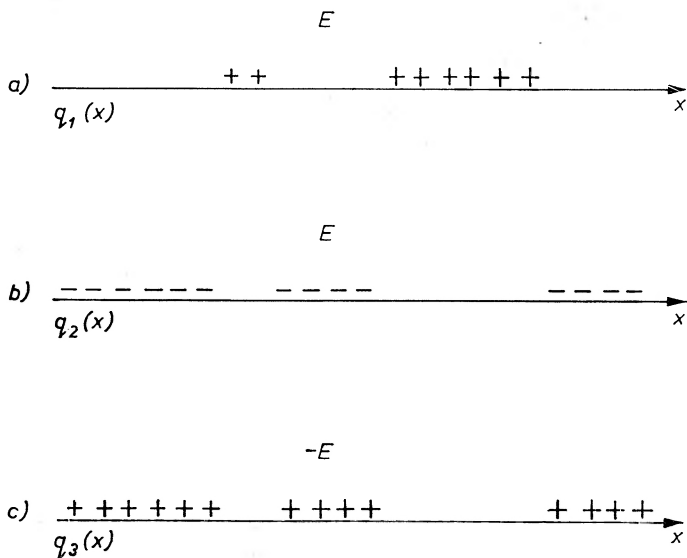


Rys. 4. Linie sił pola elektrostatycznego (ciągle) [1]; a) w przypadku linii nienaładowanej AB oddalonej o $10 \mu\text{m}$ od półpłaszczyzny nie naładowanej ($X < 0$), b) w przypadku linii naładowanej AB oddalonej o $10 \mu\text{m}$ od półpłaszczyzny naładowanej ($X < 0$)

rys. 6a, 6b i 6c). Ogólnie pole nad linią (składowa prostopadła) maleje w miarę oddalania się od jej brzegu. Prowadzi to do tzw. efektu brzegowego. Jedynie krawędzie szerokich ($d > 1,5 \text{ mm}$) linii zostaną wywołane proszkiem.

Sidarawiczius [4] stosując metodę wywoływania ciekłego stwierdził eksperymentalnie, że przy wywoływaniu obszarów nie naładowanych występuje

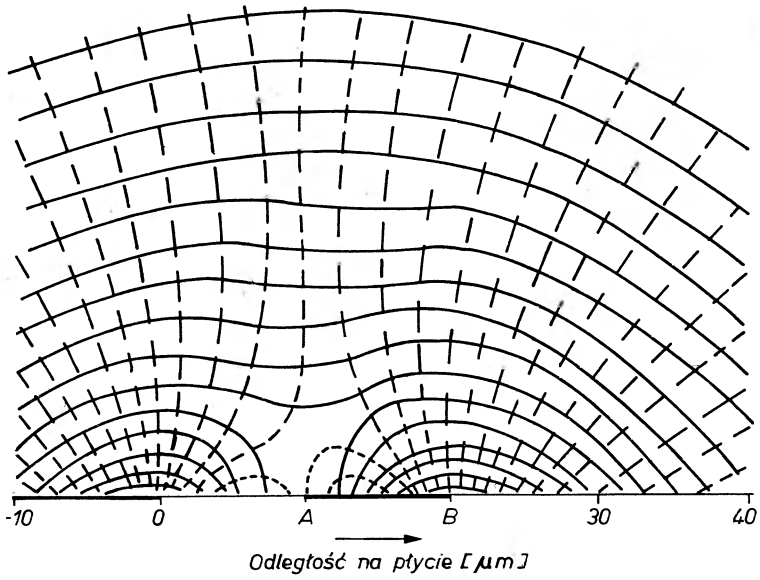
wyraźna zależność gęstości optycznej obrazu proszkowego od poziomu naładowania tła. Jak wynika z rys. 7, ze wzrostem potencjału „tła“ wzrasta kontrast napięciowy ΔU niezbędny do uzyskania określonej gęstości linii. Maksymalna gęstość optyczna (obwiednia krzywych z rys. 7) osiąga nasycenie przy kontraście napięciowym około 300 V. Naładowane „tło“ cienkiej rozładowanej linii jak gdyby tłumi (ogranicza, zmniejsza) pole elektrostatyczne tej linii, tym samym zmniejsza gęstość optyczną linii. Prawdopodobnie jest to przeja-



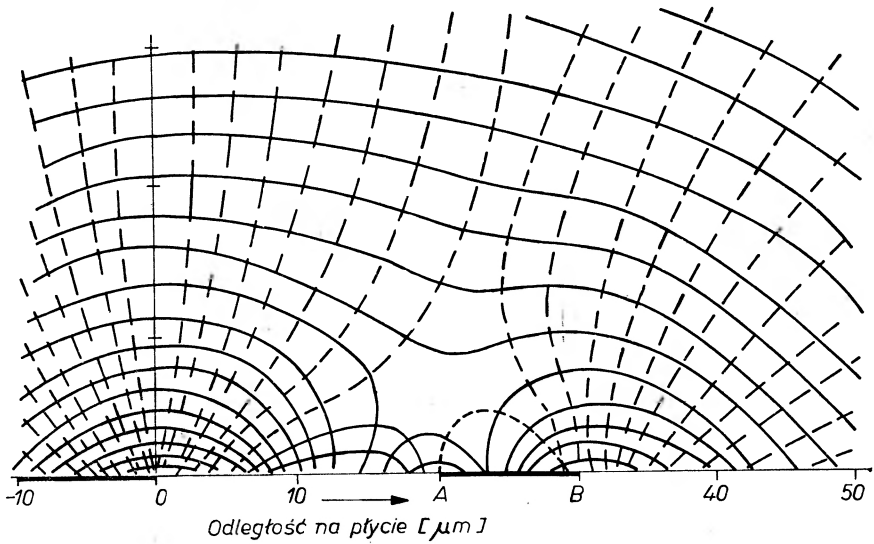
Rys. 5. Pola elektrostatyczne nad odpowiadającymi sobie powierzchniowymi ładunkami $q_1(x) = q_2(x) - q_0 = -q_3(x) - q_0$; a) obraz oryginału, b) obraz negatywu oryginału, c) obraz negatywu oryginału

wem nieliniowości krzywej charakterystycznej, tzn. zależności gęstości optycznej D od ładunku (napięcia) płyty selenowej.

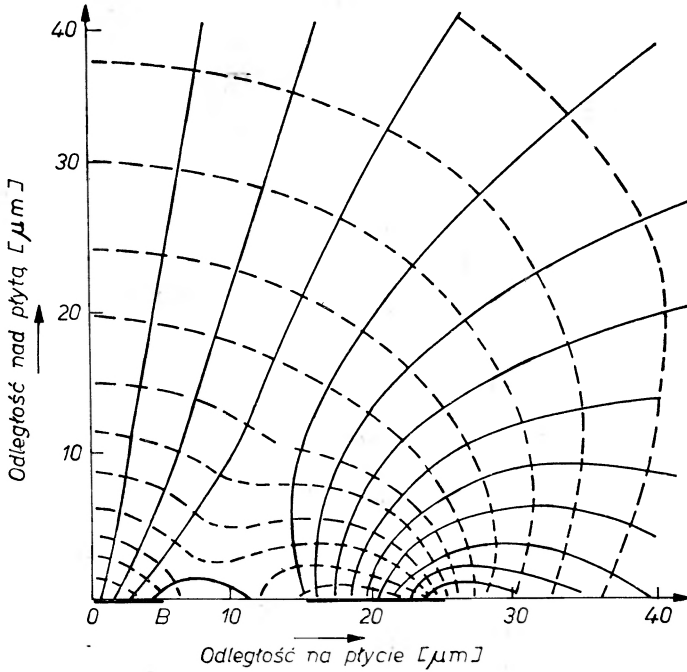
Wydaje się, że przy wywoływaniu linii nie naładowanych metodą kaskadową, naładowane tło może wpływać na jakość obrazu proszkowego jedynie w wyniku tryboelektrycznego oddziaływania mieszaniny wywołującej z naładowanym selenem. Efekt taki praktycznie nie występuje przy wywoływaniu naładowanej linii (jej otoczenie jest w dużym stopniu rozładowane). Gęstość optyczna jej obrazu proszkowego praktycznie zależy tylko od kontrastu napięciowego między jej obrazem utajonym a otoczeniem [1]. Szczegółowe pomiary wykazują jednakże i tu wpływ poziomu naładowania tła. Okazuje się [1], że wyższy potencjał tła prowadzi do zwiększenia gęstości optycznej linii. Proszek w mieszaninie wywołującej ładuje się dodatkowo w polu tła, co ułatwia oderwanie się od nośnika.



a

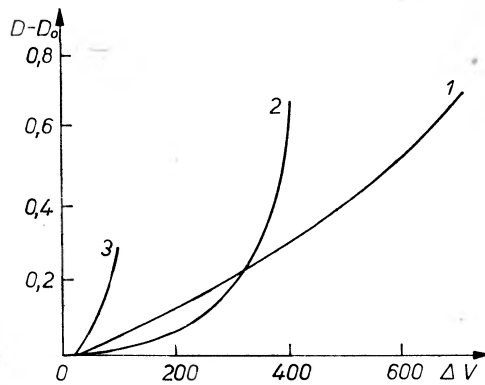


b



c

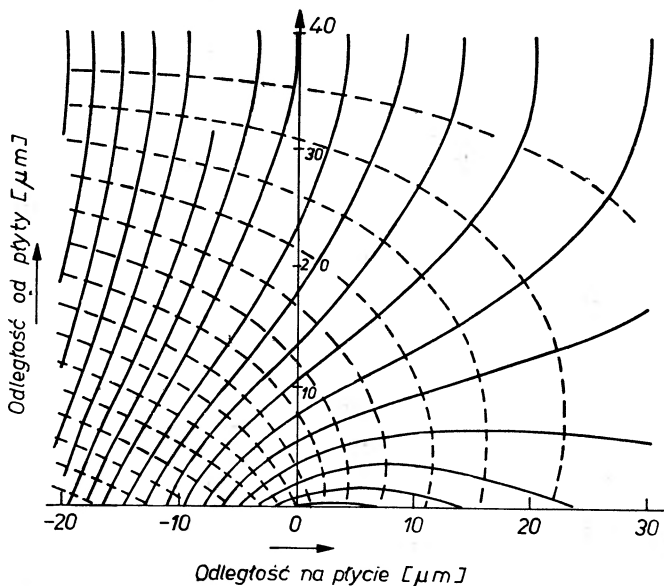
Rys. 6. Linie sił i powierzchnie ekwipotencjalne pól elektrostatycznych naładowanej linii AB o szerokości $d = 10 \mu\text{m}$ [1]; a) w sąsiedztwie naładowanej półpłaszczyzny $X < 0$, b) w dwukrotnie większej odległości od naładowanej półpłaszczyzny $X < 0$, c) w sąsiedztwie drugiej identycznej linii



Rys. 7. Zależność gęstości optycznej linii nie naładowanej ($D - D_0$) od kontrastu napięciowego ΔU przy różnych potencjałach ładowania warstwy (z pracy [4]). 1 - 700 V, 2 - 400 V, 3 - 100 V

4. Wywoływanie obszarów nie naładowanych w obecności dodatkowego zewnętrznego pola

Rozkład pola nad obrazem utajonym i jakość obrazu proszkowego można modulować przez zastosowanie elektrody pomocniczej. Pole staje się bardziej jednorodne pojawiając się także nad jednorodnie naładowanymi płaszczyznami (rys. 1b). Zmniejsza się bardzo wyraźnie efekt brzegowy; można więc dobrze

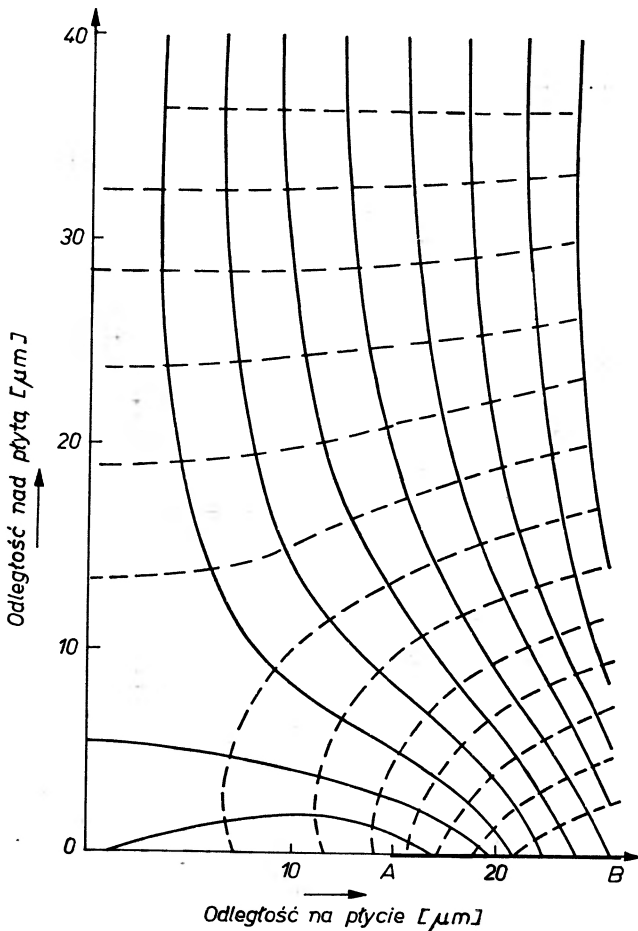


Rys. 8. Linie sił i powierzchnie ekwipotencjalne dla półpłaszczyzny XO naładowanej jednorodnie w obecności uziemionej elektrody pomocniczej umieszczonej w odległości $40 \mu\text{r}$ [1]

wywołać szersze linie a nawet płaszczyzny. Efekt ten zależy bardzo silnie od odległości elektrody pomocniczej od warstwy selenowej. Względy praktyczne, np. konieczność przesypywania mieszaniny wywołującej, nie pozwalają niestety na zmniejszenie tej odległości bardziej niż do 1,5—2,5 mm [1], [2]. W takich warunkach natężenie pola między jednorodnie naładowaną warstwą selenową a elektrodą pomocniczą (praktycznie niezależnie od potencjału tej elektrody) nie przekracza 1% natężenia pola panującego wewnątrz warstwy selenowej.

Jednocześnie elektroda nieznacznie wpływa na pole rozproszone powstające na granicach obszarów naładowanych i nie naładowanych. Pozostaje ono w pobliżu płyty selenowej (w odległości $4 \mu\text{m}$), większe od pola nad szerokimi liniami i osiąga wartość do 10% natężenia pola wewnątrz warstwy selenowej. Opisane efekty przedstawiono na rys. 8, 9, 10. Niejednorodności pola obserwowane na rysunkach są bardzo duże pomimo małej odległości elektrody pomocniczej od płyty, wynoszącej zaledwie $40 \mu\text{m}$. Pole elektryczne naładowanej półpłaszczyzny przestaje być symetryczne (por. rys. 2 i 8). Jednocześnie obser-

wuje się podobieństwo pola linii naładowanej w nieobecności elektrody pomocniczej (rys. 3) i rozładowanej, gdy potencjał elektrody pomocniczej równy jest potencjałowi „tła“ (rys. 10). Pole elektryczne nad tą samą rozładowaną linią, lecz przy zerowym potencjale elektrody pomocniczej (rys. 9), jest znacznie

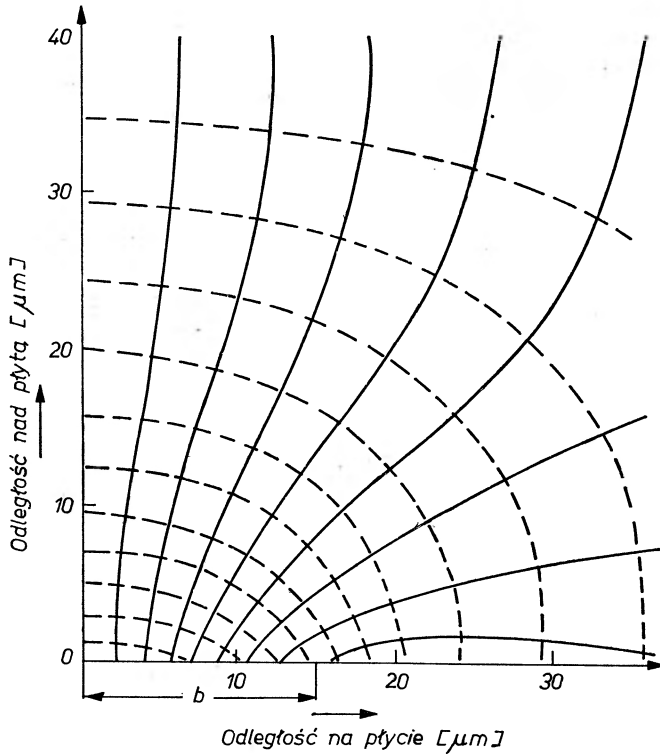


Rys. 9. Linie sił i powierzchnie ekwipotencjalne naładowanej linii AB w obecności uziemionej elektrody pomocniczej, umieszczonej w odległości $40 \mu\text{m}$ [1]

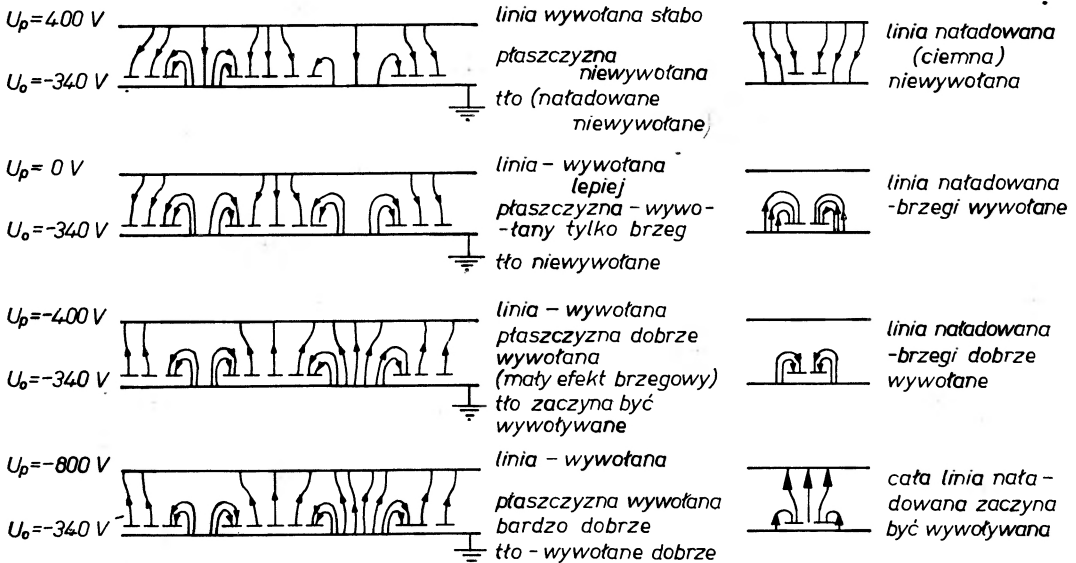
słabsze, pozostaje jednak niejednorodne w pobliżu tej linii. Jednocześnie pojawia się silne pole nad sąsiadującą naładowaną płaszczyzną (por. rys. 9 i 10).

Wielkością potencjału elektrody można więc w szerokich granicach zmieniać natężenie pola, a nawet jego kierunek, szczególnie nad dużymi płaszczyznami.

W celu prześledzenia tych efektów przedstawiono schematycznie (rys. 11) pole elektryczne nad cienką rozładowaną linią, rozładowaną płaszczyzną oraz cienką naładowaną linią. Płyta selenowa jest ładowana ujemnie do potencjału 340 V i wywoływana „ujemnym“ proszkiem, na który działają siły w kierunku przeciwnym do kierunku linii sił. Sumarycznie wpływ potencjału elektrody

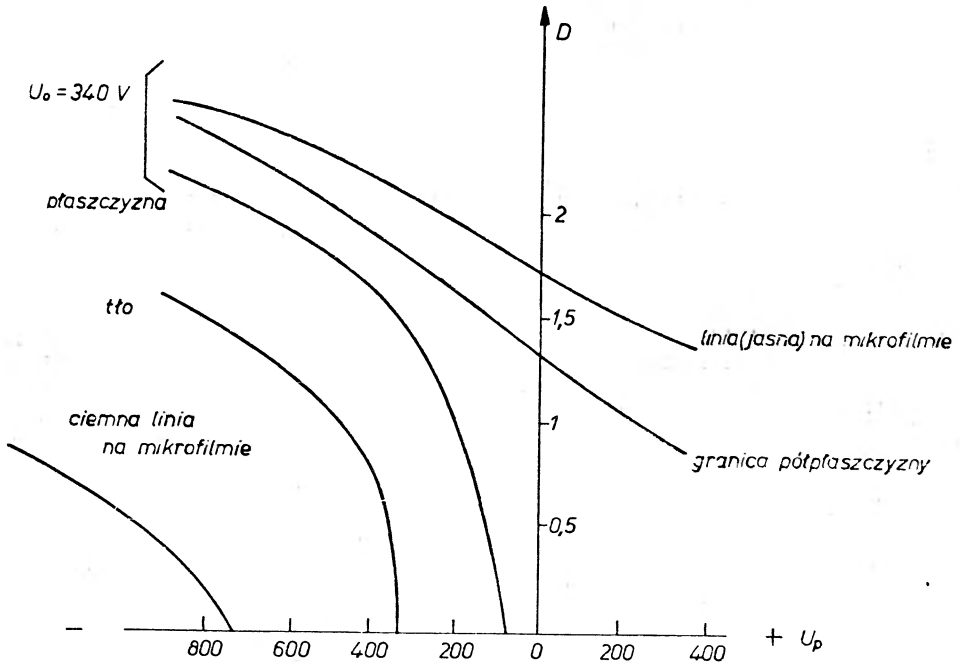


Rys. 10. Linie sił i powierzchnie ekwipotencjalne dla naładowanej linii o szerokości $2b$ w obecności elektrody pomocniczej o potencjalne równym potencjałowi tła umieszczonej w odległości $40 \mu\text{m}$ [1]

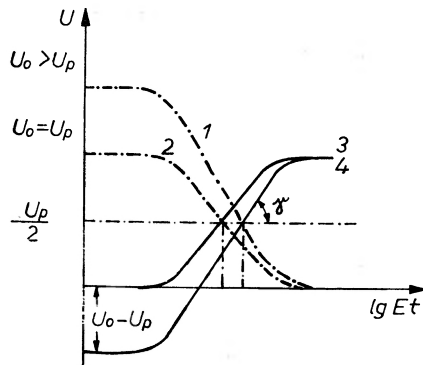


Rys. 11. Pole elektryczne w przestrzeni między warstwą selenową a elektrodą pomocniczą i jego wpływ na jakość obrazu proszkowego. U_o — potencjał warstwy przed naświetleniem, U_p — potencjał elektrody pomocniczej

na gęstość optyczną obrazu proszkowego przedstawiono na rys. 12. Zwraca uwagę podkreślany już wcześniej niewielki wpływ potencjału elektrody na gęstość optyczną linii i granicy półpłaszczyzny oraz na bardzo szybki wzrost



Rys. 12. Zależność gęstości optycznej obrazu proszkowego D od potencjału elektrody pomocniczej U_p



Rys. 13. Krzywe charakterystyczne przy zastosowaniu elektrody pomocniczej, gdy $U_p < U_0$ i $U_p = U_0$ [6]. Krzywa 1, 2 — zależność potencjału płyty od logarytmu naświetlenia Et . Krzywa 3, 4 — krzywe charakterystyczne otrzymane przez symetryczne odbicie względem prostej

$$U = \frac{U_p}{2}$$

ilości proszku na dużych obszarach rozładowanych, gdy $U_p < 0$ oraz na obszarach naładowanych (tło w procesie negatyw-pozytyw), gdy $U_p < U_0$. Optymalny potencjał elektrody (rys. 12) wynosi tu $U_p = -250$ V (gdy $U_0 = -340$ V). Oczywiście, szczegółowy przebieg krzywych na rys. 12 zależy od właściwości

mieszaniny wywołującej oraz od stopnia naładowania powierzchni, po których mieszanina była przesypywana przed wywołaniem badanej linii (tzn. stosunku powierzchni naładowanych do rozładowanych obrazu utajonego).

Potencjał elektrody wpływa bardzo wyraźnie na kontrastowość obrazu proszkowego półtonów [1], [6], [7]. W przypadku wywoływania metodą chmury pyłowej lub metodą ciekłą, zmniejszenie potencjału elektrody poniżej potencjału najwyżej naładowanych obszarów płyty selenowej (rys. 12 — zmiana U_p od -340 V w kierunku $U_p = 0$) prowadzi do wzrostu współczynnika kontrastowości.

Na rys. 13 linią ciągłą przedstawiono efektywny potencjał (natężenie pola) nad płaszczyznami rozładowanymi w zależności od ekspozycji Et . Nachylenie krzywej (współczynnik kontrastowości) rośnie, gdy U_p zmniejsza się poniżej U_0 . Jednocześnie obszary słabo rozładowane o potencjale wyższym niż $U_p - U_0$ nie będą w ogóle wywołane. W przypadku wywoływania kaskadowego takie zmniejszenie potencjału elektrody prowadzi do wzrostu różnicy zaczernień.

Szkoda, że ciekawy problem kaskadowego wywoływania obszarów rozładowanych nie był w literaturze szerzej omawiany.

LITERATURA

- [1] *Xerography and Related Process*, J. H. Dessauer, H. E. Clark (red) Focal Press, London 1965.
- [2] *Elektrofotografia*, W. Szymanowski (red.) PWNT, Warszawa 1964.
- [3] I. H. Dessauer, G. R. Mott, H. Bogdanoff, *Photographic Engineering*, **6**, 250 (1955).
- [4] I. B. Sidarawiczius, *Elektrofotografia i magnitografia*, Wilno 1965, str. 183.
- [5] R. M. Schaffert, *Photographic Science and Engineering*, **6**, 197 (1962).
- [6] W. Jaenicke, B. Lorenz *Z. Elektrochemie*, **65**, 495 (1961).
- [7] R. E. Hayford, W. E. Bixby, *Photographic Engineering*, **6**, 173 (1955).

Bolesław Makiej

Zakład Niskich Temperatur
Instytut Niskich Temperatur
i Badań Strukturalnych PAN
Wrocław

O badaniach mechanizmu wystąpienia nadprzewodnictwa *

On the Mechanism of Superconductivity

Abstract: A brief review of the basic experimental facts and an account of the theory of type I and type II superconductivity has been given.

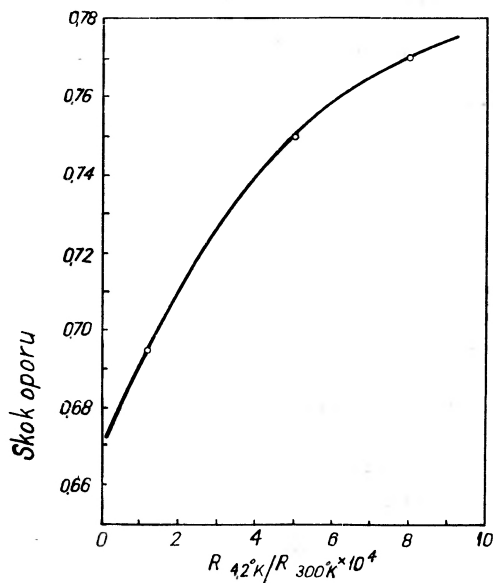
Najbardziej może efektywną własność nadprzewodników w stanie nadprzewodnictwa stanowi ich zdolność przewodzenia prądu elektrycznego bez straty energii. Nadprzewodnictwo okazuje wiele metali głównie w przedziale temperatur od ok. 1°K do 10°K. Temperatura przejścia do stanu nadprzewodnictwa T_c zależy od masy atomowej izotopu w myśl związku $T_c m^n = \text{const.}$, przy czym $n \simeq 0,5$. Fakt ten świadczy o bardzo ważnej roli oddziaływania wzajemnego elektronów i drgań sieci. Rzeczywiście, jeżeli byśmy unieruchomili węzły sieci kładąc $m \rightarrow \infty$, to $T_c \rightarrow 0$. Zgodnie z obecnymi poglądami oddziaływanie to doprowadza do pewnego efektywnego przyciągania między elektronami dzięki wymianie wirtualnych fononów. Nadprzewodnikami stają się te metale, u których to przyciąganie przewyższa ekranowane kulombowskie odpychanie. Wtedy to w dostatecznie niskiej temperaturze elektrony o przeciwnie skierowanych pędach tworzą skorelowane pary, tzw. pary Coopera o określonej energii wiązania, mające sumaryczny spin równy zeru. Pojawienie się par o ładunku $2e$ podlegających statystyce Bosego w zasadniczy sposób zmienia stan podstawowy metalu. W widmie energetycznym nadprzewodnika powstaje przerwa energetyczna, gdyż najmniejsza energia, którą można przekazać nadprzewodnikowi, jest równa energii wiązania pary rzędu 10^{-3} eV, co odpowiada długości fali promieniowania fotonowego 0,1 cm. Przy jednoparametrowym ujęciu oddziaływania wartość przerwy energetycznej $2\Delta(0)$ przy $T = 0$ na podstawie teorii BCS [1] wyraża się następująco: $2\Delta(0) = 4\hbar\omega \exp(-1/N(0)V)$, gdzie $\hbar\omega$ — średnia energia fononów, $N(0)$ — gęstość stanów elektronowych na powierzchni Fermiego, V — wielkość energii oddziaływania. Wartość przerwy energetycznej związana jest z temperaturą przejścia $2\Delta(0) = 3,53 kT_c$. Uni-

* Referat wygłoszony na XXI Zjeździe Fizyków Polskich w Poznaniu.

wersalność tego związku jest oczywiście konsekwencją przyjętego uproszczenia o jedynym parametrze charakteryzującym oddziaływania. Konsekwencją istnienia przerwy energetycznej jest to, że ciecz złożona z par elektronowych może poruszać się bez tarcia wewnętrznego z prędkością mniejszą od pewnej prędkości granicznej, co oznacza również, że prąd elektryczny par będzie płynął bez oporu, jeżeli wartość natężenia prądu nie przekracza pewnej wartości krytycznej. Przekazanie energii parze podczas rozproszenia może nastąpić tylko wtedy, gdy energia dostarczona jest większa od szerokości przerwy energetycznej, tzn. jeżeli energia ta wywoła wzbudzenie (dysocjację) pary.

Nadprzewodnictwo metali czystych

W Zakładzie Niskich Temperatur Instytutu Niskich Temperatur i Badań Strukturalnych we Wrocławiu badane jest skokowe pojawienie się oporu elektrycznego przy przejściu ze stanu nadprzewodzącego do stanu pośredniego cylindrycznych próbek metali o wysokim stopniu czystości takich, jak cyna, ind, ołów. Stwierdzono, że skok oporu u cyny i indu ma wartość większą niż



Rys. 1. Wielkość względnego skoku oporu próbki indu w zależności od względnego oporu resztkowego. Natężenia krytyczne prądu w granicach 0,7A do 15A

połowa wartości oporu normalnego R_n , którą to wartość przewiduje fenomenologiczna teoria znoszenia nadprzewodnictwa prądem F. Londona. Dla przykładu na rys. 1 pokazano, że skok oporu dla najczystszych próbek indu zmierza do wartości $0,67R_n$ [2].

Celowość tych badań stała się oczywista na podstawie wyników wcześniejszej pracy B. Makieja o rozkładzie indukcji magnetycznej w nadprzewodniku przewodzącym prąd elektryczny. W pracy tej zostało stwierdzone po raz pierwszy bezpośrednimi pomiarami istnienie rdzenia stanu pośredniego w nadprzewodniku, w którym płynie prąd o natężeniu większym od natężenia krytycznego [3], co przewiduje teoria Londona. Tam również autor zwrócił uwagę na pewne niewielkie odstępstwa rozkładu indukcji magnetycznej od rozkładu przewidywanego przez teorię. Jednym z prostych kryteriów sprawdzenia przewidywań teorii jest właśnie wielkość skoku oporu elektrycznego przy niszczeniu nadprzewodnictwa prądem elektrycznym. Biorąc próbki bardzo czystego metalu o dużej średnicy można uniknąć zakłócającego wpływu ciepła Joule'a i efektów rozmiarowych.

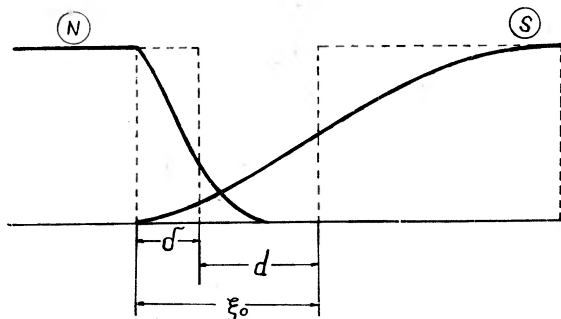
Niedawno została przeprowadzona szersza analiza wyników prac doświadczalnych wykonanych w naszym Zakładzie i prac innych autorów, które dotyczyły rozkładu indukcji magnetycznej, promienia rdzenia stanu pośredniego i skoku oporu przy przejściu do stanu pośredniego [4]. Okazuje się, że istniejących rozbieżności między przewidywaniami teorii znoszenia nadprzewodnictwa prądem a wynikami doświadczalnymi nie da się wyjaśnić wpływem ciepła Joule'a czy innych znanych zjawisk ubocznych. Dla wyjaśnienia tych rozbieżności trzeba zająć się m. in. badaniem geometrii i dynamiki rozkładu obszarów nadprzewodzących i normalnych w stanie pośrednim nadprzewodnika przy znoszeniu nadprzewodnictwa prądem.

Najbardziej podstawowe własności nadprzewodników objawiają się jeszcze w osobliwym zachowaniu się ich w polu magnetycznym. Niezbyt silne pole magnetyczne nie wnika do wnętrza nadprzewodnika (efekt Meissnera-Ochsenfelda). Również prąd nadprzewodnictwa jest prądem powierzchniowym. Weźmy pod uwagę walec nadprzewodnikowy umieszczony w polu magnetycznym równoległe do kierunku natężenia pola. Po obniżeniu temperatury krytycznej indukcja magnetyczna zostaje usunięta z wnętrza walca, tzn. $B = 0$, $H + 4\pi M = 0$ walec zostaje więc namagnesowany, a namagnesowanie $M = -\frac{1}{4\pi}H$. Oddzia-

ływanie momentu magnetycznego jednostki objętości z zewnętrznym polem magnetycznym powiększa energię nadprzewodnika F_s o wartość $-\frac{1}{2}MH = H^2/8\pi$. Gdy przy powiększeniu natężenia pola magnetycznego sumaryczna energia $F_s + H^2/8\pi$ przekroczy wartość energii swobodnej stanu normalnego F_n , nadprzewodnictwo zostaje zniszczone, a metal przechodzi w stan normalny. Natężenie pola krytycznego spełnia więc warunek $F_n = F_s + H_c^2/8\pi$. Natężenia krytyczne pola dla metali nadprzewodzących są niewielkie rzędu tysiąca czy paru tysięcy erstedów, natomiast dla stopów nadprzewodzących natężenia krytyczne osiągają duże wartości, co świadczy o zasadniczo różnym mechanizmie przejścia do stanu nadprzewodnictwa. Z tego, co stwierdziliśmy, wynika już, że przejście w polu magnetycznym jest przejściem termodynamicznym pierwszego rodzaju, dlatego w warunkach stacjonarnych przy natężeniu pola H_c mogą współistnieć obok siebie faza normalna i nadprzewodząca, jak to ma

miejsce w stanie pośrednim nadprzewodnika I rodzaju, który tworzy się, gdy ze względu na kształt próbki, w pewnych jej obszarach $H > H_c$ chociaż natężenie pola zewnętrznego H zewn. $< H_c$.

Zobaczmy, jaka jest struktura warstewki granicznej między fazą normalną i nadprzewodzącą. Niech pole magnetyczne będzie skierowane równoległe do elementu powierzchni granicznej domen, tzn. prostopadle do płaszczyzny rys. 2. Wartość natężenia pola spada stromo — jak to wynika z efektu Meissnera —



Rys. 2. Warstewka graniczna między fazą normalną N i nadprzewodzącą S ; δ oznacza głębokość wnikania pola magnetycznego, ξ_0 oznacza efektywną odległość korelacji par elektronów

na krótkim odcinku, który określa tzw. głębokość wnikania δ . Z prawej strony rysunku w obszarze fazy nadprzewodzącej przedstawiona jest gęstość par Coopera. Spadek tej wielkości odbywa się na odległości ξ_0 rzędu rozmiaru pojedynczej pary elektronów. U metali czystych $\delta \sim 10^{-5}$ cm, $\xi_0 \sim 10^{-4}$ cm. Jeżeli wprowadzimy na rysunku 2 efektywną głębokość wnikania pola magnetycznego i efektywną odległość zaniku gęstości par elektronów (linie kreskowane), tzn. tak, aby wielkość strumienia magnetycznego wnikającego do warstwy powierzchniowej i liczba par elektronów objęta linią kreskowaną pozostawały te same, to widać, że warstewka graniczna o grubości $d = \xi_0 - \delta$ jest efektywna w fazie normalnej i dlatego posiada dodatkową energię $H_c^2/8\pi$ na jednostkę powierzchni granicznej między fazami. Jeżeli wystąpi sytuacja odwrotna, przy której $\delta > \xi_0$, tzn. $d < 0$, energia powierzchniowa stanie się ujemna, wskutek czego faza normalna i nadprzewodząca nie będą mogły współistnieć obok siebie, gdyż energia swobodna może być obniżona przez wniknięcie do wnętrza obszaru pola magnetycznego i utworzenie tzw. stanu mieszanego (w odróżnieniu do stanu pośredniego przy energii powierzchniowej dodatniej).

Nadprzewodniki II rodzaju

Zachowanie się nadprzewodnika w polu magnetycznym dobrze opisuje fenomenologiczna teoria Ginzburga-Landaua [5], która wynika również z teorii mikroskopowej dla temperatur bliskich temperatury przejścia, co okazał Gorkow. W równaniach teorii G.—L. występuje funkcja falowa $\varphi(x) = \sqrt{\rho(x)} e^{i\theta(x)}$,

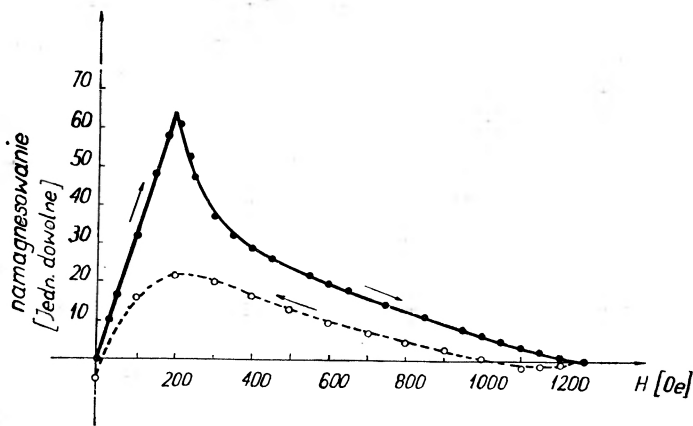
kwadrat modułu której $\varrho(x)$ ma znaczenie gęstości nadprzewodzących elektronów (czy par elektronowych) oraz dwa parametry: δ — głębokość wnikania pola magnetycznego i $\frac{\delta}{\kappa}$ — skala zmiany $\varphi(x)$, przy czym κ można wyznaczyć

ze związku $\kappa = \frac{2\sqrt{2}eH_c\delta^2}{\hbar c}$ zawierającego wielkości mierzalne. Poza tym

$\kappa \cong \frac{\delta}{\xi_0}$. Jak się okazuje, przy $\kappa = 1/\sqrt{2}$ energia powierzchniowa równa się zero,

przy $\kappa < 1/\sqrt{2}$ energia powierzchniowa jest dodatnia i obraz struktury granicy między domeną stanu normalnego i domeną stanu nadprzewodzącego odpowiada sytuacji przedstawionej na rys. 2. Przeciwnie, gdy $\kappa > 1/\sqrt{2}$, energia powierzchniowa jest ujemna.

Teoria zachowania się nadprzewodników, u których $\kappa > 1/\sqrt{2}$ została opracowana przez Abrikosowa. Nadprzewodniki te nazwał on nadprzewodnikami II rodzaju. Nadprzewodnictwo II rodzaju objawiają przede wszystkim stopy nadprzewodzące oraz metale czyste: wanad, niob i technet. Zobaczymy, jak się zmienia namagnesowanie w zależności od natężenia pola magnetycznego dla próbki cylindrycznego kształtu, której oś jest równoległa do kierunku natężenia pola magnetycznego. Na rys. 3 przedstawiona jest krzywa namagnesowania dla



Rys. 3. Krzywa namagnesowania cylindrycznej próbki $\text{In}_{87.8}\text{Pb}_{12.2}$ przy $2,565^\circ\text{K}$ [16]. Linia kreskowana jest krzywą rozmagnesowania. Kierunek natężenia pola magnetycznego wzdłuż osi próbki

stopu $\text{In}_{87.8}\text{Pb}_{12.2}$ w temperaturze $2,565^\circ\text{K}$ ($\kappa = 2,12$). Dla małych natężeń pola magnetycznego namagnesowanie jest proporcjonalne do natężenia pola magnetycznego, gdyż strumień magnetyczny jest wypierany całkowicie z objętości próbki — w tym zakresie oba rodzaje nadprzewodników wykazują doskonały efekt Meissnera-Ochsenfelda. Przy wzroście natężenia pola magnetycznego efekty związane ze znakiem energii powierzchniowej nabierają znaczenia i dla nadprzewodnika II rodzaju zaczyna się nagle częściowe wnikanie

strumienia magnetycznego przy krytycznym natężeniu pola magnetycznego H_{c_1} , które jest mniejsze od krytycznego natężenia pola magnetycznego termodynamicznego H_c ; to zaś można wyznaczyć z warunku $H_c^2/8\pi = \int_0^{H_{c_2}} M(H) dH$

wyrażającego to, że praca magnesowania ma być równa energii magnetycznej przy natężeniu pola magnetycznego H_c . W tym wypadku stan nadprzewodzący próbki (w sensie znikania oporu elektrycznego) istnieje dla natężeń pola magnetycznego większych niż H_c^1 , aż wreszcie dla natężenia pola H_{c_2} strumień magnetyczny wnika całkowicie do wnętrza próbki i wtedy przechodzi ona w stan normalny². Punkt przecięcia krzywej namagnesowania z osią H wyznacza wartość H_{c_2} . Według teorii $H_{c_2} = \kappa\sqrt{2}H_c$, tzn. przy $\kappa > 1/\sqrt{2}$ zawsze $H_{c_2} > H_c$. Przy $H_c < H < H_{c_2}$ energia fazy nadprzewodzącej jest jeszcze większa niż energia fazy normalnej (gdyż $F_s = F_{s_0} + \frac{H^2}{8\pi}$, gdzie $H > H_c$). Dlatego pole

magnetyczne powinno wnikać do wnętrza próbki. Jednakże faza normalna jest nietrwała przy $H < H_{c_2}$, więc stop będzie posiadał własności nadprzewodzenia prądu elektrycznego. Stan taki nazywa się stanem mieszanym. Przejście od stanu mieszanego do stanu normalnego jest przejściem termodynamicznym drugiego rodzaju.

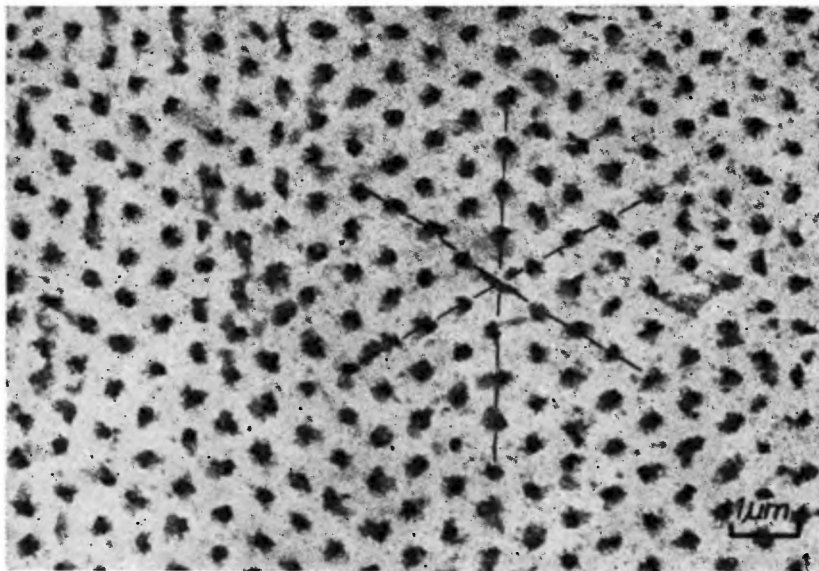
Obraz stanu mieszanego charakteryzuje się strukturą periodyczną rozkładu strumienia magnetycznego i prądów w płaszczyźnie prostopadłej do kierunku natężenia pola magnetycznego. Przy natężeniach pola magnetycznego niewiele przekraczających wartość niższego krytycznego natężenia pole przenika przez nadprzewodnik w postaci oddzielnych jakby nici (fluksoidów), z których każda zawiera kwant strumienia magnetycznego — flukson $\varphi_0 = \frac{\pi\hbar}{e} = 2 \times 10^{-7}$ gaus cm^2 [7]. Essmann i Träuble [8] obserwowali rozmieszczenie fluksoidów w nadprzewodnikach II rodzaju. Ponieważ odległości poszczególnych rurek strumienia magnetycznego są rzędu $1 \mu\text{m}$, trzeba było stosować specjalną, subtelną metodę do ich uwidocznienia. Na powierzchnię nadprzewodnika, który jest utrzymywany w temperaturze ciekłego helu, naporowuje się bardzo cienką warstwę materiału ferromagnetycznego. Przy zachowaniu pewnych warunków ostrożności kryształki ferromagnetyka trafiają w najbliższe otoczenie poszczególnych linii strumienia magnetycznego (10—20 cząstek ferromagnetycznych na jeden flukson). Po podwyższeniu temperatury do temperatury pokojowej zostaje naporowana warstewka węgla i pokryta cienką błonką odpowiedniego kleju. Po wysuszeniu z powierzchni nadprzewodnika zostaje zdjęta błonka wraz z materiałem ferromagnetycznym. W ten sposób za pomocą mikroskopu elektronowego uzyskano bardzo piękne obrazy sieci fluksoidów. Sieć ta może mieć oczka trójkątne lub kwadratowe. Na zdjęciu (rys. 4)

¹ Opór elektryczny nie pojawia się, dopóki siła Lorentza nie przewyższy tzw. „siły pinningu“ i nie wystąpi ruch linii strumienia magnetycznego w materiale nadprzewodnika.

² „Nadprzewodnictwo powierzchniowe“ znika przy natężeniu pola nukleacji $H_{c_3} > H_{c_2}$.

widać sieć fluksoidów mającą oczka trójkątne. Defekty sieci fluksoidów wskazują na miejsca niejednorodności sieci krystalicznej.

Domieszki do metalu powodują przede wszystkim rozproszenia elektronów. Dlatego to, jeżeli koncentracja domieszek jest taka, że średnia droga swobodna l jest mniejsza od rozmiaru pary elektronów, to korelacja nadprzewod-

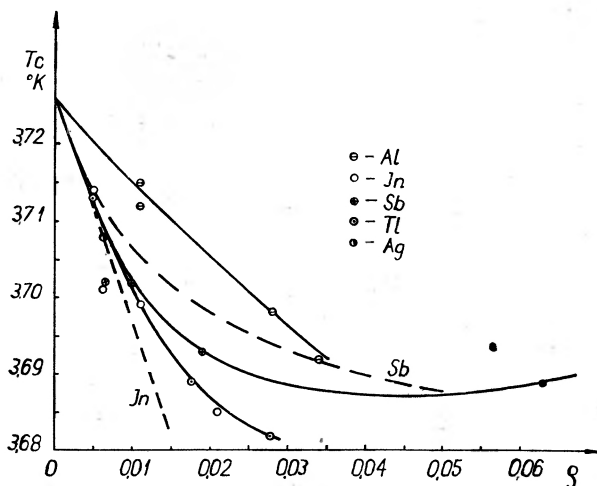


Rys. 4. Sieć trójkątna linii strumienia magnetycznego w stanie mieszanym stopu Pb + 6,3 at % In przy 1,2°K. Każda linia strumienia magnetycznego uwidoczniona przez skupisko ok. 25 cząstek ferromagnetycznych [17]

nictwa sięga na odległość rzędu l . Inaczej mówiąc, średnia droga swobodna odgrywa rolę rozmiaru pary. W związku z tym, gdy $l < \delta$ energia powierzchniwa staje się ujemna. Jak wynika z teorii nadprzewodnictwa, wielkość H_c nie zależy od koncentracji domieszek. Przy koncentracji domieszek rzędu 1% parametr κ staje się równy $1/\sqrt{2}$. Dla koncentracji większych również $H_{c2} > H_c$ i stop staje się nadprzewodnikiem II rodzaju. Przy dużych koncentracjach domieszek l jest bardzo małe, a $\kappa \sim \frac{\delta}{\xi}$ oraz H_{c2} stają się bardzo duże.

W Zakładzie Niskich Temperatur INTiBS badany jest wpływ domieszek o małej koncentracji na temperaturę przejścia do stanu nadprzewodzącego i opór elektryczny cyny i rtęci [9]. Został stwierdzony wpływ walencyjności domieszki na zależność temperatury przejścia od oporu resztkowego, a więc i koncentracji domieszki, co ilustruje rys. 5. Początkowo wraz ze wzrostem koncentracji domieszki następuje obniżenie temperatury przejścia, związane przypuszczalnie z zanikaniem anizotropii przerwy energetycznej. Wpływ glinu na T_c cyny jest znacznie słabszy niż pozostałych domieszek, chociaż według teorii Andersona obniżenie T_c powinno być jednakowe dla różnych domieszek przy tej samej koncentracji.

Za pomocą miniaturowej sondy magnetooporowej przeprowadzone zostały pomiary rozkładu indukcji magnetycznej wewnątrz cylindrycznych próbek stopów indu z ołowiem podczas przepływu prądu elektrycznego. Stwierdzono że w stanie oporowym bliskim stanu nadprzewodzącego prąd elektryczny ma największą gęstość w warstwie przypowierzchniowej w przeciwieństwie do roz-



Rys. 5. Temperatura przejścia T_c próbek cyny z domieszkami w zależności od $\rho = \frac{R_{4,2}}{R_{273} - R_{4,2}}$ gdzie $R_{4,2}$ opór próbki w temperaturze 4,2° K [9]. Krzywe kreskowane na podstawie wyników pracy [18]

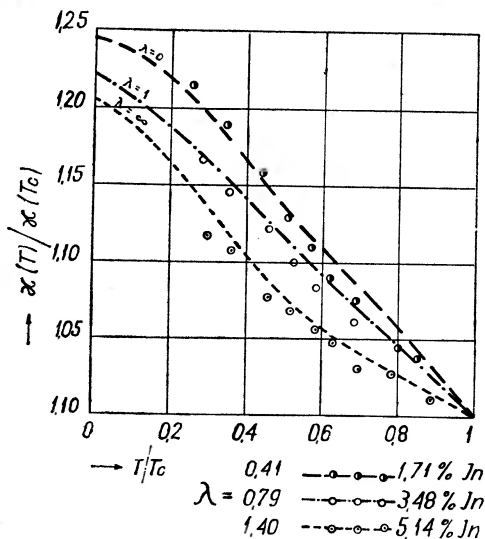
kładu gęstości prądu w nadprzewodniku I rodzaju znajdującego się w podobnych warunkach [10]. Badany jest także rozkład pola „zamrożonego” w stopie niejednorodnym.

W zakresie badań nad stopami indu z ołowiem nawiązana została współpraca z Instytutem Elektrotechniki Słowackiej Akademii Nauk w Bratysławie. Dla sprawdzenia nowszych przewidywań teorii nadprzewodnictwa stopów wyznaczone zostały charakterystyki magnetyczne nadprzewodzących stopów ołowiu z indem w zależności od temperatury przy różnych koncentracjach indu (0,9 at% do 5,14 at% In) (rys. 6). Parametr κ wykazuje przebieg zależności od temperatury i koncentracji zgodny z przewidywaniami teoretycznymi, co jednak nie jest zgodne z wcześniejszymi wynikami doświadczalnymi innych autorów [11]. Stwierdzono przy tym, że stop Pb-In przy koncentracji 1,2 at.% In jest nadprzewodnikiem II rodzaju dla temperatur niższych od 4,5°K, natomiast dla temperatur wyższych od 4,5°K jest nadprzewodnikiem pierwszego rodzaju [12].

W pracowniach Międzynarodowego Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych i Niskich Temperatur będą wykonywane badania stopów nadprzewodzących niejednorodnych o najwyższych temperaturach przejścia i wysokich polach krytycznych. Najwyższą temperaturą przejścia była od roku 1961

$T_c = 18,1^\circ\text{K}$ dla Nb_3Sn . W roku 1967 w ZSRR N. E. Aleksiejewski oraz współpracownicy uzyskali stop trójskładnikowy $\text{Nb}_3\text{Al-Nb}_3\text{Ge}$ o temperaturze przejścia w pobliżu 20°K [13]. W Stanach Zjednoczonych AP B. T. Matthias oraz współpracownicy uzyskali stop trójskładnikowy $\text{Nb}_3(\text{Al}_{0,8}\text{Ge}_{0,2})$ mający temperaturę przejścia $20,8^\circ\text{K}$. Ekstrapolacja do 0°K krytycznego pola magnetycznego daje wartość ok. 400 kOe [14].

$$\lambda = (2\pi\tau_c\tau)^{-1} = 0,882 \xi_0/l$$



Rys. 6. Zależność stosunku $\kappa(T)/\kappa(T_c)$ od temperatury względnej T/T_c dla próbek ołowiu z indem o różnej koncentracji indu. Krzywe wg teorii stopów nadprzewodzących [19]

otrzymanie stopów nadprzewodzących o znacznie wyższej temperaturze przejścia pozwoliłoby na szersze wykorzystanie zjawiska nadprzewodnictwa nie tylko w krioelektronice, ale również w energetyce. Należy tu jednak pamiętać, że dalszemu podwyższaniu temperatury przejścia w stopach, a więc dalszemu zwiększaniu oddziaływania elektronowofononowego może stać na przeszkodzie pojawiająca się niestabilność sieci krystalicznej [15].

Literatura

- [1] J. Bardeen; J. R. Schrieffer, *Progr. Low Temp. Phys.*, 3, 170 (1961).
- [2] R. Freud, Cz. Sułkowski, B. Makiej, *Phys. Letters*, 27A, 187 (1968).
- [3] B. Makiej, *ŻETF*, 34, 312 (1958).
- [4] R. Freud, *Acta Phys. Polon.*, 35, 925 (1969).
- [5] W. L. Ginzburg, L. D. Landau, *ŻETF*, 20, 1064 (1950).
- [6] A. A. Abrikosow, *ŻETF*, 32, 1442 (1957).
- [7] B. S. Deaver Jr., W. M. Fairbank, *Phys. Rev. Letters*, 7, 43 (1961).
- [8] U. Essmann, H. Träuble, *Phys. Letters*, 24A, 526 (1967).

- [9] Cz. Sułkowski, *Wpływ domieszek na własności nadprzewodzące metali* (praca doktorska, Wrocław 1969).
- [10] A. Sikora, B. Makiej, E. Trojnar, *Phys. Letters*, **27A**, 175 (1968).
- [11] P. Zoller, J. R. Dillinger, *Phys. Rev. Letters*, **20**, 1154 (1968).
- [12] E. Trojnar, *Physica*, **45**, 357 (1969).
- [13] N. E. Aleksiejewski, N. W. Agiejew, N. N. Michajłow, B. F. Szamrej, *Listy ŻETF*, **6**, 887 (1967).
- [14] S. Foner, E. J. Mc Niff Jr., T. Matthias, E. Corenzwit, *Proc. XI-th Internat. Conf. Low Temp. Phys.*, St. Andrews 1968, Vol. 2, p. 1025.
- [15] S. W. Tiablikow, W. W. Tołmaczew, *ŻETF*, **34**, 553 (1967).
- [16] E. Trojnar, B. Makiej, A. Sikora, *Acta Phys. Polon.*, **34**, 311 (1968).
- [17] H. Träuble, U. Essmann, *Jahrbuch der Akademie der Wissenschaften in Göttingen*, 1967, S. 17 (Vandenhoeck u. Ruprecht in Göttingen).
- [18] E. A. Lynton, B. Serin, M. Zucker, *J. Phys. Chem. Solids*, **3**, 165 (1957).
- [19] E. Helfand, N. R. Werthamer, *Phys. Rev.*, **147**, 288 (1966).

Zofia Gołąb-Meyer

Institut Fizyki UJ
Kraków

Rozpraszanie do tyłu przy wysokich energiach

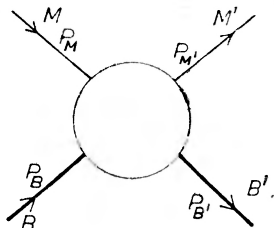
Backward Scattering at High-Energies

Abstract: Short review of Backward scattering (region near 180° scattering angle) problem is given. At first experimental situation (on the some typical examples) is considered and than theoretical model, such as one baryon exchange model, Regge pole exchange model, direct channel resonances model and quark model, for backward scattering are presented.

Różniczkowy przekrój czynny dla większości reakcji dwuciałowych i kwasi-dwuciałowych ma ostre maksimum dla kąta rozpraszania 180° . Obszar tego maksimum nazywa się zwykle obszarem rozpraszania do tyłu. W artykule, na najbardziej charakterystycznych przykładach, omówiono sytuację doświadczalną. Następnie zaprezentowano cały szereg modeli teoretycznych (jak model jednocząstkowej wymiany, model biegunów Regge, model formacji rezonansów w kanale prostym, model kwarków), tłumaczących rozpraszanie do tyłu.

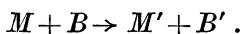
I. Wstęp

W ostatnich latach mechanizm oddziaływań między cząstkami elementarnymi był i jest nadal przedmiotem intensywnych badań. Szczególnie dogodnie do badania są reakcje dwuciałowe (rys. 1), to znaczy takie reakcje, w których

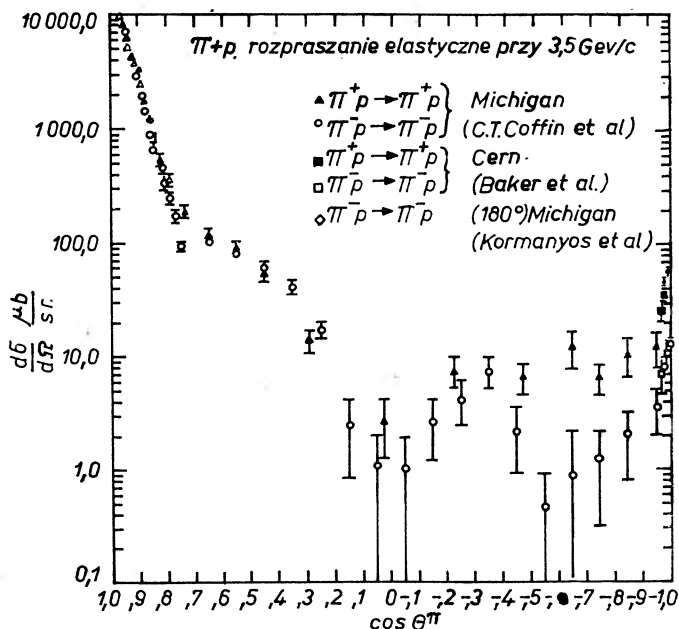


Rys. 1

zarówno w stanie początkowym, jak i końcowym znajdują się dwie cząstki. W przypadku, gdy rozważamy zderzenie barionu z mezonem, reakcję taką zapisujemy symbolicznie:



Eksperyment przede wszystkim dostarcza informacji o przekrojach czynnych całkowitych i różniczkowych. Otóż już dawno zauważono, a następnie za pomocą szeregu modeli opisano, że przy *wysokich energiach* (rzędu paru GeV/c



Rys. 2. Rozkład kątowy (w układzie środka masy) elastycznego różniczkowego przekroju czynnego πp przy 3,5 GeV/c pędu pionów padających w laboratorium. Dane pokazują maksimum dyfrakcyjne, duży obszar kątów pośrednich z kiepskimi danymi oraz wyraźne „piki” do tyłu. „Pik” dla reakcji $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ jest znacznie wyższy niż dla $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$, ma ostrzejszy spadek; „piki” do tyłu są 100–1000 razy mniejsze niż „pik” dyfrakcyjny

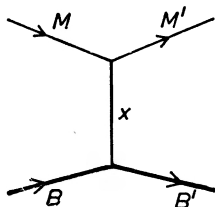
pędu cząstki padającej w laboratorium) reakcje te na ogół mają charakter peryferyczny, to znaczy, że krzywa różniczkowego przekroju czynnego ma wyraźne bardzo ostre maksimum dla małych kątów. Na rys. 2 pokazane są wykresy różniczkowych przekrojów czynnych reakcji

$$\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$$

przy pędzie początkowym mezonów π 3,5 GeV/c w laboratorium. Dane pochodzą z eksperymentów przeprowadzonych przez różne laboratoria.

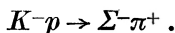
Zarówno przekrój czynny na reakcję $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$, jak i $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ mają dla kątów bliskich 0° ostre maksimum, co więcej, oba przekroje czynne dla małych kątów praktycznie pokrywają się. Taki kształt przekroju czynnego, jego peryferyczny charakter jest między innymi tłumaczony przez modele typu *wymiany mezonowej*. Mechanizm wymiany jest schematycznie przedstawiony na rys. 3. Wymieniany obiekt oznaczono przez x . Musi on spełniać prawa zachowania odpowiednich liczb kwantowych, jak B , P , I , S , G (liczba barionowa, parzystość, izospin, dziwność, parzystość G). W szczególności wymieniana

liczba barionowa B wynosi 0 (stąd też nazwa — wymiana mezonowa). Do klasy modeli wymiany mezonowej zalicza się model jednomezonowej wymiany w przybliżeniu biegunowym (OME), OME z absorpcją [1] (w tym modelu uwzględnia się ponadto oddziaływanie ze sobą cząstek w stanie początkowym M z B oraz w stanie końcowym B' z M'), a także model wymiany biegunów Regge [2].

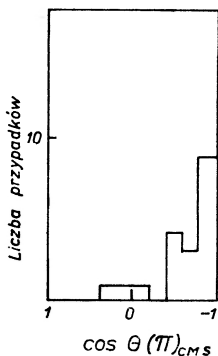


Rys. 3

Znane są jednakże reakcje, w których prawa zachowania zabraniają przebiegu procesu przedstawionego na rys. 3. Przykładem takiej reakcji może być



Istotnie, nie jest znany mezon o ładunku 2. Na rys. 4 przedstawiony jest wykres ilości obserwowanych dla tej reakcji przypadków w zależności od kąta rozproszenia w układzie środka masy. Obserwujemy brak przypadków rozproszenia do przodu. Maksimum występuje natomiast przy 180° . Reakcja powyższa nie jest wyjątkiem. Występuje bowiem następująca prawidłowość: reakcje, dla których



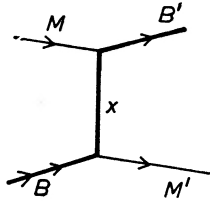
Rys. 4. Liczba obserwowanych przypadków (w układzie środka masy) w zależności od kąta rozpraszania dla reakcji $K^-p \rightarrow \Sigma^- \pi^+$ przy pędzie początkowym mezonów K równym $3,5 \text{ GeV}/c$ (w układzie laboratoryjnym)

nie są znane mezony możliwe do wymiany przy wyższych energiach (powyżej $3 \text{ GeV}/c$ pędu cząstki padającej w lab.), nie mają maksimum dyfrakcyjnych. Podobne maksimum dla kątów bliskich 180° do występującego w reakcji $K^-p \rightarrow \Sigma^- \pi^+$ ma wiele innych reakcji.

Baczną analizą rys. 2 pokazuje, iż przekroje czynne reakcji $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm p$ mają „piki” przy 180° .

Obszar maksimumów do tyłu — to obszar rozpraszania do tyłu, którym zajmiemy się bliżej w tym artykule.

Przy wzroście ilości eksperymentów i dokładności pomiarów okazało się, że wiele reakcji dwuciałowych wykazuje maksimum dla kątów bliskich 180° . Przy energiach 3—4 GeV/c (pędu cząstki padającej w lab.) są one na ogół 100 do 1000 razy mniejsze niż odpowiednie maksima do przodu. Stąd też biorą się duże trudności doświadczalne.



Rys. 5

Powodzenie modeli wymiany mezonowej dla obszaru maksimum dyfrakcyjnego zachęciło fizyków do prób tłumaczenia maksimumów do tyłu tzw. *wymianą barionową*, przedstawioną schematycznie na rys. 5. Tutaj wymieniany obiekt x musi mieć liczbę barionową $B = 1$. Przypadki rozpraszania do tyłu, tzn. te, w których barion odrzutu B' ma kierunek bliski kierunkowi mezonu uderzającego w tarczę, zachodzą dla małych kwadratów przekazu czteropędu od naddatującego mezonu do barionu odrzutu, czyli dla małych u , gdzie

$$u = (p_{B'} - p_M)^2.$$

Mówi się, że mamy do czynienia z wymianą cząstki w kanale u reakcji. Bariony mają masy parokrotnie większe niż mezony (dla porównania $m_\pi = 0,137$ GeV, a $m_N = 0,938$ GeV), stąd też spodziewamy się, że zasięg oddziaływania sił poprzez wymianę barionów będzie mniejszy od zasięgu sił działających poprzez wymianę mezonów. Fakt ten jakościowo tłumaczy dlaczego maksima do tyłu są znacznie mniejsze od maksimumów do przodu.

W rozdziale II omówiony został przykładowy eksperyment oraz scharakteryzowano ogólną sytuację dotyczącą pomiarów różniczkowych przekrojów czynnych dla kątów bliskich 180° . Rozdział III poświęcony jest omówieniu modeli: formacji rezonansów w kanale prostym, modelu biegunów Regge oraz modelu kwarków. Dwa ostatnie modele są typu wymiany barionowej. Rozdział IV zawiera podsumowanie.

II. Pomiar różniczkowych przekrojów czynnych w tył

Pomiarów różniczkowych przekrojów czynnych w obszarze kątów bliskich 180° dokonuje się techniką komór pęcherzykowych oraz techniką licznikową.

Przy fotografowaniu komór pęcherzykowych na kliszach fotograficznych

zarejestrowane są wszystkie zderzenia, jakie zaszły w komorze. Spośród nich wybiera się przypadki, w których mezon został odrzucony do tyłu. Tak więc pomiarów różniczkowego przekroju czynnego w tył dokonuje się na ogół przy okazji innych pomiarów.



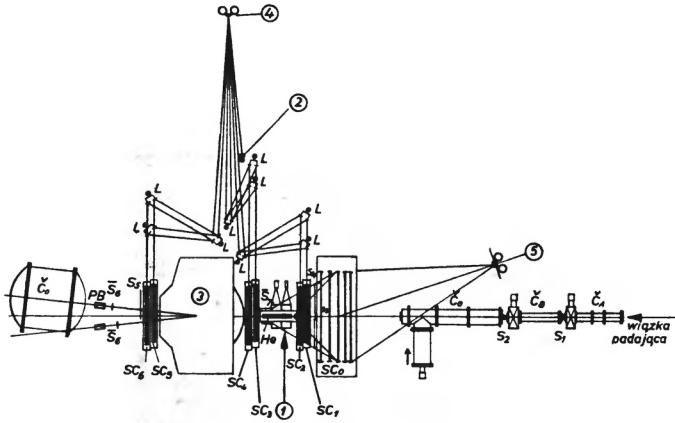
Rys. 6. Przypadek rozproszenia elastycznego w tył. Krzyżyki oznaczają markery na komorach. Kreseczki przedstawiają ślady cząstek. U dołu fotografii znajdują się zdjęcia komór iskrowych SC_1 i SC_2 , u góry zaś widok z góry na te same komory. W pierwszej komorze widać ślad mezonu padającego, w drugiej ponadto widać mezon rozproszony do tyłu. Na górnych zdjęciach widoczny jest proton odrzutu odchylony przez magnes

Przy technice licznikowej eksperyment od razu „nastawiony“ jest na reakcje dwuciałowe i obszar kątów bliskich 180° .

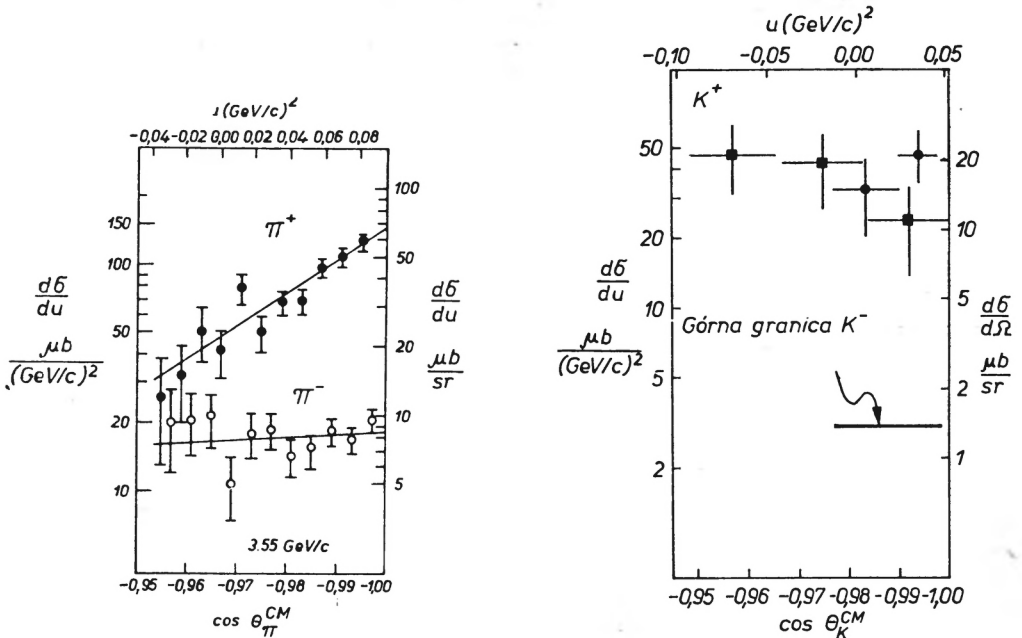
Techniką w pewnym sensie „kliszowo-licznikową“ są pomiary przy pomocy komór iskrowych. Tutaj bowiem, oprócz elektronicznie rejestrowanych odpowiednich impulsów, dokonuje się również zdjęć komór iskrowych. Na zdjęciach takich „widać“ ślady cząstek padających i protonów odrzutu.

Zdjęcie przedstawione na rys. 6 pochodzi z eksperymentu wykonanego dzięki współpracy Saclay-CERN. Wiązka padająca były mezony π^\pm , K^\pm o pędzie $3,5 \text{ GeV}/c$. Schemat urządzenia przedstawiono na rys. 7. W eksperymencie wykonano 560 000 fotografii, z czego do ostatecznej analizy użyto 420 00. Otrzymane wyniki przedstawione są na rysunkach 8a, b. Przede wszystkim rzuca się w oczy fakt, że na rozpraszanie elastyczne K^-p do tyłu otrzymano jedynie górną granicę. Jeśli wierzymy w słuszność modelu przedstawionego na rys. 5, to fakt ten jest łatwy do zinterpretowania. Nie jest znany bowiem barion o dziwności $S = +1$ (a tylko taki mógłby być tu wymieniany).

Patrząc na rys. 8 jeszcze raz możemy zaobserwować fakt, że przekrój czynny na reakcję $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ jest prawie 10 razy większy niż na reakcję $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$,



Rys. 7. Schemat aparatury: S — liczniki scyntylicyjne, SC — komory iskrowe, C — liczniki Czerenkowa, H_2 — tarcza wodorowa. 1 — tarcza, 2 — rejestrator danych, 3 — magnes, 4 — kamera fotograficzna I, 5 — kamera fotograficzna II. Kamera I — kamera fotograficzna, która za pomocą systemu lusterek L rejestruje na kliszy obraz komór $SC_0, SC_1, SC_2, SC_3, SC_4, SC_5, SC_6, SC_7$.



Rys. 8a). Różniczkowy przekrój czynny na reakcji $(\pi^\pm p)_a$. Linie proste przedstawiają dopasowanie danych do formuły $\frac{d\sigma}{du} = AeBu$; b) różniczkowy przekrój czynny na reakcje $(K^\pm p)_a$

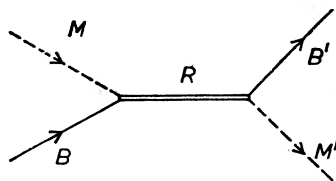
oraz że ma znacznie ostrzejszy spadek. Ponadto widać, że przekrój czynny $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ ma „strukturę“, a mianowicie w przekroju czynnym występuje „dolek“ dla $u = -0,15$.

W rozmaitych laboratoriach przebadano cały szereg reakcji ze szczególnym uwzględnieniem kątów bliskich 180° . Dokładny przegląd rezultatów można znaleźć w przeglądowych artykułach Lyonsa [3], Derricka [4], Eskreysa [5], Bellettiniego [6].

III. Modele rozpraszania do tyłu

1. Formacja rezonansów w kanale prostym

Jeśli proces przebiega w sposób przedstawiony na rys. 9, to znaczy, jeśli po zderzeniu dwóch cząstek tworzy się a następnie rozpada rezonans, to mamy do czynienia z formacją rezonansu w tzw. *kanale prostym* reakcji. Jest to od-



Rys. 9

mienna sytuacja od przedstawionych na rys. 3 i 5. Mechanizmy przedstawione na rys. 3 i 5 są to wymiany cząstek w tzw. kanałach *skrzyżowanych* reakcji. Okazuje się, że przy niższych energiach (do $3 \text{ GeV}/c$ pędu cząstki padającej w lab.) procesy wygodniej opisywać przez model przedstawiony na rys. 9, zaś przy energiach wyższych ($\geq 3 \text{ GeV}/c$) rezultaty są lepsze przy opisie modelem typu wymiany.

Przekrój czynny dla procesów typu $\pi N \rightarrow \pi N$, $KN \rightarrow KN$ wyraża się wzorem

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2 + \sin^2\theta |g|^2,$$

gdzie f — tzw. amplituda „non-spin-flip“ (bez odwrócenia spinu), g — tzw. amplituda „spin-flip“ (z odwróceniem spinu), θ — kąt rozproszenia w układzie środka masy reakcji (CMS).

Przy 180°

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f|^2.$$

Wtedy też rozwinięcie amplitudy f na fale cząstkowe ma postać

$$f = \frac{1}{p_{\text{CMS}}} \sum_{l,J} (J + \frac{1}{2}) (-1)^l f_l^J,$$

gdzie J, l — całkowity i orbitalny kręt, p_{CMS} — pęd w CMS. Przyczynki od poszczególnych rezonansów można sparametryzować (postać Breit-Wignera):

$$f_i^J = \frac{x}{\varepsilon - i} \quad \text{gdzie} \quad \varepsilon = \frac{M^2 - s}{M\Gamma}.$$

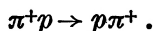
Wielkości M, Γ, x oznaczają masę, całkowitą szerokość i elastyczność rezonansów, s jest kwadratem energii w układzie środka masy. Obliczenia wykonane przy powyższych założeniach dawały świetną zgodność z doświadczeniem. Dane o rezonansach (jak J, l, M, Γ, x) były zbliżone do danych z tablic cząstek elementarnych Rosenfelda.

W ostatnich latach dokonano również obliczeń sumując w amplitudzie zarówno przyczynki pochodzące od formujących się w kanale prostych rezonansów, jak i przyczynki pochodzące od wymiany cząstek w kanale skrzyżowanym. W przypadku gdy wymiana barionowa opisywana była przez bieguny Regge, model nosił nazwę modelu interferencyjnego (od interferencji tych przyczynków). Po dokładniejszej analizie modelu interferencyjnego okazało się jednak, że uzyskiwana dobra zgodność z doświadczeniem była przypadkowa. Na mocy tzw. *dualności* [7] nie wolno bowiem w amplitudzie sumować obu tych przyczynków, gdyż popełnia się tzw. błąd podwójnego zliczenia („double counting“). Otóż zachodzi $\text{Im}\langle f_{\text{res}} \rangle = \text{Im}\langle f_{\text{regge}} \rangle$, gdzie średniowanie jest po energii (f_{res} oznacza przyczynkę do amplitudy pochodzący od formacji rezonansów w kanale prostym reakcji, zaś f_{regge} — przyczynkę pochodzący od wymiany biegunów Regge). Trudność powyższą rozwiązuje automatycznie (w konstrukcji amplitud) ostatnio coraz bardziej modny model Veneziano [9]. Amplituda Veneziano jest tak skonstruowana, że przy niskich energiach jest nieskończoną sumą rezonansów w kanale prostym, natomiast przy wysokich energiach przechodzi w amplitudę reggowską.

Jak już mówiliśmy, przyczynki od rezonansów w kanale prostym dają lepszy opis w obszarze niższych energii (3,5 GeV) w tzw. obszarze rezonansowym, zaś wymiana cząstek w kanale skrzyżowanym w obszarze wyższych energii.

2. Modele wymiany barionowej. Model biegunów Regge

Model wymiany barionowej po raz pierwszy był zastosowany do obliczenia różniczkowego przekroju czynnego dla reakcji

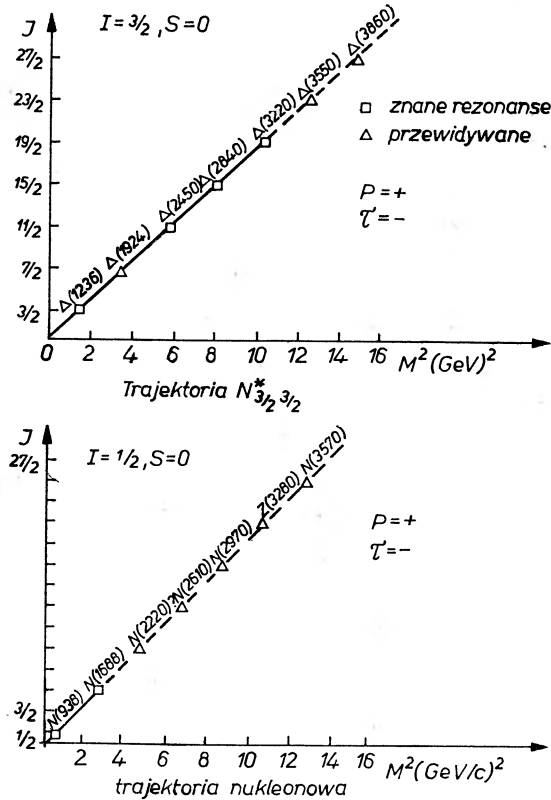


Założono, iż wymienianym obiektem x jest neutron. To przybliżenie (Born'a) nie dało jednakże zadowalających rezultatów. Wprowadzenie formfaktorów (funkcji zależnych jedynie od kwadratu przekazanego czteropędu) wprawdzie poprawiło znacznie wyniki, lecz ciągle pozostawały one niezadowalające. Uwzględnienie absorpcji również nie dało wiele. Dużym krokiem naprzód jest model biegunów Regge dla rozpraszania do tyłu.

Otóż w modelu tym zakłada się, że obiektem wymienianym x jest nie jedna

czy nawet parę cząstek, lecz całe nieskończone szeregi cząstek zwane *trajektoriami Regge*.

Trajektorią Regge nazywamy nieskończony szereg cząstek o tych samych liczbach kwantowych B, P, I, S (liczba barionowa, parzystość, izospin, dziwność), lecz różniących się masami i odpowiednio wzrastającymi spinami (co dwa). Na rys. 10 przedstawione są przykładowo liniowe trajektorie nukleonu i rezonansu $N_{3/2}^*$. Wykres nosi nazwę wykresu Chew-Frautschi. Trajektorja przybiera nazwę od cząstki leżącej najniżej na wykresie Chew-Frautschi. Okazuje się,



Rys. 10. Trajektorie $N_{3/2, 3/2}^*$ i nukleonu (dodatkową liczbą kwantową trajektorii jest tzw. sygnatura. Dla trajektorii barionowych wynosi ona $\tau = (-1)^{J+1/2}$)

że większość znanych do tej pory rezonansów barionowych można ułożyć na takich z grubsza biorąc prostoliniowych trajektoriach.

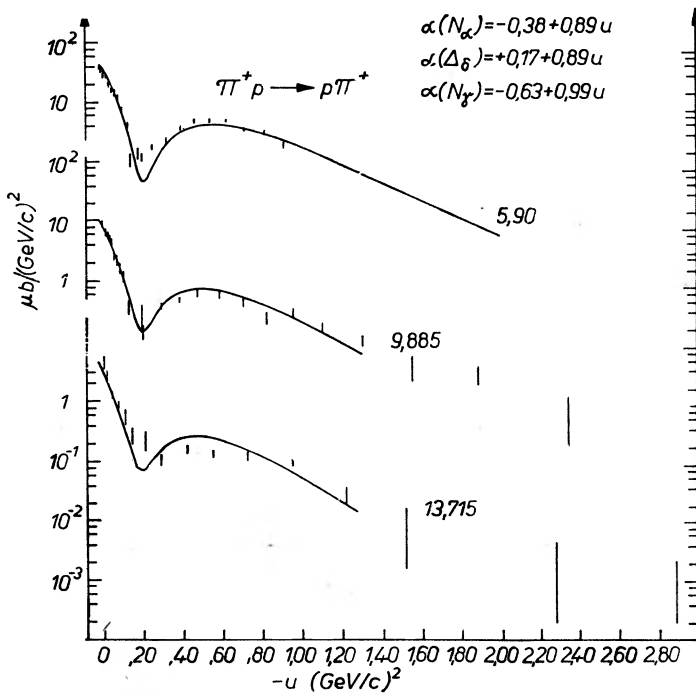
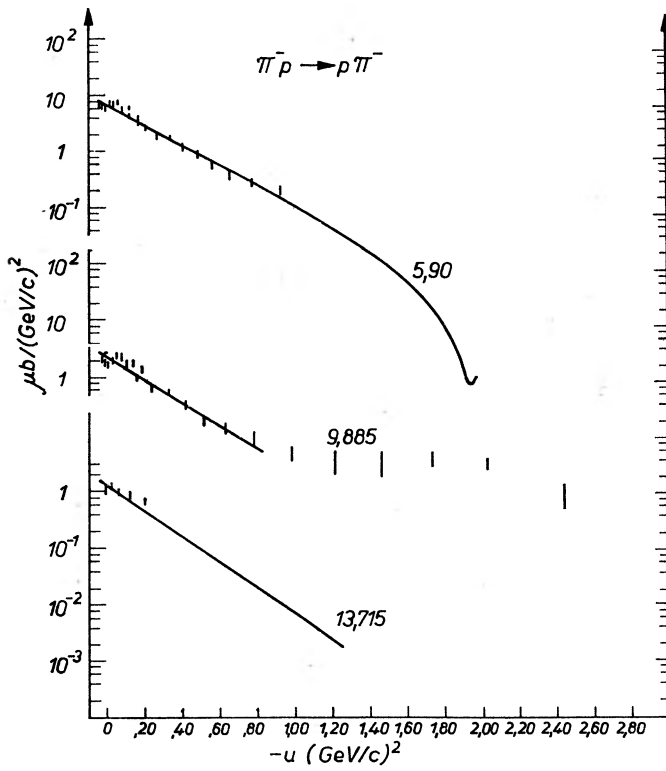
W modelu biegunów Regge amplitudy f i g dane są wzorami:

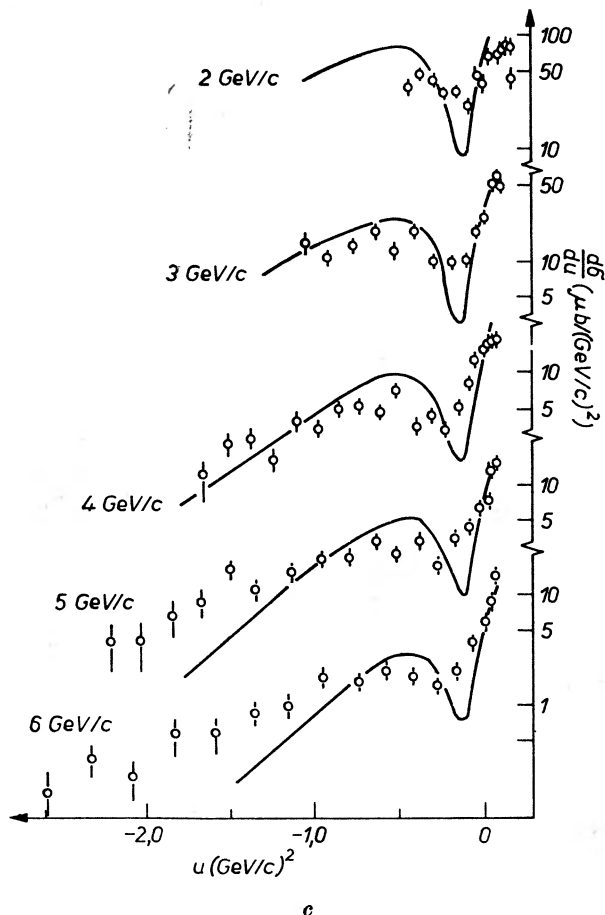
$$f(\sqrt{s}, u) = f_1(\sqrt{s}, u) - \cos \Theta f_1(-\sqrt{s}, u)$$

$$g(\sqrt{s}, u) = -f_1(-\sqrt{s}, u),$$

gdzie

$$f_1(s, \sqrt{u}) = \frac{E_u + M}{\sqrt{u}} \left(\alpha + \frac{1}{2} \right) \left(\alpha + \frac{3}{2} \right) \gamma \frac{1 + i\tau e^{-i\pi\alpha}}{\cos \pi\alpha} \left(\frac{s - M^2 - \mu^2}{s_0} \right)^\alpha$$





Rys. 11a). Wyniki dopasowania wymiany trajektorii Δ_s w reakcji $\pi^-p \rightarrow p\pi^+$; b) wyniki dopasowania wymiany trajektorii Δ_s , N_a , N_γ w reakcji $\pi^+p \rightarrow p\pi^+$; c) przewidywania modelu biegunów Regge dla reakcji $\pi^-p \rightarrow n\pi^0$

s — kwadrat energii w układzie CMS, M , μ — masa nukleonu i mezonu, s_0 — stała.

$$u = (p_N - p_\pi)^2$$

$\alpha = \alpha(\sqrt{u})$ — funkcja nosząca nazwę trajektorii; opisuje ona prostą na wykresie Chew-Frautschi, τ — sygnatura trajektorii, γ — tzw. funkcja residuum trajektorii; nie jest ona dana przez model.

Zakładając prostą postać funkcji residuum, Barger i Cline [8] dopasowali do wyników doświadczalnych (to jest do różniczkowych przekrojów czynnych reakcji $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ oraz $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$) parametry trajektorii N oraz N^*_{33} oraz funkcje residuum tychże trajektorii. Przy pomocy tych dopasowanych parametrów można było już wyliczyć przekrój czynny na reakcję $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$. Wyniki przedstawione są na rys. 11.

Uderza fakt, że za pomocą tej parametryzacji otrzymano charakterystyczną różnicę w zachowaniu się przekrojów czynnych na reakcje $\pi^-p \rightarrow \pi^-p$ (niższa wartość, łagodny spadek) i na reakcję $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ (większe wartości, ostry spadek, „dołek“ dla $u = -0,15$) a także, iż otrzymano mniej więcej prawidłowe przewidywanie dla reakcji $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ (zwłaszcza przy niższych energiach). Niewątpliwym sukcesem jest to, że dopasowane parametry trajektorii N i N_{33}^* prawie pokrywają się z otrzymanymi z wykresu Chew-Frautschi, a mianowicie

	Wartości otrzymane z wykresu Chew-Frautschi	Wartości otrzymane z rozpraszania w tył
N	$-0,39 + 1,01 u$	$-0,38 + 0,89 u$
N_{33}^*	$0,15 + 0,90 u$	$0,17 + 0,89 u$

Podobne obliczenia były również dokonane dla reakcji $\pi^-p \rightarrow K^0 \Lambda$ oraz dla reakcji $K^+p \rightarrow K^+p$. Dla tej ostatniej reakcji dopasowywano wymianę dwóch trajektorii Λ , a mianowicie trajektorii Λ_a , to jest zaczynającej się od cząstki $\Lambda(1115, \frac{1}{2}^+)$ oraz trajektorii Λ_ν , to jest zaczynającej się od rezonansu $Y_0^*(1520, \frac{1}{2}^-)$. Otóż najbardziej zadowalające dopasowanie otrzymano dla przypadku, gdy obie trajektorie i ich residua pokrywają się. Jest to przypadek tzw. *degeneracji wymiennej*. Degeneracja taka może zachodzić, gdy w jednym z kanałów reakcji (tu: w kanale prostym $K^+p \rightarrow K^+p$) nie mogą tworzyć się znane rezonanse (tu: o dziwności $S = +1$).

3. Modele wymiany biegunów Regge z cięciami

i) Cięcia absorpcyjne

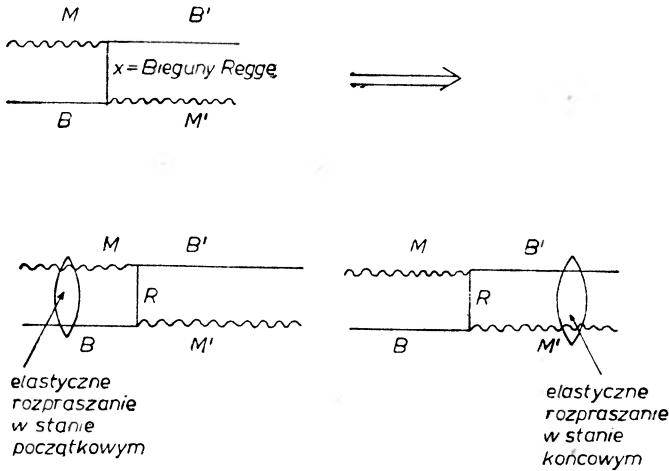
Ostatnio [11] ukazała się przeglądowa praca Bergera i Foxa omawiająca modele reggowskie dla rozpraszania do tyłu dla elastycznego rozpraszania πp .

Omówiony w rozdziale 2 model wymiany barionowych biegunów Regge został nazwany przez autorów modelem GORE (Good Old Regge Pole Model). Jednakże dokładna analiza nowych danych doświadczalnych pokazała że nie jest on w pełni zadowalający (zbyt grube przewidywania na reakcję $\pi^-p \rightarrow \pi^0n$ oraz złe przewidywania polaryzacji). Postuluje się wprowadzenie do modelu oprócz wymiany biegunów wymiany cięć. Cięcia takie mogą być generowane przez absorpcję, czyli przez uwzględnienie elastycznego oddziaływania ze sobą cząstek w stanie początkowym i końcowym reakcji. Na rys. 12 przedstawiono schemat oddziaływania z uwzględnieniem absorpcji. Wprowadzenie cięć wyraźnie poprawiło wyniki i zmieniło przewidywania modelu.

Obecnie do opisu rozpraszania do tyłu używa się dwóch rodzajów cięć, tzw. „słabych“ (Argonne Model) oraz „silnych“ (Michigan Model). Zainteresowanych odsyłamy do wspomnianego już [11] artykułu Bergera i Foxa oraz do artykułu [11] Ringlanda.

Faktem godnym podkreślenia jest to, iż obecne dane doświadczalne nie

wyrokują o wyższości jednego z tych modeli. Dla porównania na rysunkach 13 i 14 przedstawiono wyniki modelu ze „słabymi“ cięciami oraz z „silnymi“. Decydującymi będą pomiary polaryzacyjne, ponieważ tutaj oba modele dają zgoła inne przewidywania.



Rys. 12

ii) Modele HIPPIE. Symetria Gribowa — MacDowella

Analiza własności analitycznych amplitud rozpraszania prowadzi do tzw. symetrii Gribowa — MacDowella. Symetria ta odbija się na określonych w 2 rozdziale funkcjach α i γ w sposób następujący

$$\alpha^+(+\sqrt{u}) = -\alpha^(-\sqrt{u})$$

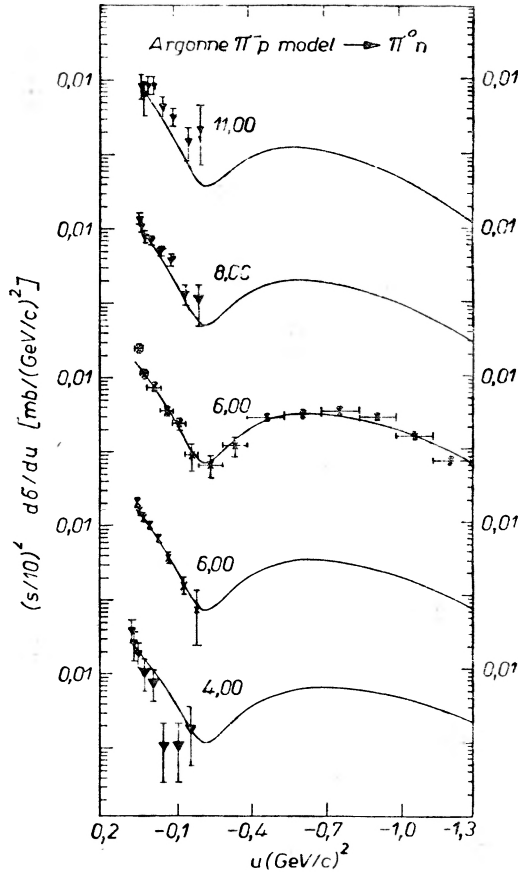
$$\gamma^+(+\sqrt{u}) = \gamma^(-\sqrt{u})$$

Wskaźniki u góry odnoszą się do wielkości τP , gdzie τ jest sygnaturą, P parzystością trajektorii.

Symetria Gribowa — MacDowella mówi nam, że jeżeli mamy na przykład do czynienia dla reakcji $\pi^+p \rightarrow \pi^+p$ z wymianą trajektorii nukleonowej ($\tau = 1$, $P = 1$, $\tau P = 1$) oraz trajektorii N_{33}^* ($\tau P = -1$, $\tau = -1$, $P = 1$), to równocześnie wymieniane są „odbite“ trajektorie o przeciwnych τP . Jeżeli trajektorie są liniowe, to masy cząstek, leżących na „odbitych“ trajektoriach tzw. partnerów MacDowella, powinny być równe masom cząstek na macierzystych trajektoriach. Tymczasem nie jest znana cząstka o masie zbliżonej do masy nukleonu, lecz przeciwnej parzystości, podobnie jak nie jest znany partner MacDowella rezonansu N_{33}^* .

W starym modelu biegunów Regge ominięto tę trudność przez taką parametryzację funkcji residuum, by znikaly one dla wartości \sqrt{u} odpowiadających nukleonowi i rezonansowi N_{33}^* . Takie rozwiązanie jest dobre z punktu widzenia praktycznego opisu danych doświadczalnych.

Tymczasem dotychczasowa ewidencja rezonansów przeczy w ogóle istnieniu partnerów MacDowella, zatem poprawnie należałoby uwzględnić skasowanie przyczynków od wszystkich partnerów. Skasowanie przyczynków od wszystkich partnerów MacDowella prowadzi do wprowadzenia cięć, nazwanych w odróżnieniu od absorpcyjnych cięciami kinematycznymi.



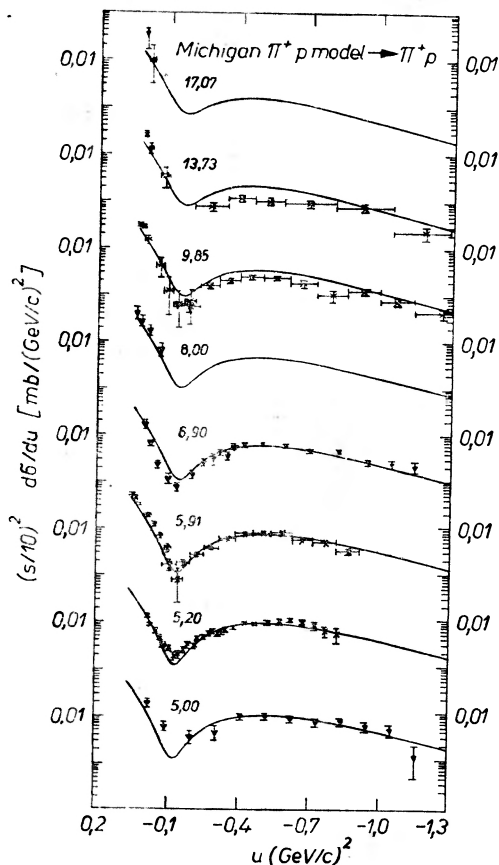
Rys. 13. Wyniki dopasowania parametrów modelu wymiany biegunów Regge z absorpcją „słabą” (model Argonne). Dane podawane są z czynnikiem $(s/10)^2$, by oddzielić punkty doświadczalne pochodzące od pomiarów przy różnych energiach

Modele uwzględniające cięcia kinematyczne noszą nazwę modeli HIPPPIE (Hide Parity Partners In The Error Function). W chwili obecnej modele HIPPPIE są dopiero szerzej badane i opis danych przez nie na razie ustępuje opisowi przez „stare” modele. Model ten ma jednak znaczenie teoretyczne.

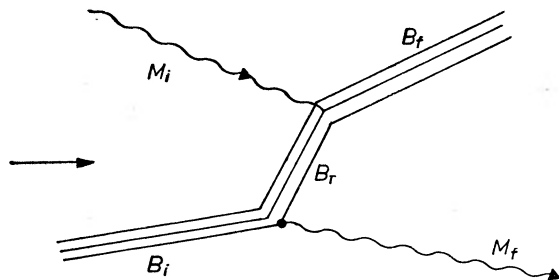
4. Model kwarków dla rozpraszania do tyłu

Jeszcze jednym z wariantów modelu wymiany barionowej jest model kwarków [11] dla rozpraszania do tyłu. W modelu tym jedynie barion początkowy i końcowy rozpatrywane są jako trójkwarkowe układy. Proces przebiega w sposób następujący (rys. 15): najpierw barion początkowy emituje mezon końcowy,

a następnie powstały barion pośredni, tzw. barion wirtualny, absorbuje mezon początkowy. Zarówno proces emisji, jak i absorpcji zachodzą przy małym przekazie kwadratu czteropędu; można także założyć, że to poszczególne kwarki



Rys. 14. Wyniki dopasowania parametrów modelu wymiany biegunów Regge z absorpcją „silną” (model Michigan)



Rys.15

absorbują i emitują mezony. Na cały proces składa się suma kombinacji emisji i absorpcji przez poszczególne kwarki. Powyższe założenie nosi nazwę *addytywności*, jest ono (w trochę innej wersji) powszechnie stosowane w modelu kwarków.

Omówiony powyżej model kwarków daje cały szereg relacji pomiędzy przekrojami czynnymi dokładnie do tyłu. Przytoczmy przykładowo relację wiążącą przekrój czynny na produkcję N^*_{33} z przekrojami $\pi N \rightarrow N\pi$

$$\sigma(\pi^- p \rightarrow N^* \pi^+) = \frac{21}{25} \sigma_+ - \frac{21}{200} \sigma_- + \frac{6}{25} \sigma,$$

gdzie

$$\sigma_{\pm} = \sigma(\pi^{\pm} p \rightarrow p\pi^{-})$$

$$\sigma_0 = \sigma(\pi^- p \rightarrow n\pi^0).$$

Korzystając z danych o przekrojach σ_+ , σ_- , σ_0 możemy wyliczyć przekrój czynny na produkcję N^* . Powyższa relacja czeka na weryfikację doświadczalną. Cechą, która zasadniczo różni model kwarków od modeli biegunów Regge jest to, że model kwarków mówi nam „co się dzieje“ w wierzchołkach procesu (emisja, absorpcja), podczas gdy modele biegunów Regge precyzują dokładnie obiekty wymieniane, pozostawiając funkcje wierzchołkowe, czyli residua, do dopasowania do doświadczenia. Przedstawiony model kwarków nie uwzględnia wymiany cząstek tzw. partnerów MacDowella, z którymi to model biegunów Regge ma kłopoty.

Oprócz omówionego modelu istnieje cały szereg innych modeli kwarkowych dla rozpraszania do tyłu. Ich wspólną cechą jest to, że podobnie jak przytoczony model dają relacje między przekrojami czynnymi.

IV. Konkluzje

Zagadnienie rozpraszania do tyłu jest dość charakterystyczne dla fizyki wysokich energii. W braku istniejącej teorii konstruuje się modele czy nawet całe grupy modeli, z których każde obejmują zagadnienie jakby z nieco innego punktu widzenia. Modele z początku bardzo proste (model wymiany jedno-cząstkowej) komplikują się (model wymiany biegunów Regge), by wyjaśniać coraz to nowe detale doświadczalne.

W artykule nie omówiono wszystkich modeli (jak np. modelu optycznego), gdyż chodziło raczej o ukazanie bieżącej sytuacji; omówiono więc jedynie ostatnio „modne“ modele. Nie omówiono również „trudności“ modeli, zwłaszcza trudności modelu biegunów Regge, nazywanego od niedawna klasycznym czy nawet wręcz staromodnym (C. Lovelace) modelem biegunów Regge. Otóż niektóre z problemów biegunów Regge rozwiązuje powstały niedawno model Veneziano. Asymptotycznie ($E^2 \rightarrow \infty$, $u = \text{const}$) amplituda Veneziano jest typu reggowskiego. Reprezentacja Veneziano amplitudy rozpraszania ma niewątpliwie szereg zalet, jak np. to, iż rozwiązuje automatycznie problem dualności, i że parametryzacja funkcji residuum wynika z modelu. Niemniej model ten nie jest remedium na wszystkie braki klasycznego modelu biegunów Regge. Reprezentacja Veneziano pozwoliła też na nowe, niesprzeczne z dualnością wersje modelu interferencyjnego.

Należy podkreślić, że rozmaite wersje modelu biegunów Regge czy modelu interferencyjnego dają zgoła różne przewidywania na polaryzację. A więc szybki napływ nowych danych, zwłaszcza pomiarów polaryzacji, pozwoli na jakiś zdecydowany krok naprzód; wyjaśni wiele trudności, zweryfikuje modele.

Literatura

Literatura zasadniczo nie zawiera prac oryginalnych. Wymienione są jedynie artykuły przeglądowe, które zawierają obszerną bibliografię na dany temat.

- [1] H. Pilkuhn, *The Interactions of Hadrons*, North-Holland Pub. Co., Amsterdam 1967; A. Kotański, *Proc. VI Cracow School of Theoretical Physics*, 1966.
- [2] W. Frazer, *Proc. XLI Course of the International School of Physics „Enrico Fermi“*, 1967.
- [3] L. Lyons, *Nuovo Cimento*, 43, 887 (1966).
- [4] M. Derrick, *Backward Peaks (experimental)*, Invited talk at Conference on Hadron Collisions at High Energy, CERN, January 1968.
- [5] A. Eskreys, *Proc. VIII Cracow School of Theoretical Physics*, 1968.
- [6] G. Belletini, *Proc. Conference in Vienna* 1968.
- [7] A. Kotański, *Proc. IX Cracow School of Theoretical Physics*, 1969.
- [8] V. Barger, *Backward Peaks and Regge Phenomenology*, Preprint COO-881-216 (1968).
- [9] Model Veneziano: G. Veneziano, *Nuovo Cimento*, 57A, 190 (1968).
- [10] E. L. Berger, G. Fox, *Preprint ANL/HEP 7019* (1970); Ringland, *Proc. X Cracow School of Theoretical Physics* (1970).
- [11] A. Białas, K. Zalewski, *Proc. VIII Cracow School of Theoretical Physics* (1968).

Kazimierz Blankiewicz

Instytut Fizyki
Politechniki Warszawskiej

Naprężenia w cienkich warstwach otrzymywanych metodą próżniowego naparowywania

Stress Analysis of the Vacuum Deposited Thin Layers

Abstract: A short review of some measuring methods of stress in thin solid films is given in this article; and a some attempts of interpretations these phenomena are presented, as well.

1. Wstęp

Postępujący rozwój współczesnej techniki zmusza do ciągłego badania coraz to nowych materiałów i opracowywania nowych technologii ich otrzymywania. Jedną z klas materiałów, która w ostatnim dwudziestoleciu zrobiła „karierę“ (ze względu na liczne zastosowania w optyce i elektronice) jest klasa materiałów cienkowarstwowych (w skrócie: cienkie warstwy) otrzymywana poprzez naparowanie żądanego materiału w próżni na podłoże stałe. Grubości cienkich warstw leżą zwykle w przedziale $10-10^4$ Å. Każdemu, kto zetknął się z problemem otrzymywania cienkich warstw, nie obce są zjawiska pęknięcia, powstawania rys czy też samoczynne „łuszczenie się“ warstwy, a to wskazywałoby na istnienie naprężeń w warstwie. Pierwsze prace ujmujące ilościowo to zjawisko zaczęły ukazywać się począwszy od roku 1950 [17]—[4].

W pracach tych zmierzono naprężenia w cienkich warstwach różnych metali i próbowano podać przyczyny ich powstawania. W latach późniejszych pojawiło się szereg dalszych prac, a postępujący ciągły rozwój techniki pomiarowej pozwolił na szersze spojrzenie na to zagadnienie [5]—[11].

2. Metody pomiaru naprężeń

Chcąc mierzyć naprężenia w cienkich warstwach musimy powiązać je z takimi parametrami, które dają się łatwo zmierzyć i gwarantują dużą dokładność pomiaru. W dotychczasowych metodach pomiarowych naprężenia w cienkiej warstwie wyznacza się z reguły poprzez pomiar odkształcenia cienkiego (rzędu 10^{-2} cm), elastycznego podłoża, na które jest napyłana badana cienka warstwa.

Zwykle podłoże ma kształt wydłużonego prostokąta zamocowanego wzdłuż krótszego boku w nieruchomym uchwycie. Drugi koniec podłoża pozostaje swobodny. Cienka warstwa napyłona na tak przygotowane podłoże spowoduje odchylenie swobodnego końca, o ile w warstwie tej będą naprężenia. Mierząc odchylenie swobodnego końca podłoża d możemy wyznaczyć wypadkowe naprężenie S panujące w cienkiej warstwie korzystając ze związku podanego w pracy [12].

$$S = \frac{dt_s}{t_f l^2} \left[\frac{E_s t_s}{3} + E_f t_f \right], \quad (1)$$

gdzie: t_s — grubość podłoża, t_f — grubość cienkiej warstwy, l — długość podłoża, E_s — moduł Yunga podłoża, E_f — moduł Yunga cienkiej warstwy.

Zwykle zachodzi relacja $3E_f t_f \ll E_s t_s$, wobec tego równanie (1) możemy napisać w przybliżonej formie

$$S = \frac{dt_s^2 E_s}{3l^2 t_f}. \quad (2)$$

Do bardziej dokładnych pomiarów stosujemy związek [13, 14]

$$S = \frac{dt_s^2 E_s}{3l^2 t_f (1-\nu)}, \quad (3)$$

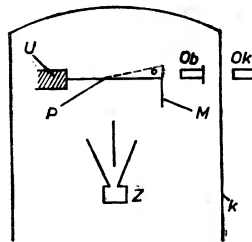
gdzie ν jest współczynnikiem Poissona dla podłoża. Niezbędnym parametrem wymagającym doświadczonego pomiaru jest odchylenie podłoża d . Wszystkie dotychczas stosowane techniki pomiarowe różnią się tylko sposobem pomiaru tej wielkości. Niektóre z nich omówimy nieco dokładniej.

a) Metoda optycznej obserwacji

Zasada tej metody (podanej w pracy [6]) jest przedstawiona na rys. 1.

Cząsteczki pary badanego materiału odparowywanego ze źródła Z kondensują na podłożu P powodując jego odchylenie d (ze względu na istniejące naprężenia w cienkiej warstwie).

Do podłoża przyklejona jest cienka folia miedziana M z naniesioną na niej podziałką. Obserwując wielkość przesuwu folii miedzianej w polu widzenia

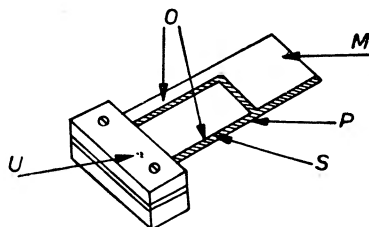


Rys. 1. Schemat aparatury służącej do pomiaru odchylenia podłoża d metodą optycznej obserwacji. U — uchwyt podłoża, Ok — okular, Ob — obiektyw, M — folia miedziana, P — podłoże, k — klosz próżniowy, Z — źródło par

mikroskopu, którego obiektyw *Ob* znajduje się wewnątrz klosza próżniowego *K*, możemy odczytać odchylenie podłoża *d*. By zapobiec wibracjom podłoża, folia *M* znajduje się w szczelinie stałego magnesu.

b) Metoda pomiaru odchylenia podłoża poprzez zmianę pojemności kondensatora

Metoda ta podana przez Blackburna i Campbella [5] pozwala wyznaczyć odchylenie podłoża na podstawie zmiany pojemności kondensatora utworzonego w ten sposób, że jedną z jego okładek jest nieruchoma metalowa płyta, a drugą elastyczne podłoże, na którego górną powierzchnię napyłona jest cienka warstewka srebra pełniąca rolę drugiej okładki kondensatora. Na stronę dolną podłoża napyłana jest badana cienka warstwa, która powoduje jego odchylenie, a tym samym zmianę pojemności tak utworzonego kondensatora (rys. 2).



Rys. 2. Kondensator pomiarowy. *M* — metalowa płyta, *P* — podłoże, *S* — warstewka srebra, *U* — uchwyt, *O* — przewody odprowadzające

Pojemność tego kondensatora stanowiła pojemność dostrajającą w obwodzie oscylatora pracującego w pobliżu rezonansu. Dla małych rozstrojeń wywołanych zmianą pojemności kondensatora dostrajającego amplituda sygnału na wyjściu oscylatora była proporcjonalna do odchylenia podłoża. Warunkiem otrzymania wyników nie obciążonych błędem systematycznym jest zastosowanie wysoko stabilnego generatora.

Pewna modyfikacja tej metody została podana w pracy [10], gdzie wielkość odchylenia podłoża mierzona jest nie poprzez zmianę amplitudy sygnału na wyjściu oscylatora, a poprzez zmianę pojemności kondensatora utworzonego w powyżej opisany sposób. Autor pracy [10] mierzył tę pojemność z dokładnością do 0,1%, co dawało czułość wystarczającą, by móc mierzyć naprężenia w trakcie napyłania.

c) Metoda interferometryczna pomiaru odchylenia podłoża

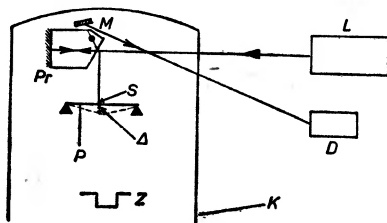
W metodzie tej [9] podłoże, na którego górną powierzchnię napyłona jest mała plamka srebra, stanowi jedno ze zwierciadeł laserowego interferometru Michelsona (rys. 3), którym mierzono wielkość odchylenia podłoża.

Innowacją tej metody jest to, że podłoże nie jest zamocowane w jednym z końców jak w poprzednich metodach, lecz spoczywa swobodnie na podpórkach.

Mierzone jest odchylenie środka podłoża Δ wywołane poprzez napyloną ciekłą warstwę. Według [12], pomiędzy odchyleniem Δ a naprężeniem S panującym w cienkiej warstwie zachodzi związek

$$\Delta = \frac{3l^2 t_f S}{4t_s E_s}. \quad (4)$$

Dokładność tej metody jest duża. Według [9], zmiana naprężenia o 6 kg/cm^2 mogła być już rejestrowana, co pozwalało dość dobrze określić naprężenia w trakcie procesu naporowywania (z dokładnością zależną od grubości warstwy).



Rys. 3. Zasada interferometrycznej metody pomiaru odchylenia podłoża Δ . L — laser, D — detektor, Pr — pryzmat, M — zwierciadło, S — odbijająca plamka srebra, Z — źródło par, K — klosz próżniowy, P — podłoże

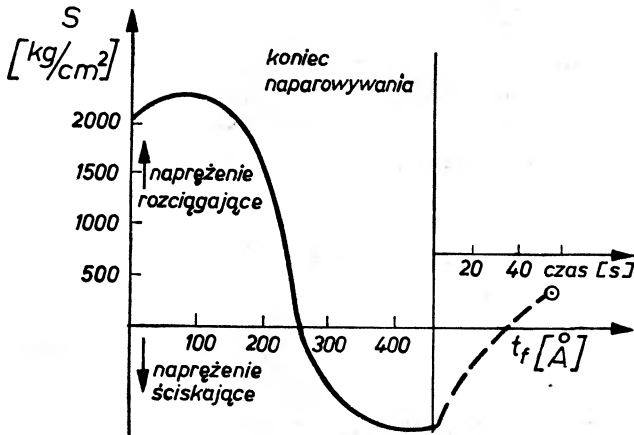
Przytoczone metody pomiaru naprężeń nie wyczerpują wszystkich opublikowanych metod pomiarowych, jednak wszystkie dotychczasowe metody pozwalają mierzyć tylko uśrednione naprężenie w cienkiej warstwie, co stanowi poważne ich ograniczenie. Wydaje się, że pomiary lokalnych naprężeń w cienkiej warstwie mogłyby rzucić nowe światło na to zjawisko, przy czym należy nadmienić, że jest to związane z zupełnie inną techniką pomiarową.

3. Przegląd niektórych danych doświadczalnych

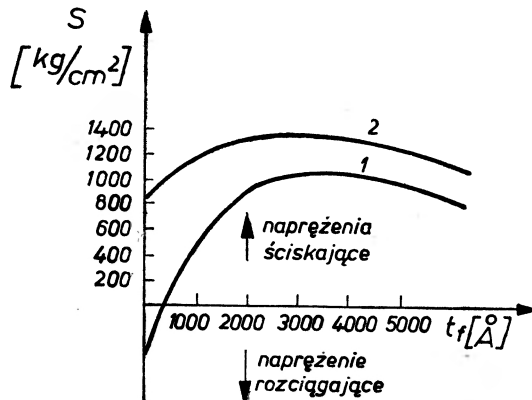
Do tej pory opublikowano wiele danych eksperymentalnych, dotyczących naprężeń w cienkich warstwach różnych materiałów. To, co jest najbardziej charakterystyczne dla tych danych, to ich duże zróżnicowanie u różnych autorów. Wskazywałoby to na zależność zjawiska od wielu parametrów, które musiały różnić się w eksperymentach przeprowadzonych przez różnych autorów. Wydaje się, że tak jest w istocie, gdyż z danych eksperymentalnych wynika, że naprężenia zależą od wielu parametrów, jak grubość warstwy, szybkość parowania napylanego materiału, temperatury odparowywanego materiału, temperatury podłoża, sposobu odparowywania oraz ciśnienia i rodzaju gazów resztkowych znajdujących się w komorze próżniowej. Oprócz tego stwierdzono, że po zakończeniu procesu naporowywania naprężenia z reguły ulegają pewnym zmianom. Obróbka termiczna napyłonej już warstwy prowadzić może do istotnych zmian w naprężeniach w cienkiej warstwie. Działanie powietrza atmosferycznego,

w którym warstwa pozostaje przez pewien czas, prowadzi także do zmiany naprężeń.

Poniżej przytoczone są niektóre dane eksperymentalne pochodzące z pracy [9], pokazujące, jak zmieniają się naprężenia w trakcie formowania się warstwy (rys. 4, 5, 6, 7).



Rys. 4. Naprężenia w powstającej cienkiej warstwie Al w funkcji grubości warstwy. Szybkość naparowywania 18 \AA/s

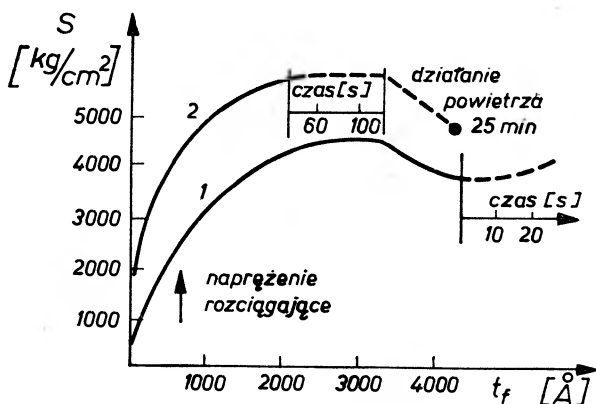


Rys. 5. Naprężenia w powstającej cienkiej warstwie telurku kadmu w funkcji grubości warstwy przy szybkości parowania 1. $6,6 \text{ \AA/s}$, 2. 28 \AA/s

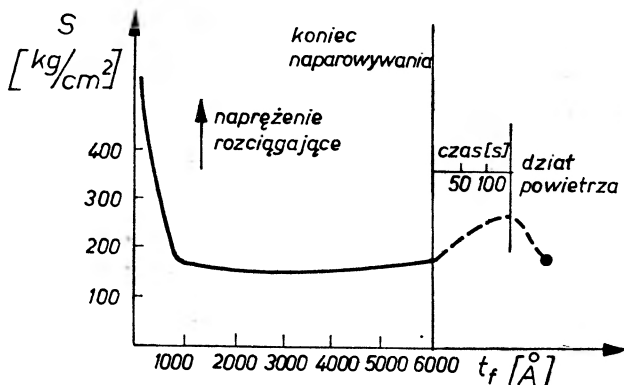
Interesującym faktem jest to, że naprężenia mogą być zarówno rozciągające, jak i ściskające. Jeżeli podłoże działa rozciągająco na cienką warstwę, to mówimy o naprężeniach rozciągających, jeżeli zaś podłoże działa ściskająco, to mówimy wtedy o naprężeniach ściskających.

Z przytoczonych danych widać jak różny wpływ na wartość i kierunek naprężeń dla różnych materiałów mają takie parametry jak grubość warstwy, szybkość naparowywania oraz działanie powietrza atmosferycznego (przy czym

inne parametry pozostawały takie same). I tak dla fluorku magnezu i tlenku krzemu mamy naprężenia rozciągające, które w przypadku fluorku magnezu rosną wraz ze wzrostem grubości warstwy, a dla tlenku krzemu maleją ze wzrostem grubości warstwy (rys. 6 i 7).



Rys. 6. Naprężenia w powstającej cienkiej warstwie fluorku magnezu w funkcji grubości warstwy przy szybkości parowania 1. 42 Å/s, 2. 12 Å/s

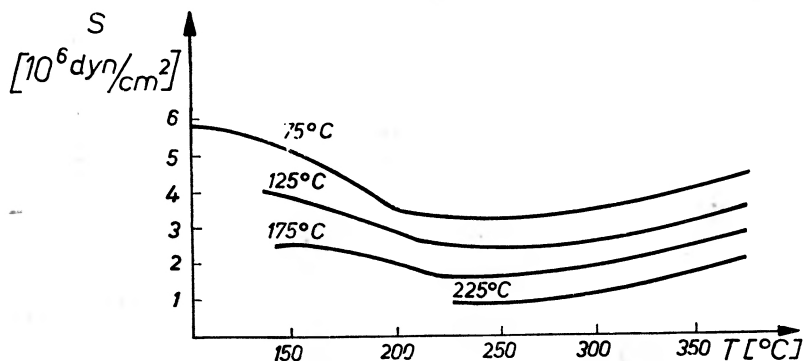


Rys. 7. Naprężenia w powstającej cienkiej warstwie SiO w funkcji grubości warstwy przy szybkości parowania 23 Å/s

Dla aluminium dla grubości warstwy do 250 Å obserwujemy naprężenia rozciągające, zaś powyżej tej grubości naprężenia ściskające (rys. 4). Większa szybkość naporowywania w przypadku fluorku magnezu prowadzi do malenia naprężeń rozciągających, a dla telurku kadmu do wzrostu naprężeń ściskających (rys. 5 i 6). Działanie powietrza atmosferycznego prowadzi zwykle do malenia naprężeń rozciągających (fluorek magnezu, tlenek krzemu), natomiast aluminium zachowuje się inaczej: następuje wzrost naprężeń rozciągających (rys. 4).

4. Krótki przegląd prób interpretacji danych eksperymentalnych

Zależność naprężeń od tak wielu parametrów oraz ich różny wpływ na różne materiały wskazywałyby na istnienie kilku mechanizmów powstawania naprężeń. I taki pogląd utrzymuje się dotychczas. Wymienianych jest kilka możliwych mechanizmów powstawania naprężeń, jednak wszystkie wymienione mechanizmy tylko dla pewnych przypadków dobrze zgadzają się z danymi doświadczalnymi. Najbardziej narzucającym się mechanizmem powstawania naprężeń rozciągających jest mechanizm związany z termicznym kurczeniem się napyłonego materiału, który ma znacznie wyższą temperaturę w porównaniu z temperaturą



Rys. 8. Zmiana naprężeń w warstewkach niklu o grubości 1500 Å napyłonych na podłożach o temperaturach 75°C, 125°C, 175°C i 225°C w funkcji temperatury

podłoża. Szczegółowo ten mechanizm jest omówiony w pracy [2], gdzie policzono wielkość naprężeń związanych z tym mechanizmem. W kilku przypadkach dla metali otrzymano wyniki zgodne z doświadczeniem. Jednak badania naprężeń w zależności od temperatury podłoża oraz badania wpływu obróbki termicznej napyłonej już warstwy [3, 4] poddały w wątpliwość pogląd, że powstawanie naprężeń jest wynikiem tylko termicznego kurczenia się napyłonej warstwy. Autorzy pracy [4] napyłali nikiel na podłoża o różnych temperaturach, a następnie podwyższali temperaturę do temperatury 350°C (rys. 8). Według mechanizmu związanego z termicznym modelem powstawania naprężeń przy wzroście temperatury napyłonej warstwy naprężenia powinny maleć.

Takie zjawisko występowało, ale tylko do temperatury 230°C. Powyżej tej temperatury następował wzrost naprężeń (temperatura rekrytalizacji dla Ni wynosi 600°C). Przy dość wysokiej temperaturze podłoża (225°C) w ogóle nie wystąpiło malenie naprężeń, a ich wzrost przy podwyższaniu temperatury podłoża. Tych zjawisk nie mógł wyjaśnić model „termiczny“, wobec tego została wysunięta sugestia [3, 4], że powstawanie naprężeń jest związane z defektami struktury cienkiej warstwy (głównie luki oraz ich aglomeraty) powstałymi w trakcie formowania się warstwy. Wiadomo [9, 11], że naprężenia zaczynają pojawiać się przy grubościach warstwy 30—50 Å. Przy tej grubości większość

materiałów posiada jeszcze strukturę nieciągłą (oddzielne ziarna). Wysuwane są sugestie, że proces łączenia się oddzielnych ziarn w strukturę ciągłą może prowadzić do powstawania naprężeń w rezultacie różnicy w stałej sieci ziarna i struktury ciągłej. Mechanizm powstawania naprężeń ściskających może być następstwem reagowania napyłanego materiału z gazami resztkowymi znajdującymi się w komorze próżniowej, jeżeli w wyniku reakcji powstają cząstki o znacznie większej średnicy w porównaniu ze średnicą cząstek napyłanego materiału. W ostatnich latach osiągnięcia techniki próżniowej umożliwiły uzyskiwanie próżni 10^{-12} Tr, a nawet i lepszej. Próżnia tego rzędu jest wymagana przy otrzymywaniu warstw monoatomowych. Przy tego rodzaju warstwach wysuwa się konieczność dalszego rozwijania techniki pomiaru naprężeń, a szczególnie opracowanie i rozwijanie metod pozwalających mierzyć naprężenia lokalne w cienkiej warstwie.

Literatura

- [1] E. C. Crittenden Jr, R. W. Hoffman, *Phys. Rev.*, **78**, 349 (1950).
- [2] H. P. Murbach, H. Wilman, *Proc. Phys. Soc.*, **B66**, 905 (1953).
- [3] R. W. Hoffman, F. J. Anders, E. C. Crittenden Jr, *J. Appl. Phys.*, **24**, 231 (1953).
- [4] R. W. Hoffman, R. D. Daniels, E. C. Crittenden Jr, *Proc. Phys. Soc.*, **B67**, 497 (1954).
- [5] H. Blackburn, D. S. Campbell, *Proc. 8-th Natl. Vacuum Sym.*, **2**, 943 (1961).
- [6] M. A. Novice, *Brit. J. Appl. Phys.*, **13**, 561 (1962).
- [7] D. S. Campbell, *Electron. Reliability and Microminaturization*, **2**, 207 (1963).
- [8] M. A. Novice, *Vacuum*, **14**, 385 (1964).
- [9] A. E. Ennos, *Appl. Optic.*, **5**, 51 (1964).
- [10] J. D. Wilcock, D. S. Campbell, *Thin Solid Films*, **3**, 3 (1969).
- [11] J. D. Wilcock, D. S. Campbell, J. C. Anderson, *Thin Solid Films*, **3**, 13 (1969).
- [12] A. Brenner, S. J. Senderoff, *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, **42**, 105 (1949).

Marian Grynberg

Leonard Sosnowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej UW
Warszawa Instytut Fizyki PAN, Warszawa

Ciśnieniowe metody badania struktury pasmowej półprzewodników *

Pressure Methods in Investigation of the Band Structure of Semiconductors

Abstract: The influence of change a lattice constance in semiconductors under hydrostatic pressure and uniaxiall stress on some well known effects of semiconductors are briefly discussed. The dependance of a bands shape near critical point of Brillouine zone in cubic semiconductors, for some special cases, are also discussed.

Badania fizyki półprzewodników koncentrują się wokół zagadnień struktury pasm energetycznych, struktury poziomów lokalnych oraz mechanizmów rozpraszania swobodnych nośników prądu w półprzewodnikach. Rozwiązanie każdego z tych problemów wymaga kompleksowych badań eksperymentalnych przy użyciu szerokiego wachlarza metod pomiarowych. W miarę zwiększania się naszej wiedzy o półprzewodnikach, badane są coraz bardziej złożone zjawiska przy pomocy coraz subtelniejszych metod eksperymentalnych.

Struktura pasmowa półprzewodnika w tzw. przybliżeniu jednoelektronowym dana jest w pełni przez rozwiązanie równania Schrödingera z Hamiltonianem $H = H_{\text{kin}} + V(r)$. Problem byłby tylko rachunkowy, o ile znany byłby dokładnie kształt potencjału $V(r)$, na który w najprostszym przypadku składa się potencjał wytworzony przez jądra atomowe oraz pozostałe elektrony (przybliżenie jednoelektronowe). Ponieważ potencjał ten nie jest znany w pełni, a więc i rozwiązanie problemu struktury energetycznej, wychodząc z pierwszych zasad, staje się niemożliwe. Konieczna jest znajomość pewnej liczby parametrów, które uzyskać możemy jedynie na drodze eksperymentu. Wśród szeregu innych metod eksperymentalnych nadzwyczaj owocne okazały się ciśnieniowe metody badań półprzewodników, zarówno ciśnień hydrostatycznych jak i jednoosiowych, którym to problemom poświęcony będzie niniejszy przegląd.

* Referat wygłoszony na Zjeździe Fizyków Polskich, Poznań 1969.

Podstawową własnością wspomnianego potencjału $V(r)$, bezpośrednio wynikającą z periodycznych własności struktury krystalicznej, jest periodyczność, co dla najprostszej struktury kubicznej można zapisać jako: $V(\mathbf{r}) = V(\mathbf{r} + \mathbf{a}_i)$, gdzie \mathbf{a}_i wektory sieci podstawowej. Ponieważ większość interesujących kryształów półprzewodnikowych posiada strukturę kubiczną, tylko ta klasa kryształów będzie poniżej rozważana. Dla kryształów kubicznych \mathbf{a}_i $\mathbf{a}_j = a\delta_{ij}$.

Jeśli kryształ taki poddany zostanie działaniu ciśnienia hydrostatycznego, wówczas symetria jego nie ulegnie zmianie, zmieni się natomiast odległość międzyatomowa i nową stałą sieci można zapisać jako:

$$a' = a_0(1 + \varepsilon)$$

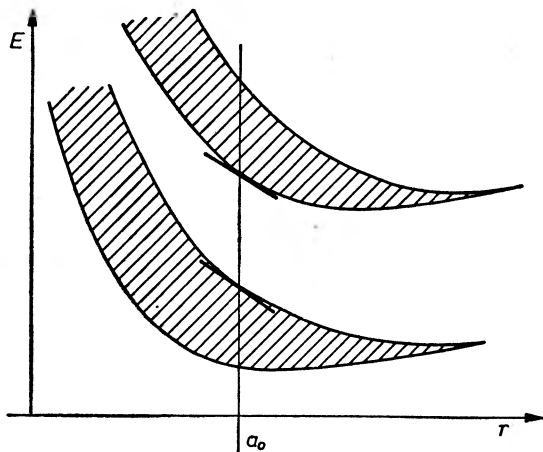
gdzie ε jest miarą deformacji.

Zmiana ta w sposób istotny modyfikuje potencjał $V(r)$, a zatem odbija się również na strukturze pasm energetycznych półprzewodnika. Jeśli w niezdeformowanym kryształcie stan elektronowy odpowiadał energii E_0 , po zdeformowaniu stan będzie odpowiadał energii:

$$E'_0 = E_0 + \varepsilon D$$

gdzie D przyjęło się nazywać potencjałem deformacyjnym danego stanu.

Zbliżając z nieskończoności separowalne atomy do siebie na odległość stałej sieci a_0 , przechodzimy od izolowanych stanów dyskretnych do ciągłych pasm energetycznych. Potencjał deformacyjny D jest miarą nachylenia krawędzi

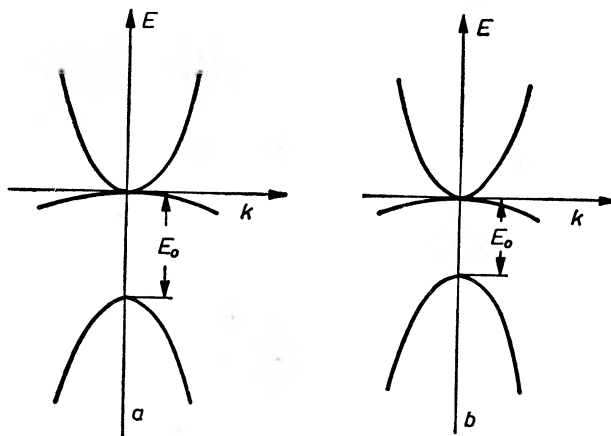


Rys. 1. Przejście od dyskretnych stanów energetycznych w izolowanych atomach do pasm energetycznych w strukturze krystalicznej. r — odległość międzyatomowa. Nachylenia stycznych w punkcie a_0 są miarami potencjałów deformacyjnych pasm

pasem energetycznych w pobliżu a_0 . Na rys. 1 pokazane jest to dla dwu pasm, widać że wartość D może być różna dla różnych pasm energetycznych.

Jaki wpływ na mierzalne parametry półprzewodnika może mieć takie przesuwanie, łatwo jest się przekonać na przykładzie nieco nietypowego, lecz ostatnio bardzo intensywnie badanego półprzewodnika, jakim jest HgTe.

Model pasm energetycznych w otoczeniu środka strefy Brillouina dla tego materiału ma postać jak na rys. 2a [1]. Pasma przewodnictwa i walencyjne są zdegenerowane w punkcie Γ . Degeneracja ta związana jest z kubicznością kryształu i nie ulega zniesieniu przy ciśnieniach hydrostatycznych, jako że nie



Rys. 2. Struktura pasmowa HgTe w punkcie Γ w nieobecności zewnętrznego ciśnienia hydrostatycznego (a) i pod działaniem ciśnienia (b)

obniża ono symetrii kryształu. Dolne pasmo walencyjne, odległe w niezdeformowanym kryształcie o E_0 , po ściśnięciu przesuwa się ku górze, podczas gdy górne pasma przesuwiają się ku dołowi z szybkościami proporcjonalnymi do potencjałów deformacyjnych tych pasm. Zatem po ściśnięciu struktura pasmowa będzie jak na rys. 2b.

Przewodnictwo elektryczne tego materiału odbywa się w pasmie górnym (kryształ typu n). Ponieważ masa efektywna nośników prądu w tym pasmie silnie zależy od odległości E_0 (gdy ciśnienie rośnie, E_0 maleje). Masa efektywna m^* , która zależy od E_0 maleje. Malenie m^* powoduje wzrost ruchliwości, jako że:

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*}$$

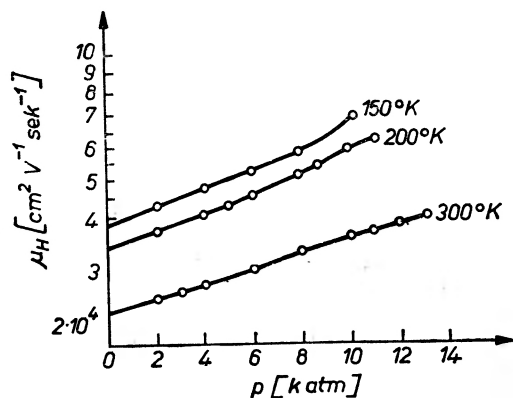
gdzie: e — ładunek elektronu, τ — czas relaksacji pędowej.

Na wykresie 3 pokazana jest zmiana ruchliwości w funkcji przyłożonego ciśnienia w n — typie HgTe w różnych temperaturach [2]. Pomiaru te wykonane zostały w laboratoriach Instytutu Fizyki PAN i UW w Warszawie. Z pomiarów tych widać, że stosunkowo niewielkie ciśnienia rzędu 10 katm powodują dwukrotną zmianę ruchliwości. Przytoczone tu pomiary ilustruje nie tylko silny wpływ ciśnienia hydrostatycznego na ruchliwość, lecz jednocześnie wraz z innymi pomiarami ciśnieniowymi okazały się decydujące dla ustalenia modelu pasmowego (układ pasm tzw. Grovsa i Paula [1], [3]).

Podobnego typu pomiary przeprowadzone dla HgSe dostarczyły nowych informacji o strukturze pasmowej tego materiału [4]. Jednak problem HgSe

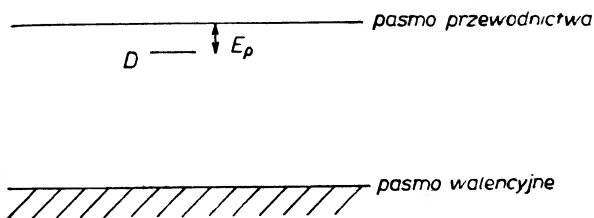
jest znacznie bardziej skomplikowany i wykracza poza ramy niniejszego krótkiego przeglądu. Można tylko wspomnieć, że zmiana ciśnienia od 0 do 1,8 katm powoduje 3-krotną zmianę koncentracji nośników prądu.

Pomiary ciśnieniowe pozwoliły rzucić nowe światło na rzecz, wydawało się, dobrze znaną, jaką jest sprawa domieszek w półprzewodniku. W najprostszym



Rys. 3. Zależność ruchliwości od ciśnienia dla kryształów HgTe w różnych temperaturach (dzięki uprzejmości R. Piotrkowskiego i S. Porowskiego)

modelu energetycznym domieszkę np. donorową przedstawia się w sposób następujący — rys. 4, poziom energetyczny domieszki wiązało się z najniższym leżącym pasmem przewodnictwa (bądź najwyższym leżącym pasmem walencyjnym w przypadku akceptorów). W nieco bardziej skomplikowanym



Rys. 4. Płytki poziom donorowy D w półprzewodniku. E_p — energia jonizacji

opisie (tzw. jednopasmowej metodzie masy efektywnej) funkcję falową elektronu na domieszce budowało się z funkcji falowych elektronów z najbliższego leżącego pasma i przez co w sposób dość „sztywny“ poziom ten wiązało się z danym pasmem. Realna struktura pasmowa półprzewodnika jest jednak nieco bardziej złożona. Oprócz bezwzględnego minimum energetycznego istnieją w punktach strefy Brillouina o wysokiej symetrii inne minima, czyli inne pasma. Schematycznie przedstawione jest to na rys. 5. Każde z pasm ma inny potencjał deformacyjny, a zatem i inną szybkość przesuwania się wraz z ciśnieniem. Szeroko prowadzone pomiary dla półprzewodników grupy IV takich jak Ge, Si, związków III—V grupy takich jak InSb, GaAs, II—VI ta-

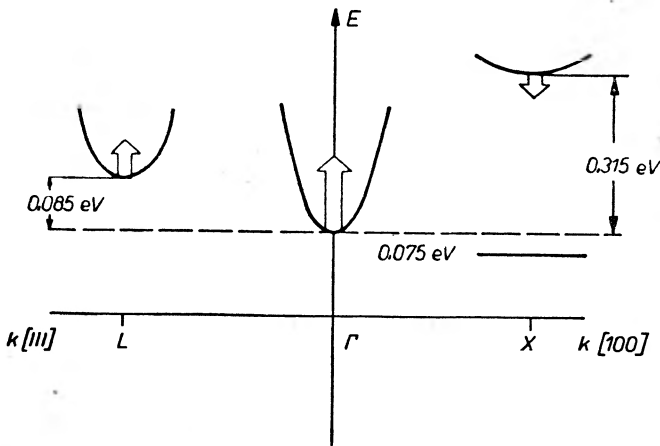
kich jak HgTe pozwoliły znaleźć pewne prawidłowości w szybkościach przesuwania się pasm energetycznych w różnych punktach strefy Brillouina. I tak dla tych materiałów pasma przewodnictwa w punktach Γ , L i X mają następujące szybkości przesuwania się z ciśnieniem:

$$\left. \frac{\partial E}{\partial p} \right|_{\Gamma} = 10 \div 15 \times 10^{-6} \frac{\text{eV}}{\text{atm}}$$

$$\left. \frac{\partial E}{\partial p} \right|_{L} = 5 \times 10^{-6} \frac{\text{eV}}{\text{atm}}$$

$$\left. \frac{\partial E}{\partial p} \right|_{X} = -1 \times 10^{-6} \frac{\text{eV}}{\text{atm}}$$

Zatem przy dużych ciśnieniach kolejność pasm (licząc jako najniższe) może ulec zmianie. Typowym przykładem może być GaSb, którego schemat pasmowy pokazany jest na rys. 5. Strzałki oznaczają szybkości przesuwania wraz z ciśnieniem



Rys. 5. Schematyczna struktura pasm przewodnictwa GaSb w charakterystycznych punktach strefy Brillouina (Γ , L i X). Energia bocznych minimów w X i L liczone są względem minimum w punkcie Γ . Strzałki wskazują kierunek i wielkość przesuwania się pasm pod wpływem działania ciśnienia hydrostatycznego. Zaznaczony poziom donorowy położony o $0,075 \text{ eV}$ poniżej minimum w punkcie Γ i związany z minimum X [5]

niem [5]. Przy ciśnieniu 8 katm najniższym pasmem staje się pasmo w punkcie L , a przy 37 pasmo w punkcie X .

Ostatnio Paul [6] przedstawił wyniki pomiarów ciśnieniowych GaSb domieszkowanego S, Se, Te. Z pomiarów tych wynika, że funkcja falowa domieszki nie jest zbudowana z funkcji falowej najniżej leżącego pasma, lecz w ogólności jest kombinacją liniową funkcji ze wszystkich minimów.

$$\Psi_{\text{Dom.}} = \sum_{\text{min}} a_i \Psi_i$$

Ciśnieniowe zmiany oporu GaSb domieszkowanego Se wytłumaczyć można jedynie, jeśli przyjmie się, że funkcja falowa domieszki Se w GaSb zbudowana

jest z funkcji falowych pasm w punkcie Γ i L . Natomiast w przypadku domieszki S (ta sama kolumna układu okresowego) zgodność z eksperymentem uzyskuje się, jeśli przyjąć, że funkcja falowa pasma zbudowana jest jedynie z funkcji falowych pasma w punkcie X . Na rys. 5 przedstawiony jest poziom domieszkowy S zlokalizowany pod pasmem w X . Przy dostatecznie dużych ciśnieniach ~ 40 katm (kiedy pasma Γ i L są odpowiednio wysoko) energia potrzebna do przejścia elektronu z domieszki do najbliższego pasma (pasma w punkcie X) jest tak duża, że nawet w temperaturze pokojowej praktycznie nie ma elektronów w pasmie X . Prowadzi to do wzrostu oporu o 10^5 razy. Powyższe fakty oczekują jeszcze pełnego wytłumaczenia teoretycznego, ale, jak z tego widać, metody ciśnieniowe w tym przypadku rzucają zupełnie nowe światło na problem domieszek w półprzewodniku i stymulują pełniejsze ich opracowanie teoretyczne.

Powyższe przykłady wskazują na rolę metody ciśnień hydrostatycznych przy badaniu struktur pasmowych oraz lokalnych poziomów energetycznych w pasmie przewodnictwa.

Obok ciśnień hydrostatycznych nadzwyczaj użyteczne w badaniach półprzewodników okazały się metody ciśnień jednoosiowych. Jeśli kryształ kubiczny poddany zostanie działaniu takich ciśnień w kierunku równoległym do jednej z jego osi krystalograficznych, np. $[100]$, wówczas uzyskuje się kryształ tetragonalny (komórka elementarna będzie prostopadłościanem o podstawie kwadratowej). Tego typu ciśnienie różni się tym od hydrostatycznego, że oprócz zmian stałych sieci prowadzi również do obniżenia symetrii kryształu. Stałą sieci w takim przypadku można będzie zapisać jako:

$$a_i = a_j(\delta_{ij} + \varepsilon_{ij})$$

gdzie ε_{ij} będzie teraz wielkością tensorową (zależną od wielkości i kierunku ciśnień jednoosiowych).

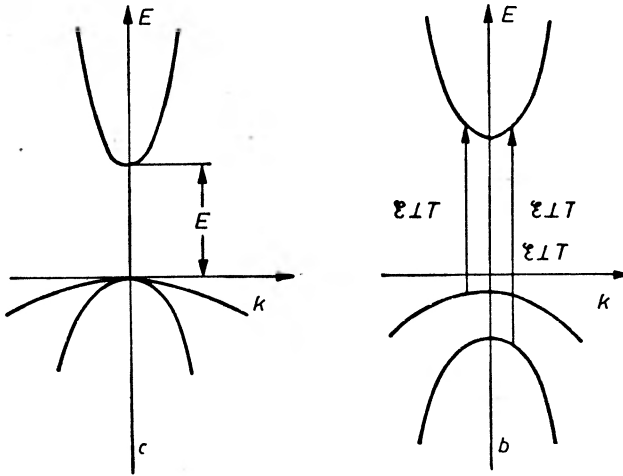
W przypadku ciśnień jednoosiowych śmiało można powiedzieć, że zmianie ulegają wszystkie własności półprzewodnika, zarówno te związane z symetrią, jak i te, które związane są z wielkością stałej sieci.

Rozpatrzmy strukturę pasmową typowego półprzewodnika, jakim jest GaAs w punkcie Γ ($k = 0$).

Na rys. 6a przedstawiona jest struktura pasma w okolicy punktu w niezdeformowanym kryształe.

Degeneracja pasm walencyjnych w punkcie Γ związana jest z kubicznością sieci. Po przyłożeniu jednoosiowego ciśnienia, kryształ przechodzi w kryształ tetragonalny i degeneracja ta zostaje usunięta (rys. 6b). Jednocześnie ulega zmianie szerokość przerwy energii wzbronionej. O ile w nieściśniętym kryształe przejścia optyczne, elektryczne dipolowe, pomiędzy pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa dozwolone są dla promieniowania o dowolnie zorientowanym wektorze elektrycznym, o tyle w kryształe ściśniętym występują nowe reguły wyboru, takie, że z górnego rozszerepionego pasma przejścia dozwolone są dla $E \parallel T$ i $E \perp T$, podczas gdy z dolnego tylko dla $E \perp T$ (gdzie E wektor

elektryczny fali świetlnej). Mierzac przejścia optyczne dla dwu polaryzacji światła można wyznaczyć to rozszczepienie. Przy ciśnieniach jednoosiowych rzędu $(5-8) 10^3$ kG/cm² rozszczepienie to jest rzędu 50 meV, podczas gdy przerwa energetyczna w typowych półprzewodnikach jest rzędu kilkuset meV.

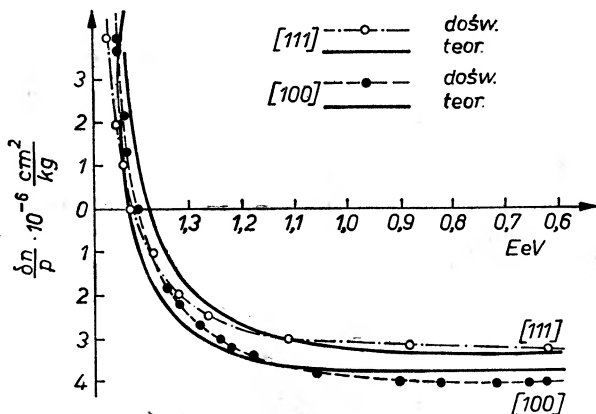


Rys. 6. Struktura pasmowa kryształów o symetrii T_d bez działania zewnętrznych pól (a) oraz pod wpływem jednoosiowych naprężeń, T (b) (zaznaczone reguły wyboru dla przejść elektrycznych dipolowych)

Z pomiarów tych można w sposób stosunkowo prosty wyznaczyć potencjały deformacyjne pasm. Powyższy przykład ilustruje wpływ jednoosiowego ciśnienia na prosty półprzewodnik o znanej strukturze pasmowej i symetrii pasma. Zazwyczaj problem jest odwrotny. Badając reguły wyboru dla przejść międzypasmowych pod wpływem różnie skierowanych ciśnień jednoosiowych można wyznaczyć symetrię stanu, który ulega rozszczepieniu. Metody te stosuje się również i przy badaniu symetrii stanów domieszkowych w półprzewodnikach, a ostatnio również w izolatorach.

Od dobrych stu lat znany jest w fizyce efekt wymuszonej dwójłomności. Występuje on oczywiście również i w jednoosiowo ściśniętych kryształach półprzewodnikowych. Współczynnik załamania dla światła o polaryzacji \parallel do kierunku ciśnienia i \perp do niego są nieco różne. Powstała w ten sposób różnica $\delta_n = n_{\parallel} - n_{\perp}$ daje się bardzo łatwo mierzyć metodami interferencyjnymi umieszczając kryształ między skrzyżowanymi polaryzatorami. Nowym i szalenie interesującym faktem w tym bardzo starym i dobrze znanym efekcie jest związek pomiędzy strukturą pasmową materiału a obserwowaną wymuszoną dwójłomnością. Dla szeregu kryształów półprzewodnikowych o strukturze kubicznej, takich jak ZnTe, CdTe, GaAs zostały ostatnio wykonane pomiary wymuszonej dwójłomności [7], [8]. Wyniki pomiarów δn w obszarze przejść międzypasmowych dla CdTe przedstawione są na rys. 7. Pomiary wykonywane były w obszarze podstawowej krawędzi absorpcji, a więc przejść optycznych

między rozszczepionymi podpasмами pasma walencyjnego i pasma przewodnictwa. Zaskakująca jest zgodność pomiędzy wynikami doświadczalnymi oraz przewidywaniami teoretycznymi. Krzywa teoretyczna uzyskana została z całkowych relacji dyspersyjnych Kramersa-Kroniga, wiążących współczynniki załamania oraz współczynniki absorpcji, a ściślej mówiąc różnice współczyn-



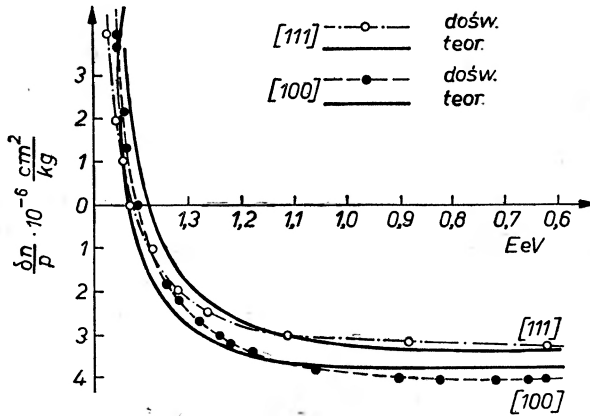
Rys. 7. Spektralny rozkład wymuszony dwójłanności w CdTe dla różnych kierunków naprężeń. (dzięki uprzejmości W. Wardzyńskiego [7])

ników załamania i absorpcji dla dwu prostopadłych polaryzacji światła. W sposób ścisły uwzględniono to w obszarze wspomnianych przejść w punkcie Γ , a przejścia w pozostałych punktach w postaci stałej wielkości. Jest to pierwsze przybliżenie, ostatnio udało się w sposób ścisły uwzględnić przejścia w pozostałych punktach, co jeszcze polepszyło zgodność pomiędzy teorią i eksperymentem [8].

Ażeby zakończyć z konieczności krótki przegląd piezooptycznych metod badawczych półprzewodników, warto zwrócić uwagę na zupełnie unikalne zastosowanie tych metod przy określaniu symetrii pasm w półprzewodnikach oraz symetrii stanów domieszkowych. Badając metodami optycznymi rozszczepienia stanów energetycznych domieszek oraz reguły wyboru dla przejść optycznych, można określić miejsce, w jakim wbudowuje się w strukturze krystalicznej dany atom domieszkowy, czy znajduje się on w położeniu węzłowym, czy też wbudowuje się w położenia międzywęzłowe.

Obok pomiarów piezooptycznych w półprzewodnikach prowadzone są pomiary piezoelektryczne, które historycznie dały początek badaniom własności półprzewodników metodami ciśnień jednoosiowych. Wystarczy wspomnieć tu o eksperymentach Smitha [9] nad badaniem piezoporu w Ge i Si. Struktura energetyczna Si jest taka, że bezwzględne minimum pasma przewodnictwa leży nie w punkcie Γ , lecz na kierunku [100]. Minimów takich jest 6 ([100], $\bar{1}00$, [010], $0\bar{0}1$, [001], $00\bar{1}$). Kształt powierzchni ekwienergetycznych przedstawiony jest na rys. 8. Przyłożenie ciśnienia jednoosiowego $T \parallel [100]$ powoduje,

między rozszczepionymi podpaszami pasma walencyjnego i pasma przewodnictwa. Zaskakująca jest zgodność pomiędzy wynikami doświadczalnymi oraz przewidywaniami teoretycznymi. Krzywa teoretyczna uzyskana została z całkowitych relacji dyspersyjnych Kramersa-Kroniga, wiążących współczynniki załamania oraz współczynniki absorpcji, a ściślej mówiąc różnice współczyn-



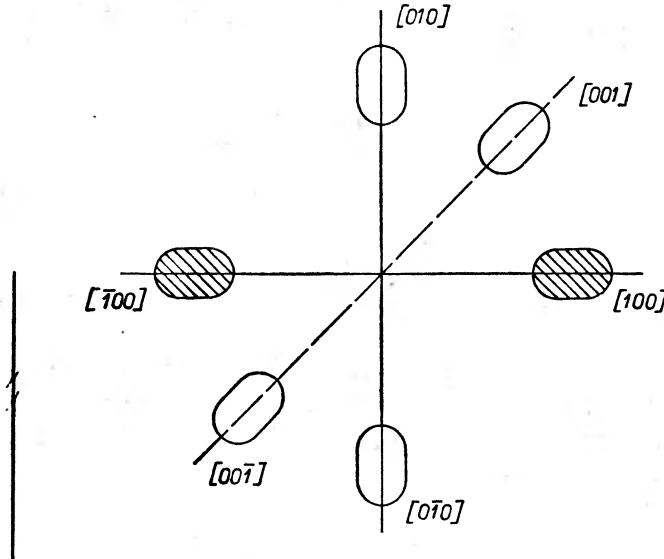
Rys. 7. Spektralny rozkład wymuszony dwójłamności w CdTe dla różnych kierunków naprężeń. (dzięki uprzejmości W. Wardzyńskiego [7])

ników załamania i absorpcji dla dwu prostopadłych polaryzacji światła. W sposób ścisły uwzględniono to w obszarze wspomnianych przejść w punkcie Γ , a przejścia w pozostałych punktach w postaci stałej wielkości. Jest to pierwsze przybliżenie, ostatnio udało się w sposób ścisły uwzględnić przejścia w pozostałych punktach, co jeszcze polepszyło zgodność pomiędzy teorią i eksperymentem [8].

Ażeby zakończyć z konieczności krótki przegląd piezooptycznych metod badawczych półprzewodników, warto zwrócić uwagę na zupełnie unikalne zastosowanie tych metod przy określaniu symetrii pasm w półprzewodnikach oraz symetrii stanów domieszkowych. Badając metodami optycznymi rozszczepienia stanów energetycznych domieszek oraz reguły wyboru dla przejść optycznych, można określić miejsce, w jakim wbudowuje się w strukturze krystalicznej dany atom domieszkowy, czy znajduje się on w położeniu węzłowym, czy też wbudowuje się w położenia międzywęzłowe.

Obok pomiarów piezooptycznych w półprzewodnikach prowadzone są pomiary piezoelektryczne, które historycznie dały początek badaniom własności półprzewodników metodami ciśnień jednoosiowych. Wystarczy wspomnieć tu o eksperymentach Smitha [9] nad badaniem piezoporu w Ge i Si. Struktura energetyczna Si jest taka, że bezwzględne minimum pasma przewodnictwa leży nie w punkcie Γ , lecz na kierunku [100]. Minimów takich jest 6 ([100], [$\bar{1}00$], [010], [00 $\bar{1}$], [001], [00 $\bar{1}$]). Kształt powierzchni ekwienergetycznych przedstawiony jest na rys. 8. Przyłożenie ciśnienia jednoosiowego $T \parallel [100]$ powoduje,

że elipsoidy położone wzdłuż tego kierunku przesuwają się energetycznie w dół, podczas gdy wszystkie pozostałe ku górze. Elektrony zajmując najniższe energetyczne stany „przesypują“ się do najniższych elipsoid. Przy dostatecznie dużym ciśnieniu (zależnym od położenia poziomu Fermiego) przewodnictwo odbywać się będzie jedynie w najniższych elipsoidach (ponieważ tylko tam będą elektrony



Rys. 8. Powierzchnie stałej energii dla elektronów przewodnictwa w Si. Pod wpływem jednoosiowego naprężenia $T \parallel [100]$ zakreskowane elipsoidy będą najniższymi stanami energetycznymi

przewodnictwa). Prowadzi to do anizotropii przewodnictwa, ponieważ masa efektywna a zatem i ruchliwość w kierunkach \parallel do dłuższej osi elipsoidy i w kierunkach doń prostopadłych są różne. Anizotropia ta pojawia się w Si przy ścisaniu wzdłuż kierunków $[100]$ (lub dowolnym odpowiednim), podczas gdy w Ge przy ścisaniu wzdłuż kierunku $[111]$.

Przytoczone eksperymenty pomogły rozstrzygnąć, na jakich kierunkach położone są bezwzględne minima energetyczne w Si i Ge, a tym samym dać rozstrzygającą odpowiedź co do struktury dna pasma przewodnictwa w Ge i Si.

Eksperymenty te dały jednocześnie początek kierunkowi badań, który nosi nazwę tensometrii półprzewodnikowej. Tensometry półprzewodnikowe oparte na tego typu zjawiskach znalazły szerokie zastosowanie w technice, skutecznie konkurując z klasycznymi elementami tensonometrycznymi.

Na wstępie wspomniano, że główne kierunki badań w fizyce półprzewodników grupują się wokół zagadnień struktury energetycznej pasm, poziomów lokalnych i mechanizmów rozpraszania nośników prądu. Z przytoczonych powyżej przykładów widać, jak owocne okazały się metody badań ciśnieniowych w pierwszych dwu zagadnieniach. Okazuje się jednak, że również i przy badaniu mechanizmów rozpraszania metody ciśnieniowe oddają nieocenione usługi. Jednym z podstawowych mechanizmów rozpraszania nośników prądu w pół-

przewodnikach i metalach jest rozpraszanie na drganiach akustycznych sieci krystalicznej, czyli tzw. fononach akustycznych.

Fonon akustyczny rozchodzący się w kryształach przyrównać można do periodycznego lokalnego ściskania i rozciągania siatki krystalicznej. Stałą oddziaływania elektron-fonon przy tego typu rozpraszania jest właśnie potencjał deformacyjny pasma, w którym odbywa się proces przewodzenia. Ruchliwość elektronów przy rozpraszaniu na fononach akustycznych dana jest wyrażeniem:

$$\mu = \frac{(8\pi)^{1/2} e h^4 C_u}{3 D^2 (m^*)^{3/2} (kT)}$$

gdzie C_u — stała elastyczna, m^* — masa efektywna, a D — potencjał deformacyjny.

Metody ciśnieniowe są jak dotąd najefektywniejszą metodą wyznaczania potencjałów deformacyjnych, a tym samym i niezwykle pomocne przy badaniu rozpraszania na fononach akustycznych.

Ze względu na ograniczone rozmiary niniejszego przeglądu nie analizowano ciśnieniowych metod badania tzw. niejednorodnych półprzewodników (np. złącze $p-n$). Jest to oddzielna i bardzo interesująca dziedzina badań; warto wspomnieć, że poprzez ciśnieniową zmianę szerokości przerwy energetycznej udało się (w pewnych granicach) w sposób ciągły zmieniać energię linii laserowej emitowanej ze złącza $p-n$ wykonanego z GaAs.

Na zakończenie można zaryzykować stwierdzenie, że własności półprzewodników nie tylko silnie zależą od zmian temperatury (co wyróżnia je spośród innych ciał krystalicznych), lecz również są niezwykle czułe na wszelkie zmiany ciśnieniowe zarówno hydrostatyczne, jak i jednoosiowe.

Literatura

- [1] R. Piotrkowski, S. Porowski, Z. Dziuba, J. Ginter, W. Gariat, L. Sosnowski, *Phys. Status Solidi* **8**, K-135 (1965).
- [2] R. Piotrkowski, (nie publikowane).
- [3] S. Groves, W. Paul, *Phys. Rev. Letters*, **11**, 194 (1963)
- [4] J. Stankiewicz, W. Gariat, L. Sosnowski, (w druku).
- [5] B. B. Kosicki, A. Jayaraman, W. Paul, *Phys. Rev.*, **172**, 764 (68).
- [6] W. Paul, *X Konferencja Fizyki Półprzewodników*, Moskwa, 1968 r.
- [7] W. Wardzyński, *Raport I. T. E. PAN* (1969).
- [8] W. Wardzyński, (2 druku).
- [9] C. S. Smith, *Phys. Rev.* **94**, 42 (1954).

Wacław Jakubowski

Institut Fizyki
Politechniki Warszawskiej

Prądy ograniczone ładunkiem przestrzennym w półprzewodnikach o dużej przerwie energetycznej

Space Charge Limited Currents in Large Gap Semiconductors

Abstract: Space charge limited currents are reported for large gap semiconductors having various distribution in energy of trapping levels. Current-voltage dependence is discussed for trap free semiconductor and for semiconductor having: a single (shallow) trap level in the band gap, traps uniformly distributed in energy below conduction band, and traps which density is exponentially decreasing with distance from conduction band.

Wstęp

Badanie prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym (*Space-Charge-Limited Currents*, w skrócie SCLC) dostarcza cennych informacji o lokalnych stanach elektronowych (lub dziurowych) znajdujących się w strefie wzbronionej. Z tego punktu widzenia były one mierzone w wielu materiałach o wysokiej oporności elektrycznej (małej koncentracji nośników prądu). Wtedy bowiem ładunek wstrzyknięty przez pole elektryczne może mieć większą gęstość niż wynosi gęstość ładunku wynikająca z równowagi termicznej między pasmem przewodnictwa a podstawowym (lub poziomami lokalnymi) i on decyduje o charakterze zależności prądowo-napięciowych. Najczęściej obserwuje się wtedy kwadratową zależność prądu od przyłożonego napięcia ($I \sim U^2$), która nosi nazwę prawa Childsa dla ciała stałego.

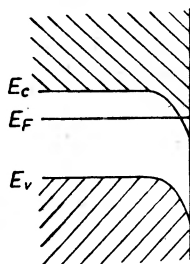
Przez analogię do prądów płynących w diodzie próżniowej podlegających prawu Childsa dla próżni ($I \sim U^{3/2}$), prądy płynące w ciele stałym spełniające prawo $I \sim U^2$ otrzymały tę samą nazwę prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym. Należy jednak pamiętać o różnicach, jakie istnieją między poruszaniem się ładunków elektrycznych w próżni i w ciele stałym, gdzie istnieją zasadniczo inne warunki. W szczególności pułapkowanie wstrzykniętych przez pole elektryczne ładunków zmienia charakter zależności prądowo-napięciowej, co będzie dalej dokładnie opisane.

Badanie prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym sprowadza się

w zasadzie do pomiaru natężenia prądu w funkcji przyłożonego napięcia dla określonych warunków zewnętrznych takich, jak oświetlenie i temperatura. Ważny jest tu dobór odpowiednich materiałów elektrod dających omowy kontakt z badaną próbką. Te stosunkowo proste pomiary dostarczają wielu informacji dotyczących elektrycznych właściwości ciała stałego. Pozwalają bowiem wyznaczyć gęstość pułapek, energię poziomów pułapkowych, energetyczny rozkład pułapek oraz odległość, jaką przebywają nośniki prądu między kolejnymi pułapkowaniami. Te cenne informacje mogą być w zasadzie uzyskane dla określonej liczby materiałów wysokooporowych: dielektryków, półdielektryków (półprzewodników o szerokiej strefie wzbronionej). Ograniczenie to jest spowodowane z jednej strony tym, że oporność materiałów musi być na tyle duża, aby napięcie elektryczne potrzebne do wstrzyknięcia ładunków dających wykrywalne prądy ograniczone ładunkiem przestrzennym nie powodowało równocześnie dużych prądów omowych, co prowadziłoby do zjawisk cieplnych w próbce. Z drugiej zaś strony ze wzrostem oporności (maleniem koncentracji elektronów w pasmie przewodnictwa) przy niższych napięciach zaczyna się przewaga prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym, które są wtedy małe i ograniczenie tkwi w trudnościach pomiarowych małych prądów. Pierwszymi, którzy zajmowali się prądami ograniczonymi ładunkiem przestrzennym w ciele stałym byli: Mott i Gurney [1]. Opisali oni te prądy dla dielektryka bez pułapek. Prądy ograniczone ładunkiem przestrzennym w dielektryku z pułapkami były opisane przez Rose [2]. Teoria prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym w dielektryku z pułapkami była opracowana przez Lamperta [3]. Wiele wiadomości dotyczących prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym można znaleźć w książce napisanej przez Tredgolda [4], gdzie podany jest również przegląd badań doświadczalnych.

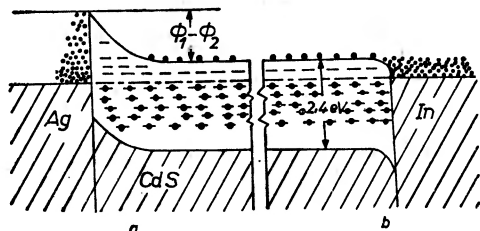
Wstrzykiwanie. nośników prądu

Zasadniczą rolę w badaniach prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym odgrywa powierzchnia między kryształem a naniesioną elektrodą. Fizyczne właściwości tej powierzchni można określić wychodząc ze swobodnej powierzchni ograniczającej kryształ. Wiadomo bowiem, iż nabiera ona specy-



Rys. 1. Wykres pasm energetycznych dla ZnO zawierającego na powierzchni kryształu nadmiar jonów cynku [10]

ficznych właściwości, które różnią ją od wnętrza kryształu. Przy powierzchni tej zachodzi zakrzywienie pasm energetycznych, które jest wynikiem gromadzenia się (lub ubywania) ładunków elektrycznych. Może to być warstwa gazów zaadsorbowana chemicznie (chemisorpcja), dyfuzja jonów z wnętrza kryształu na jego powierzchnię lub elektrony wyłapywane przez lokalne stany po-



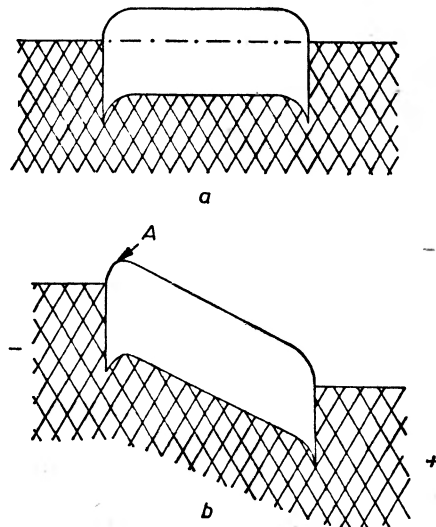
Rys. 2. Kontakt między metalem i półprzewodnikiem: a) prostujący, b) omowy. Φ_1 , Φ_2 —praca wyjścia elektronu z metalu i półprzewodnika [11]

wierzchniowe (poziomy Tamma). Przy takiej powierzchni następuje zakrzywienie pasm, jeśli przyjmiemy ten sam poziom Fermiego lub — równoważne przedstawienie — zakrzywienie poziomu Fermiego przy zachowaniu płaskich pasm. O ile na powierzchni gromadzi się ładunek dodatni, zakrzywienie pasm przebiega tak, jak to jest pokazane na rys. 1. Naniesiona na taką powierzchnię elektroda metaliczna może wytworzyć kontakt omowy lub prostujący. Zależy to od wartości prac wyjścia elektronów z metalu elektrody i z badanego materiału. O ile prace wyjścia mają zbliżone wartości otrzymuje się kontakt omowy, w przeciwnym zaś przypadku powstaje bariera potencjału czyli kontakt prostujący. Obie sytuacje przedstawione są na rys. 2, gdzie materiałem badanym jest CdS, zaś elektrodami są Ag (kontakt prostujący) i In (kontakt omowy).

Po przyłożeniu do próbki z kontaktem prostującym zewnętrznego pola elektrycznego w kierunku przewodzenia wysokość bariery ulega obniżeniu i zaczyna się wstrzykiwanie elektronów do wnętrza kryształu. Gęstość wstrzykiwanych elektronów jest funkcją wysokości bariery; dla bariery o wysokości 1eV przez powierzchnię Ag-CdS przejdzie do CdS 10^2 elektronów na cm^2 , dla 0,5 eV już 10^{10} elektronów/ cm^2 , dla 0,1 eV zaś 10^{17} elektronów/ cm^2 .

Wstrzykiwaniem elektronów przez kontakt prostujący nie będziemy się zajmować, a ograniczymy się tylko do kontaktu omowego. Kontakt omowy jest również źródłem elektronów (lub dziur), które mogą być wstrzyknięte do izolatora. Wystarczy przyłożyć odpowiednio ukierunkowane zewnętrzne pole elektryczne, a nastąpi przepływ elektronów z obszaru kontaktu omowego do wnętrza próbki. Nastąpi to dzięki zakrzywieniu pasm występującemu przy elektrodzie, które istnieje i bez pola elektrycznego, oraz obniżeniu tych pasm spowodowanemu zewnętrznym polem elektrycznym. To zakrzywienie pasm oraz ich obniżenie pod wpływem zewnętrznego pola elektrycznego jest pokazane na rys. 3.

Miejsce, gdzie pasma energetyczne zajmują najwyższe położenie, nazywa się katodą właściwą (*virtual cathode*). Na rys. 3 jest ona zaznaczona literą *A*. Istnienie właściwej katody jest cechą charakterystyczną dla prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym. Ze wzrostem przyłożonego napięcia pasma obniżają się coraz bardziej, właściwa katoda zaś przesuwa się bliżej ujemnej elektrody



Rys. 3. Kontakt omowy metalu z izolatorem; a) bez zewnętrznego pola elektrycznego, b) po przyłożeniu napięcia. Literą *A* oznaczona jest właściwa katoda [2]

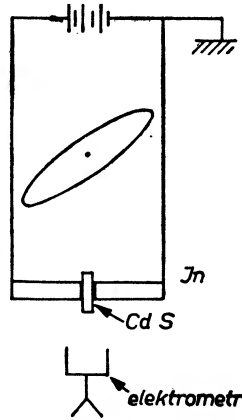
ulegając jednocześnie obniżeniu. Powoduje to wstrzykiwanie coraz większej liczby elektronów. Liczba wstrzykniętych elektronów jest więc funkcją wysokości powstałej bariery, której wartość zależy od przyłożonego zewnętrznego pola elektrycznego.

Podobnie przedstawia się sytuacja z wstrzykiwaniem dziur. W tym jednak przypadku zakrzywienie pasm przy powierzchniach winno przebiegać w odwrotną stronę niż to jest pokazane na rys. 1 i rys. 3. Inny winien być również kierunek przyłożonego potencjału. Zachowanie się elektronów lub dziur wstrzykniętych przez pole elektryczne jest przedmiotem badań przez pomiary prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym. Wstrzyknięty ładunek może poruszać się w pasmie przewodnictwa lub być pułapkowany. Proces pułapkowania elektronów może być stwierdzony prostym doświadczeniem opisanym przez R. W. Smitha i A. Rose [5], którego schemat podany jest na rys. 4. Do kryształu CdS przykładano napięcie; do jednej elektrody 100 V, druga zaś była uziemiona. Wskutek rozsunęcia dociśniętych elektrod kryształ opadał na elektroskop służący do wykazywania zgromadzonego ładunku. Stwierdzono następującą zależność:

1) Jeżeli obie elektrody były uziemione (brak zewnętrznego pola elektrycznego), elektroskop nie wykazywał ładunku.

2) W przypadku gdy jedna elektroda była uziemiona, a do drugiej przyłożono potencjał 100 V, elektroskop wykazywał ładunek ujemny i to niezależnie od tego, która z elektrod była uziemiona.

3) Gdy elektrodę będącą pod napięciem uziemiono na krótko przed opu-



Rys. 4. Schematyczne przedstawienie doświadczenia stwierdzającego obecność ładunku przestrzennego [5]

szczeniem na elektroskop, również wykrywano ładunek ujemny. Jest to dowodem, że pułapkowany ładunek nie jest związany z powierzchnią, a jest gromadzony wewnątrz kryształu. Przytoczone doświadczenie przekonuje nas o tym, iż wstrzyknięty ładunek elektryczny może ulegać pułapkowaniu.

Rozkład energetyczny pułapek rzutuje na charakter zależności prądowo-napięciowych. Opiszemy zależności $j-u$ dla następujących typowych energetycznych rozkładów pułapek: kryształ bez pułapek ($j \sim u^2$), kryształ z pojedynczym poziomem pułapkowym, ($j \sim \theta(T)u^2$), kryształ z ciągłym rozkładem pułapek dla pewnego obszaru energii ($j \sim e^{au}$), kryształ z wykładniczym rozkładem energii pułapek ($j \sim u^m$ dla $m > 2$) oraz przypadek stopniowego przejścia od prawa Ohma do Childsa dla ciała stałego ($j \sim u^m$ gdzie $1 \leq m \leq 2$).

Kryształ z pojedynczym poziomem pułapkowym

Dokładna teoria prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym jest trudna zarówno od strony matematycznej, jak i warunków fizycznych, dotyczących głównie fizycznej natury warstwy elektroda-katoda właściwa oraz natury samych pułapek. Podamy więc rozważania uproszczone dotyczące prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym dla trzech rodzajów energetycznego rozkładu pułapek: pojedynczego poziomu, ciągłego dla pewnego przedziału energii oraz wykładniczego. Uproszczone rozważania teoretyczne oparte są na równaniu przepływu prądu, równaniu Poissona oraz na założeniu, że zarówno elektrony w pasmie przewodnictwa, jak i na poziomach pułapkowych,

których gęstości są funkcją odległości od elektrody, znajdują się w równowadze termicznej.

Odpowiednie równania w układzie jednowymiarowym są następujące:

$$j = e\mu n(x)K - eD \frac{dn(x)}{dx} = \text{const} \quad (1)$$

$$\frac{\varepsilon dK}{e dx} = (n(x) - \bar{n}) + (n_t(x) - \bar{n}_t) \quad (2)$$

$n(x)$ i $n_t(x)$ są w quasi-termicznej równowadze w każdym miejscu kryształu. (3)

Są tu użyte następujące oznaczenia: j — gęstość prądu elektrycznego, e — wartość ładunku elektronu, μ — ruchliwość elektronów, K — natężenie pola elektrycznego przyłożonego do próbki, ε — stała dielektryczna kryształu, D — stała dyfuzji elektronów, $n(x)$ — koncentracja elektronów w pasmie przewodnictwa w odległości x od katody, $n_t(x)$ — koncentracja elektronów w pułapkach w odległości x od katody, \bar{n} — koncentracja elektronów pasma przewodnictwa wewnątrz neutralnego kryształu w termicznej i elektrycznej równowadze (bez zewnętrznego pola elektrycznego), \bar{n}_t — koncentracja elektronów w pułapkach wewnątrz kryształu w termicznej i elektrycznej równowadze.

Przyjmując funkcję rozkładu Fermi-Diraca, quasi-termiczna równowaga elektronów swobodnych i wyłapanych przez pułapki jest określona przez następującą zależność:

$$n(x) = N_c \frac{1}{e \frac{E_c(x) - E_F(x)}{kT} + 1} \quad (4)$$

oraz

$$n_t(x) = N_t \frac{1}{g^{-1} e \frac{E_t(x) - E_F(x)}{kT} + 1}, \quad (5)$$

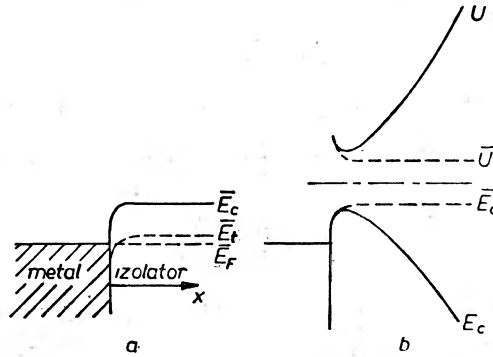
gdzie:

N_c — oznacza efektywną gęstość stanów w pasmie przewodnictwa, g — reprezentuje zwyrodnienie spinowe stanów pułapki i równa się 2 dla pułapki, która może być zajęta przez 1 elektron; N_t — gęstość pułapek na poziomie energetycznym o energii E_t ; E_F — energia Fermiego, E_c — energia dna pasma przewodnictwa, E_t — energia poziomów pułapkowych.

Ponieważ mamy do czynienia z materiałami wysokooporowymi, można przyjąć, że nawet przy przepływie prądu elektrony w pasmie przewodnictwa nie są zdegenerowane i gaz elektronowy nie ulega zwyrodnieniu. Prowadzi to do następujących zależności na gęstość elektronów w pasmie przewodnictwa:

$$n(x) = N_c e^{-\frac{E_c(x) - E_F(x)}{kT}} \quad (6)$$

Do dalszych rozważań przyjmuje się, że kryształ jest ograniczony tylko z jednej strony jak na rys. 5a, gdyż zasadniczą rolę odgrywa tu katoda. Anoda nie wnosi tu nic nowego, a uwzględnienie skończonych wymiarów kryształu spro-



Rys. 5. Wykres pasm energetycznych kontaktu izolatora z metalem wstrzykującego elektronu a) kontakt w termicznej i elektrycznej równowadze: \bar{E}_c - energia dna pasma przewodnictwa, \bar{E}_i - energia poziomu pułpkowego, \bar{E}_F - energia Fermiego. b) kontakt w stanie ustalonym po przyłożeniu napięcia: U - potencjał elektryczny, E_c - energia dna pasma przewodnictwa po przyłożeniu napięcia. Linie przerywane przedstawiają wykres potencjału i dna pasma przewodnictwa bez przyłożonego pola elektrycznego [3]

wadzi się do narzucenia ograniczenia na x przez przyjęcie, że $x = a$ (a — grubość próbki).

Warunki brzegowe przy takim założeniu są następujące:

$$\begin{aligned} \text{dla} \quad & x \rightarrow \infty \\ & n(x) \rightarrow \bar{n} \\ & n_i(x) \rightarrow \bar{n}_i \end{aligned}$$

Sytuację dla $x = 0$ przedstawia rys. 5.

Układ równań (1), (2), (3) może być sprowadzony do nieliniowego równania różniczkowego drugiego rzędu względem $n(x)$. Rozwiązanie tego równania jest trudne zarówno od strony matematycznej, jak i ze względu na warunki brzegowe przy powierzchni katody, której fizyczna natura nie jest prosta.

Analityczne rozwiązanie tego problemu było podane przez Shockleya i Prima [6] dla uproszczonych warunków, przyjęto bowiem $\bar{n} = 0$, $\bar{n}_i = 0$ i $n_i = 0$. Rozwiązanie to nie jest tu przydatne, gdyż zaniedbuje pułpkowanie, które z omawianego tu punktu widzenia odgrywa zasadniczą rolę. Lampert [3] czyni inne uproszczenia, a mianowicie zaniedbuje w równaniu prądu człon dyfuzyjny, co daje

$$j = en(x)\mu K = \text{const}$$

oraz przyjmuje $K = 0$ dla $x = 0$.

Taki warunek daje nieokreślone n przy powierzchni katody. Matematyczne rozwiązanie tych uproszczonych równań dla kryształu bez pułpek oraz kry-

sztalu z pojedynczym poziomem pułapkowym podane jest w cytowanej pracy Lamperta. Ograniczymy się tu do omówienia interesujących nas wyników tych uproszczonych rozwiązań. Przepływ prądu przez próbkę izolatora podany w funkcji przyłożonego napięcia podlega dwóm prawom: prawu Ohma dla neutralnego kryształu

$$j = e\bar{n}\mu K,$$

(gdzie K — natężenie pola elektrycznego omowego obszaru $K = \frac{U_a}{a}$; U_a — napięcie przyłożone do elektrod) oraz prawu Childsa dla ciała stałego wyrażonego wzorem;

$$j_c = \frac{9\varepsilon\mu U_a^2}{8a^3}.$$

Pierwsze z nich obowiązuje dopóki gęstość wstrzykniętego ładunku nie przewyższy gęstości ładunku znajdującego się w pasmie przewodnictwa. O ile wstrzyknięty ładunek ma gęstość większą od gęstości ładunku w pasmie przewodnictwa, bez procesu wstrzykiwania, wtedy zaczyna obowiązywać prawo Childsa dla ciała stałego. Zależności prądowo-napięciowe podaje się zwykle w skali logarytmicznej i wtedy nachylenie prostej dla prawa Ohma wynosi 1, zaś dla prawa Childsa 2.

Przecięcie prostej wynikającej z prawa Childsa dla ciała stałego z prostą odpowiadającą prawu Ohma ($j_c = j$) następuje przy napięciu:

$$U_{\Omega-c} = \frac{8ea^2\bar{n}}{9\varepsilon}.$$

O ile nie ma pułapkowania, wtedy prawo Ohma przechodzi w prawo Childsa dla ciała stałego, które obowiązuje aż do momentu, gdy o przepływie prądu zaczynają decydować efekty cieplne lub nastąpi przebicie elektryczne.

Gdy pułapkowanie odgrywa dużą rolę, wtedy wstrzyknięty ładunek gromadzi się w pułapkach i nie bierze udziału w przewodzeniu prądu. Prawo Ohma obowiązuje teraz do wyższych napięć niż w przypadku kryształu bez pułapek, a mianowicie aż do napięcia, od którego zaczyna się szybki wzrost prądu. Ten wzrost prądu jest związany z opróżnieniem przez pole elektryczne pułapek i podlega prawu zwanemu w literaturze przedmiotu TFL (*traps filled limit*). Wartość napięcia, od którego zaczyna się ten szybki wzrost prądu, zależy od gęstości pułapek i wyraża się zależnością:

$$U_{aTFL} = \frac{ea^2N_t}{2\varepsilon}.$$

Opisane tu zależności są przedstawione na rys. 6. Stosunek nachylenia linii (Δ) odpowiadającej prawu TFL i linii odpowiadającej prawu Ohma jest równy stosunkom gęstości pułapek i gęstości swobodnych elektronów.

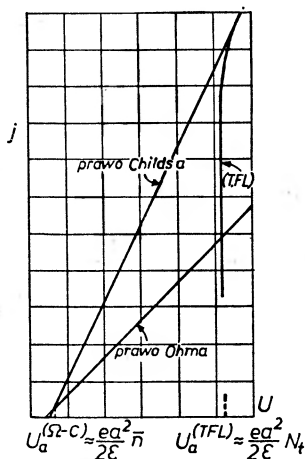
$$\frac{\Delta_{TFL}}{\Delta_{\Omega}} = \frac{N_t}{\bar{n}}.$$

Zależność TFL jest praktycznie pionowa, gdy $\frac{N_t}{n} \gg 1$ i łączy się z prostą przedstawiającą prawo Childsa.

Znajomość trójkąta przedstawionego na rys. 6 jest bardzo ważna w odniesieniu do kryształów rzeczywistych. Można podać szereg ogólnych prawidłowości dotyczących tych kryształów, a mianowicie:

1. Prawdziwy przebieg $\log j - \log U$ nie może leżeć poniżej prostej przedstawiającej prawo Ohma i powyżej prostej przedstawiającej prawo Childsa.

2. Prawdziwy przebieg $\log j - \log U$ nie może być z prawej strony krzywej odpowiadającej TFL .



Rys. 6. Wykres \log gęstości prądu (j) w funkcji \log przyłożonego napięcia (U) dla prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym w izolatorze z pułapkami [3]

Wszystkie rzeczywiste przebiegi muszą leżeć wewnątrz tego trójkąta. Na ogół tylko część wstrzykniętego ładunku jest pułapkowana, a druga część znajduje się w pasmie przewodnictwa. Między elektronami swobodnymi i znajdującymi się w pułapkach istnieje wymiana wynikająca z termicznej równowagi. Dla pojedynczego poziomu pułpkowego o energii E_i wpływ pułpkowania na wartość płynącego prądu można przedstawić przez zmianę ruchliwości. Podczas ruchu elektronu przez próbkę tylko część czasu spędza on w pasmie przewodnictwa, a część spędza na poziomach pułpkowych, gdzie jest nieruchomy. Można więc przyjąć, że tylko ułamek wszystkich elektronów będzie poruszał się z prawdziwą ruchliwością. W takim przypadku zamiast ruchliwości μ w prawie Childsa trzeba wstawić ruchliwość dryfujących nośników prądu (z pułpkowaniem), tzw. ruchliwość unoszenia

$$\mu_D = \mu \frac{n}{n + n_t} = \mu \Theta.$$

Ułamek elektronów swobodnych dla silnego pułpkowania ($n_t \gg n$) może być wyrażony zależnością

$$\Theta \approx \frac{n}{n_i} \approx \frac{N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}}{g N_i e^{-\frac{E_i - E_F}{kT}}} = \frac{N_c}{g N_i} e^{-\frac{E_c - E_i}{kT}}.$$

Wzór wyrażający prawo Childsa dla ciała stałego ulegnie zmianie o czynnik Θ , który ma wykładniczą zależność temperaturową i otrzymamy zależność prądu od napięcia zwaną zmodyfikowanym prawem Childsa

$$j = \frac{9\varepsilon\mu\Theta U^2}{8a^3} = \frac{9\varepsilon\mu U^2 N_c}{8a^3 g N_i} e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}.$$

Należy zaznaczyć, iż w przypadku kryształu bez pułapek temperaturowa zależność prądu sprowadza się w zasadzie do temperaturowej zależności ruchliwości mikroskopowej, która jak wiadomo jest zależnością słabą ($\mu \sim T^{\pm 3/2}$). Pułapkowanie zmienia charakter zależności prądu od temperatury na zależność wykładniczą oraz zmniejsza wartość prądu o współczynnik $\Theta(T)$. Prosta odpowiadająca zmodyfikowanemu prawu Childsa będzie znajdować się poniżej prostej dla prawa Childsa bez pułapkowania, a więc będzie przebiegać wewnątrz omawianego trójkąta.

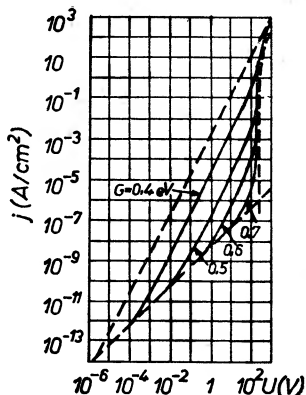
Napięcie $U_{\Omega-c}$ odpowiadające przecięciu prostych przedstawiających prawo Ohma i zmodyfikowane prawo Childsa jest teraz wyrażone wzorem

$$U_{\Omega-c} \approx \frac{ea^2\bar{n}}{2\varepsilon\Theta}.$$

Punkt przecięcia przesuwają się więc w stronę wyższych napięć. Stosunek zaś nachylenia linii wyrażającej zmodyfikowane prawo Childsa do nachylenia linii TFL można przedstawić wyrażeniem:

$$\frac{\Delta_{TFL}}{\Delta_c} \approx \frac{1}{\Theta} \approx \frac{n_i}{n}.$$

Najczęściej $n_i > n$, co prowadzi do stromego wzrostu (praktycznie linii pionowej) prądu TFL ze wzrostem napięcia. Opisane tu zależności prądowo-napięciowe pokazane są na rys. 7, na którym podane są przebiegi dla CdS z jednym poziomem pułapkowym. Linie $\log j - \log U$ podane są tu dla różnych wartości energii poziomu pułapkowego ($G = E_c - E_i$). Dla mniejszych wartości G prosta przedstawiająca zmodyfikowane prawo Childsa przebiega wyżej, zbliżając się dla większych wartości prądu do prawa Childsa dla CdS bez pułapek. Większa zaś wartość G prowadzi do silniejszego pułapkowania elektronów i zmodyfikowane prawo Childsa przechodzi stopniowo w prawo Ohma, które obowiązuje teraz do wyższych napięć. Tak więc, o ile istnieją pułapki o jednym poziomie energetycznym, zależność prądu od napięcia (dla pewnego przedziału napięć zależnego od energii poziomu pułapkowego) będzie kwadratowa. Stwierdzenie kwadratowej zależności prądu od przyłożonego napięcia ($I \sim U^2$) może więc być dowodem braku pułapkowania (bez TFL) lub tego, że istnieje pojedynczy poziom pułapkowy.

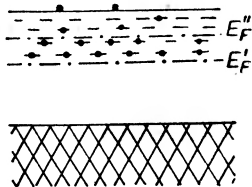


Rys. 7. Graficzne przedstawienie wyników uproszczonej teorii prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym, otrzymanych dla kryształu CdS z pułapkami o jednym poziomie energetycznym. Linie przerywane są trzema ograniczeniami charakterystyk podanymi na rys. 6. Linie ciągłe przedstawiają wyniki rozwiązań dla parametrów podanych w pracy [3]

Kryształ z pułapkami o ciągłym rozkładzie energetycznym

Jeżeli istnieje w kryształach ciągły rozkład pułapek, jak to jest przedstawione na rys. 8, to wstrzyknięty do kryształu ładunek jest gromadzony:

- w pasmie przewodnictwa jako ładunek swobodny,
- w pułapkach powyżej poziomu Fermiego po przyłożeniu napięcia,



Rys. 8. Wykres poziomów energetycznych izolatora zawierającego równomierny ciągły rozkład energetyczny pułapek. Zaznaczone jest również przesunięcie poziomu Fermiego wywołane ładunkiem wstrzykniętym przez pole elektryczne. E_F'' - położenie poziomu Fermiego bez zewnętrznego pola elektrycznego, E_F' - końcowe położenie poziomu Fermiego po przyłożeniu zewnętrznego pola elektrycznego [2]

- w pułapkach między początkowym położeniem poziomu Fermiego i położeniem końcowym po wprowadzeniu ładunku.

Zgromadzony w pułapkach ładunek przesuwa poziom Fermiego w stronę pasma przewodnictwa. Weźmy kryształ o równoległych elektrodach tworzący kondensator płaski o pojemności C i jednostkowej powierzchni elektrody. Przyjmujemy, że przesunięcie poziomu Fermiego ΔE będzie proporcjonalne do wprowadzonego ładunku Q , który jest z kolei proporcjonalny do przyłożonego do próbki napięcia i prawie w całości ulega pułapkowaniu.

Wyrażenie na koncentrację elektronów w pasmie przewodnictwa może być teraz zapisane w następującej postaci:

$$n = N_c e^{\frac{E_c - E_F}{kT}} e^{\frac{\Delta E}{kT}}.$$

Przesunięcie poziomu Fermiego $\Delta E = \frac{Q}{aeN_{tE}}$. N_{tE} — gęstość pałapek przypadająca na jednostkę energii. Wobec tego, że $Q = CU$ $\Delta E = \frac{CU}{aeN_{tE}}$.

Wstawiając to ostatnie wyrażenie do wzoru na koncentrację elektronów otrzymamy:

$$n = N_c e^{\frac{E_c - E_F}{kT}} e^{\frac{cU}{aeN_{tE}}} = n_0 e^{\frac{cU}{aeN_{tE}}} = n_0 e^{aU},$$

$n_0 = N_c e^{-\frac{E_c - E_F}{kT}}$ wyraża koncentrację elektronów w pasmie przewodnictwa wynikającą z warunków równowagi termicznej, dla zerowego napięcia zewnętrznego;

$$a = \frac{c}{aeN_{tE}}.$$

Gęstość ładunku w pałapkach dana jest wzorem

$$n_t \approx \frac{Q}{ae}.$$

Stosunek koncentracji elektronów swobodnych do koncentracji elektronów w pałapkach jest

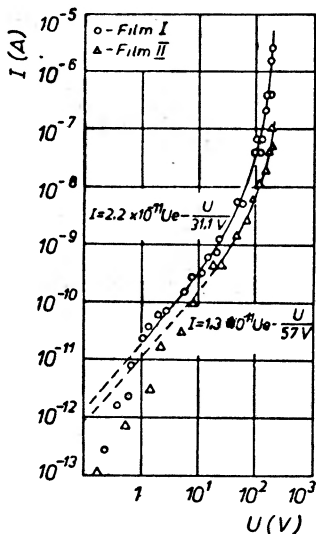
$$\frac{n}{n_t} \approx \Theta \approx \frac{n_0 e^{aU}}{Q/ae} = \frac{aen_0 e^{aU}}{cu}.$$

Otrzymaliśmy więc wykładniczą zależność Θ od przyłożonego napięcia, to zaś prowadzi do wykładniczej zależności gęstości prądu od przyłożonego napięcia

$$j = \frac{9\epsilon\mu U^2}{8a^3} \Theta = \frac{9\mu\epsilon U^2}{8} \frac{aen_0 e^{aU}}{cU} = \frac{9\epsilon\mu n_0 U}{8a^2 c} e^{aU}.$$

Tak więc dla ciągłego rozkładu pałapek $j \sim e^{aU}$.

Jako przykład wykładniczej zależności prądu od przyłożonego napięcia przytoczymy wykres tej zależności otrzymany przez Hartke [7] dla bezpostaciowego selenu. Widoczny na rys. 9 przebieg charakterystyki prądowo-napięciowej dotyczy naporowanej warstwy selenu z naniesioną elektrodą ze złota, która daje dobry kontakt z selenem dla wstrzykiwania dziur. W bezpostaciowym selenie mamy w pewnym przedziale energii ciągły rozkład pałapek dla dziur. Tak więc stwierdzenie zależności $j \sim Ue^{aU}$ świadczy o równomiernym, ciągłym w pewnym przedziale energii, rozkładzie pałapek.



Rys. 9. Prądy ograniczone ładunkiem przestrzennym w warstwie bezpostaciowego selenu z elektrodami ze złota dającego dobry kontakt dla wstrzykiwania dziur [7]

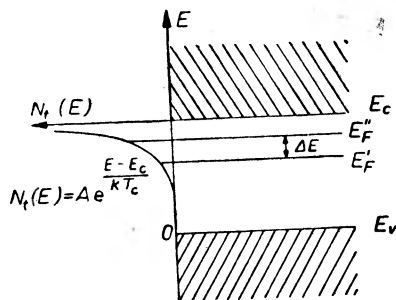
Kryształ z pułapkami o wykładniczym rozkładzie energetycznym

Rozpatrzmy teraz przypadek, w którym energetyczny rozkład pułapek jest wykładniczy w pewnym przedziale energii i może być przedstawiony wzorem:

$$N_t = A e^{\frac{E-E_c}{kT_c}},$$

T_c — oznacza tu charakterystyczną temperaturę, której wartość określa stopień zaniku pułapek i jest na ogół znacznie wyższa od temperatury pomiaru T .

Taką sytuację z wykładniczym rozkładem pułapek widzimy na rys. 10.



Rys. 10. Wykładniczy energetyczny rozkład pułapek. $N_t(E)$ - koncentracja pułapek o energii E , ΔE - przesunięcie poziomu Fermiego wywołane wstrzykniętymi i spułapkowanymi elektronami

Ładunek gromadzony w pułapkach powoduje przesunięcie poziomu Fermiego w stronę pasma przewodnictwa. Jeżeli ładunek w pułapkach wynosi Q , t_0

przesunięcie poziomu Fermiego o ΔE wywołane tym ładunkiem jest określone związkiem

$$\int_{E_F}^{E_F + \Delta E} N_t(E) aE = \frac{Q}{e} = \frac{cU}{e}.$$

Całkując wyrażenie

$$\int_{E_F}^{E_F + \Delta E} A e^{\frac{E - E_c}{kT_c}} dE = \frac{cU}{e},$$

a następnie logarytmując i rozwiązując otrzymane równanie względem ΔE otrzymamy

$$\Delta E = kT_c(B + \ln U);$$

B — oznacza tu stałą niezależną od przyłożonego napięcia. Stosunek koncentracji elektronów swobodnych do koncentracji pułapkowanych będzie przedstawiał się teraz następująco

$$\frac{n}{n_t} \approx \Theta \approx \frac{N_c e^{\frac{E_c - E_F}{kT}} \cdot e^{\frac{\Delta E}{kT}}}{Q/ae} = \frac{ae N_c e^{\frac{E_c - E_F}{kT}}}{Uc},$$

$$e^{\frac{\Delta E}{kT}} = \frac{ae n_0}{Uc} e^{\frac{kT_c(B + \ln U)}{kT}} = \text{const} U^{\left(\frac{T_c}{T} - 1\right)}.$$

Stała występująca w ostatnim wyrażeniu nie jest funkcją przyłożonego napięcia, zależy natomiast od temperatury.

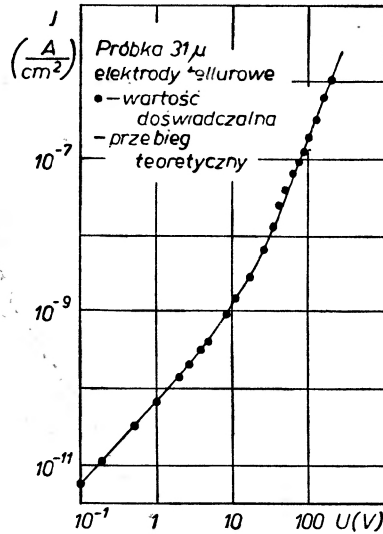
Wstawiając otrzymane wyrażenie na Θ do równania na gęstość prądu w funkcji przyłożonego napięcia dla kryształu z pułapkami otrzymamy:

$$j = \frac{9\epsilon\mu U^2}{8a^3} \Theta = \frac{9\epsilon\mu n_0^2}{8a^3} \text{const} U^{\left(\frac{T_c}{T} - 1\right)} = \text{const}' U^{\left(\frac{T_c}{T} + 1\right)}.$$

Gęstość prądu przedstawiona więc będzie przez zależność $j \sim U^{\left(\frac{T_c}{T} + 1\right)} = U^m$, gdzie wykładnik potęgi m jest zależny od stopnia wykładniczego zaniku pułapek. Dla powolnego zaniku pułapek charakterystyczna temperatura T_c jest wysoka, znacznie przewyższająca temperaturę pomiaru T , i wykładnik potęgi m jest dużo większy od 2. Dla szybkiego zaniku pułapek T_c jest mniejsze i mniejszy jest wykładnik potęgi m . Wreszcie dla $T_c = T$, $m = 2$ i otrzymana zależność sprowadzi się do zależności prądu od przyłożonego napięcia istniejącej dla kryształu z pojedynczym poziomem pułapkowym ($j \sim U^2$).

O ile więc otrzymamy zależność $j \sim U^m$ i $m > 2$, to świadczy to o wykładniczym energetycznym rozkładzie pułapek. Przykładem materiału, który posiada wykładniczy rozkład pułapek może być szklisty selen. Badania prądów

ograniczonych ładunkiem przestrzennym w tym materiale były przeprowadzone przez Lanyona [8]. Otrzymane przez niego zależności prądowo-napięciowe (rys. 11) spełniają prawo Ohma dla mniejszych napięć, dla wyższych zaś $j \sim U^{2,8}$. Ten szybki wzrost prądu związany jest z wykładniczym rozkładem pułapek,



Rys. 11. Porównanie zgodności danych doświadczalnych otrzymanych dla szklanego selenu (punkty) z teoretycznym wykresem opartym na założeniu wykładniczego rozkładu pułapek (linia ciągła) [8]

w tym przypadku dla dziur. Charakterystyczna temperatura T_c , która określa stopień zaniku pułapek, znaleziona z nachylenia zależności $\log j - \log U$ dla szklanego selenu, wynosi 2,8 T, jest więc znacznie wyższa niż temperatura pomiaru.

Przejście od prawa Ohma do prawa Childsa

Jak było pokazane, wykładniczy rozkład energii pułapek daje na zależność natężenia prądu od napięcia wyrażenie

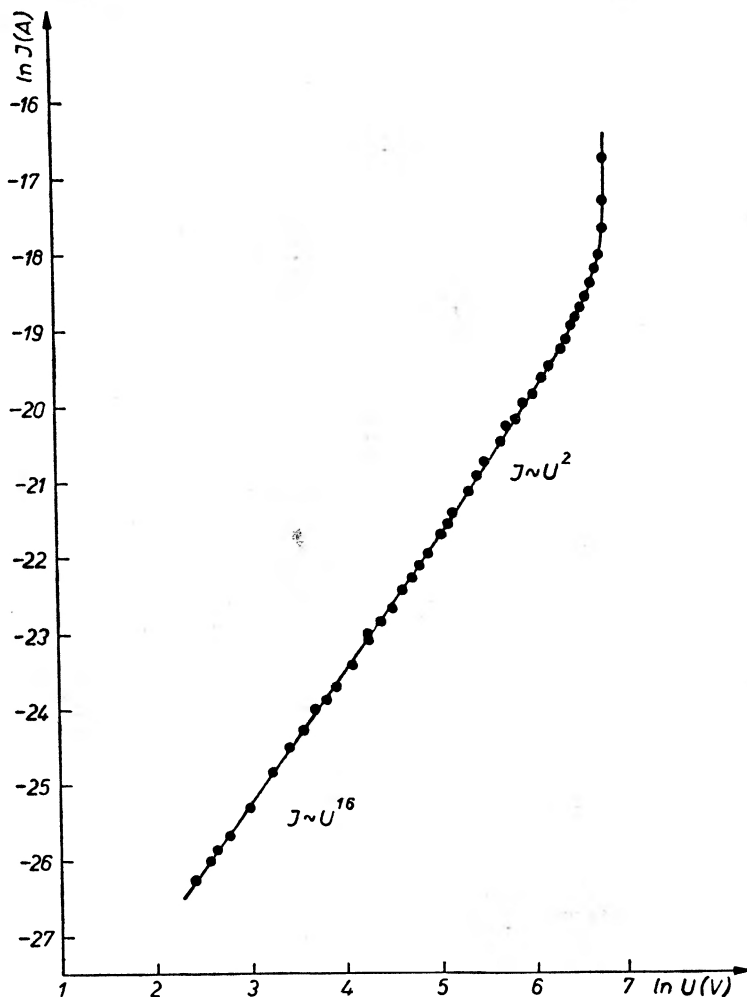
$$j \sim U^m \text{ gdzie } m = \left(\frac{T_c}{T} + 1 \right); m > 2.$$

Zależność ta przechodzi w zależność kwadratową dla $T = T_c$, a więc taką jaką istnieje dla pojedynczego poziomu pułapkowego. Wykładniczy rozkład energii pułapek redukuje się do jednego poziomu energetycznego. Możliwa jest również sytuacja, gdy $T_c < T$, co daje zależność

$$j \sim U^m \quad \text{gdzie} \quad 1 \leq m \leq 2.$$

Mamy tu więc zależności prądowo-napięciowe pośrednie między prawem Ohma ($m = 1$) a prawem Childsa dla ciała stałego ($m = 2$). Takie pośrednie przebiegi

były obserwowane przez autora dla monokrystalicznych próbek ZnO domieszkowanych sodem. Elektrody z indu, który tworzy z ZnO kontakt omowy, były naparowane w próżni. Z charakterystyki prądowo-napięciowej wyznaczonej

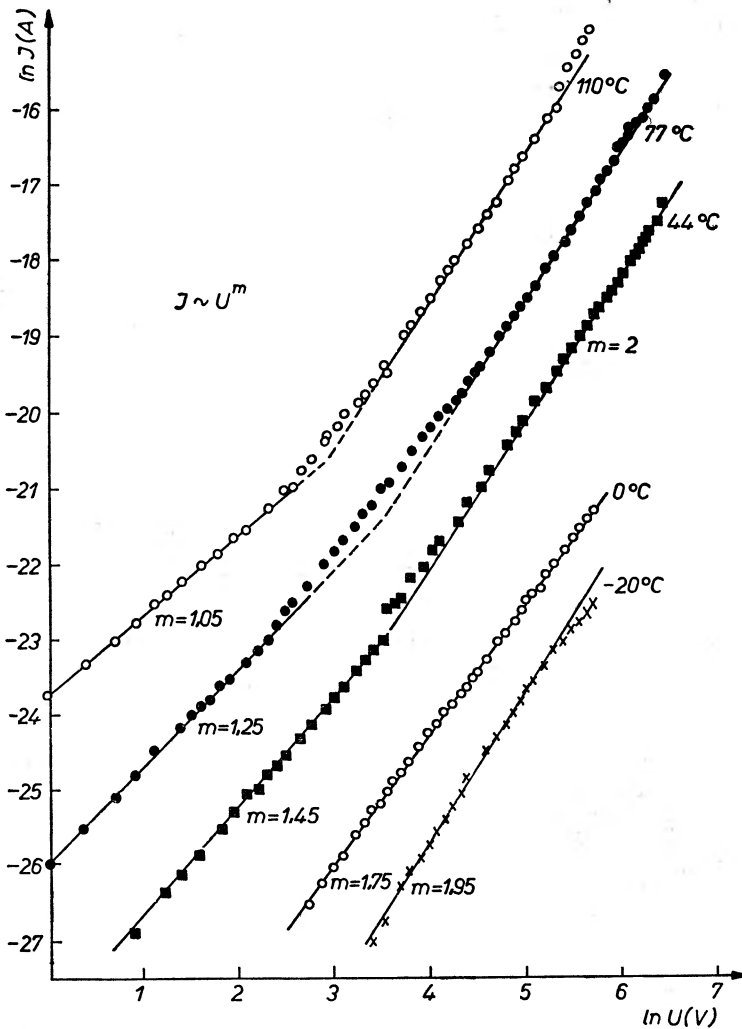


Rys. 12. Zależność prądu od przyłożonego napięcia otrzymana dla kryształu ZnO domieszkowanego sodem z elektrodami indowymi. Pomiary wykonane w temperaturze pokojowej

w temperaturze pokojowej otrzymano dla niższych napięć $m = 1,6$, dla wyższych zaś $m = 2$ (rys. 12).

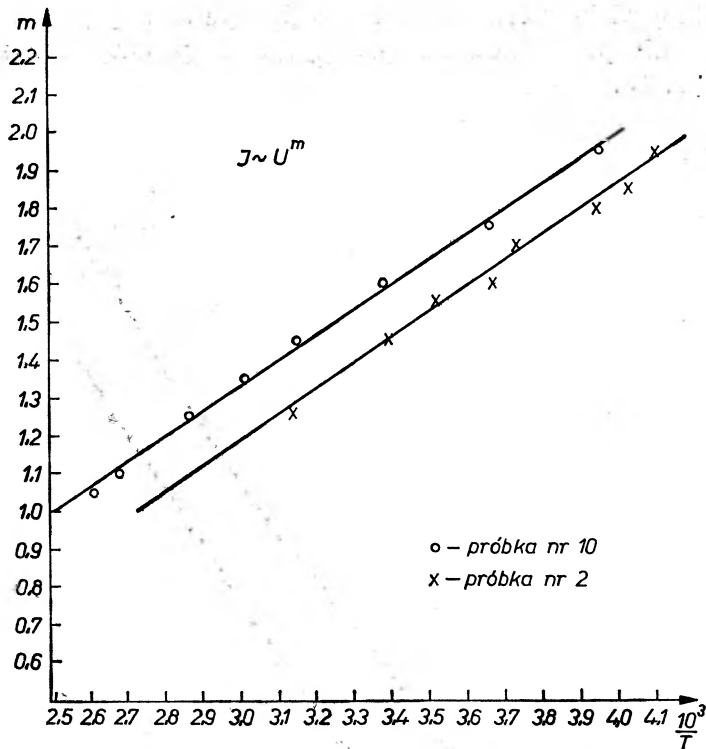
Nachylenie prostej $\ln j - \ln U$ dla niższych napięć (pierwszy zakres) jest funkcją temperatury; zależność ta podana jest na rys. 13 i 14. Dla wyższych napięć (drugi zakres) nachylenie $\ln I - \ln U$ jest niezależne od temperatury (w badanym zakresie temperatur) i otrzymano $m = 2$, a więc typową zależność dla prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym z pojedynczym poziomem pułapkowym. Zmiana nachylenia zależności $\log j - \log U$ była obserwowana

również dla CdS, gdzie wyznaczono przebiegi prądowo-napięciowe dla różnych wartości natężenia promieniowania padającego na próbkę. Zależności te podane są na rys. 15.

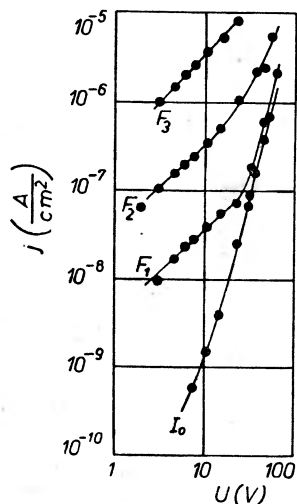


Rys. 13. Zależność prądu od przyłożonego napięcia, otrzymana przy różnych temperaturach, dla kryształu ZnO domieszkowanego sodem

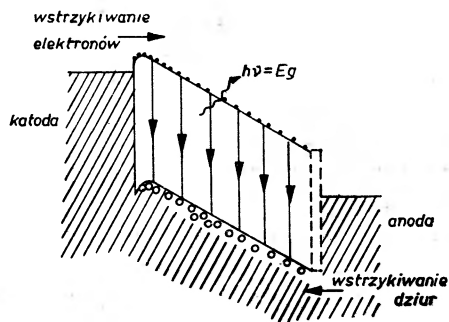
Zmiana nachylenia prostej $\log j - \log U$ jest prawdopodobnie związana z tym, że w próbkach jest stosunkowo duża koncentracja swobodnych elektronów. Mierzony prąd jest więc prądem wypadkowym prądów spełniających prawo Ohma i Childsa. Ze wzrostem temperatury (lub natężenia oświetlenia) rośnie liczba elektronów w pasmie przewodnictwa i prąd omowy zaczyna przeważać. Dla odpowiednio wysokich temperatur (dla ZnO domieszkowanego sodem próbki nr 10-400°K) prąd omowy jest na tyle duży, że praktycznie on określa



Rys. 14. Zależność wykładnika potęgi m ($j \sim U^m$) od temperatury dla kryształów ZnO domieszkowanych sodem



Rys. 15. Prądy ograniczone ładunkiem przestrzennym w CdS. I_0 -krzywa dla prądu ciemnego, F_1, F_2, F_3 -krzywe dla odpowiednio większego oświetlenia [5]



Rys. 16

prąd mierzony. Poniżej zaś pewnej temperatury (dla wysokooporowego ZnO-250°K) koncentracja elektronów w pasmie przewodnictwa bez zewnętrznego napięcia jest tak mała, że o natężeniu przepływającego prądu decyduje prąd ograniczony ładunkiem przestrzennym. Dla stałej temperatury prądu ograniczonego ładunkiem przestrzennym przeważa prąd omowy przy odpowiednio wyższych napięciach i wtedy otrzymuje się zależność kwadratową ($j \sim U^2$). Jest to widoczne w drugim zakresie zależności $\log j - \log U$ podanej na rys. 13.

Zakończenie

Dotychczas były opisane zagadnienia związane z wstrzykiwaniem jednego rodzaju nośników prądu: elektronów lub dziur. Mogą być stworzone warunki pozwalające na wstrzykiwanie obu rodzajów nośników równocześnie. Takie podwójne wstrzykiwanie otrzymał dla CdS Smith [9]. Zwiększenie koncentracji elektronów w pasmie przewodnictwa i dziur w pasmie podstawowym prowadzi do zwiększonej rekombinacji promienistej. Podwójnym wstrzykiwaniem wyjaśniono zjawisko elektroluminescencji w CdS, co jest pokazane na rys. 16. Jak więc widzimy, badanie prądów ograniczonych ładunkiem przestrzennym jest związane z istotnym zagadnieniem. Daje ono bowiem wiele informacji związanych z transportem nośników prądu. Pozwala wyznaczyć energię pułapek (E_i) ich koncentracji (N_i), energetyczny rozkład pułapek $N_i(E)$, koncentrację elektronów w pasmie przewodnictwa (n) i w pułapkach (n_i) oraz ruchliwość nośników prądu (μ_D).

Literatura

- [1] N. F. Mott, R. W. Gurney, *Zjawiska elektronowe w kryształach jonowych*, PWN 1956 (tłum. z jęz. ang.).
- [2] A. Rose, *Phys. Rev.*, **97**, 1538 (1955).
- [3] M. A. Lampert, *Phys. Rev.*, **103**, 1648 (1956).
- [4] R. H. Tredgold, *Space Charge Conduction in Solids*, Elsevier Publ. Comp. 1966.
- [5] R. W. Smith, A. Rose, *Phys. Rev.*, **97**, 1531 (1955).
- [6] W. Shockley, R. C. Prim, *Phys. Rev.*, **90**, 753 (1953).
- [7] J. L. Hartke, *Phys. Rev.*, **125**, 1177 (1962).
- [8] H. P. D. Lanyon, *Phys. Rev.*, **130**, 134 (1963).
- [9] R. W. Smith, *Phys. Rev.*, **105**, 900 (1957).
- [10] P. Hander, *J. Phys. Chem. Solids*, **14**, 1 (1960).
- [11] R. W. Smith, A. Rose, *Phys. Rev.*, **97**, 1529 (1955).

Romuald Pawluczyk

Zakład Optyki Fizycznej
Centralne Laboratorium Optyki
Warszawa

Mikroskopia holograficzna

Holographic Microscopy

Abstract: Principles of holography, magnification in holographic systems, methods for obtaining of aberrationless three-dimensional images and different applications of holography to microscopy are described. Some experimental results obtained with microholographic systems in convergence object beam are reported. Among many applications of holography, holographic microinterferometry is a good deal of attention.

Tworzenie się obrazów w układach optycznych jest procesem dwustopniowym. W pierwszym stopniu powstaje obraz dyfrakcyjny danego przedmiotu, natomiast w drugim, w wyniku transformacji obrazu dyfrakcyjnego przez soczewkę (względnie oko), tworzy się geometryczny obraz przedmiotu. Fakt ten wykorzystał polski fizyk Wolfke [1] czasowo rozdzielając obydwa stopnie procesu. W pierwszym stopniu rejestrowało by się na płycie fotograficznej obraz dyfrakcyjny przedmiotu w promieniach rentgenowskich, a w następnym stopniu, z wywołanej i utrwalonej płyty, odtwarzano by obraz geometryczny przedmiotu oświetlając ją światłem monochromatycznym. W przeprowadzonej przez siebie analizie teoretycznej Wolfke wykazał, że w ten sposób możliwe jest uzyskanie wysokich zdolności rozdzielczych i dużych powiększeń. Jednakże metoda ta pozwala jedynie na rejestrację amplitudy fali dyfrakcyjnej.

Dopiero w pracach fizyka angielskiego Gabora [2-4], które dały podstawy holografii, podana została metoda rejestracji fazy i amplitudy fali dyfrakcyjnej, dzięki czemu możliwe jest wierne odtworzenie obrazu zarejestrowanego przedmiotu z zachowaniem wszelkich własności przestrzennych. Rozwinięcie tej metody przez szereg badaczy [5-7], a w szczególności (po wynalezieniu laserów) przez Leitha i Upatnieksa [8-11], spowodowało gwałtowny wzrost zainteresowania holografia, w wyniku czego okazało się, że istnieją bardzo duże możliwości jej zastosowania [12-17].

Należy zaznaczyć, że w obecnej chwili pod pojęciem holografia rozumiana jest metoda rejestracji, a następnie odtwarzania pól o własnościach falowych

(fale elektromagnetyczne o różnej długości, fale akustyczne oraz fale związane ze strumieniami cząstek) z zachowaniem informacji o rozkładzie ich amplitud i faz.

Jednym z głównych zastosowań holografii jest mikroskopia. W tym przypadku zasadniczą rolę odgrywają następujące własności holografii:

1) ponieważ hologram zawiera całkowitą informację o zarejestrowanej fali, a przy odtwarzaniu pozwala uzyskać wierną jej kopię, to odtworzone obrazy posiadają wszystkie optyczne własności rzeczywistego obiektu (trójwymiarowość, głęboką ostrość przy fotografowaniu, paralaksę, perspektywę itp);

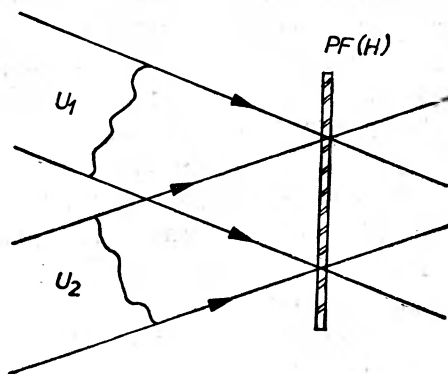
2) dwustopniowość procesu holograficznego pozwala stosować inny rodzaj promieniowania w trakcie rejestracji, a inny przy rekonstrukcji, dzięki czemu możliwe jest uwidacznianie pól akustycznych, radiowych, podczerwonych, rentgenowskich i elektronowych, a co za tym idzie pozwala na uzyskiwanie wysokich zdolności rozdzielczych i dużych powiększeń (przez zastosowanie do rejestracji promieniowania o bardzo małej długości fali);

3) ponadto istnieje możliwość korygowania wad układów formujących wiązki promieniowania rejestrującego przez odpowiednią konstrukcję układów odtwarzających, co ma szczególne znaczenie w przypadku mikroskopii rentgenowskiej i elektronowej, gdzie formowanie wiązek nastręcza wiele trudności;

4) w przypadku, gdy w obu stopniach jest stosowane promieniowanie o tej samej długości fali, przez odpowiedni dobór parametrów układów możliwe jest uzyskanie powiększonych (lub zmniejszonych) obrazów zarejestrowanego przedmiotu [14, 17-26].

Zasady holografii

W celu uproszczenia rozważań teoretycznych zostanie rozpatrzona holograficzna rejestracja spójnej fali promieniowania elektromagnetycznego oraz jej rekonstrukcja w świetle monochromatycznym.



Rys. 1. Schemat do holograficznej rejestracji obrazu: U_1 i U_2 -fale rejestrowane, PF -płyta fotograficzna

Załóżmy, że na cienką płytę fotograficzną (rys. 1) o kontrastowości Γ , usytuowaną w płaszczyźnie XY , zostaną skierowane dwie spójne fale elektromagnetyczne o zespolonych amplitudach opisywanych wyrażeniami:

$$U_k(x, y) = A_k(x, y) e^{i\varphi_k(x, y)}; \quad k = 1, 2, \quad (1)$$

gdzie $A_k(x, y)$ opisuje część rzeczywistą rozkładu amplitudy, a $\varphi_k(x, y)$ — rozkład fazy w płaszczyźnie XY . W wyniku interferencji w płaszczyźnie płyty fale te utworzą pole będące sumą poszczególnych fal:

$$U = U_1 + U_2. \quad (2)$$

Bezwzględna wartość amplitudy pola będzie wynosiła:

$$|U| = [(U_1 + U_2)(U_1 + U_2)^*]^{1/2} \quad (3)$$

Płyta fotograficzna o dostatecznie wysokiej zdolności rozdzielczej i kontrastowości Γ , pracująca na liniowej części charakterystyki, po naświetleniu i wywołaniu uzyska zacinienie P równe:

$$P = p_0 |U|^{\Gamma}, \quad (4)$$

gdzie p_0 — współczynnik zależny od czasu naświetlania i obróbki fotochemicznej. Przepuszczalność natomiast można opisać za pomocą wyrażenia:

$$T = P^{-1} = p_0^{-1} |U|^{-\Gamma}. \quad (5)$$

Oświetlając wywołaną już płytę monochromatyczną falą tego samego promieniowania o zespolonej amplitudzie $U_3(x, y) = A_3 e^{i\varphi_3(x, y)}$ uzyska się za płytą pole opisywane wyrażeniem:

$$H = U_3 T = p_0^{-1} U_3 [|U_1|^2 + |U_2|^2 + U_1 U_2^* + U_1^* U_2]^{-\Gamma/2}. \quad (6)$$

Podstawiając w miejsce $U_i (i = 1, 2, 3)$ ich wartości uzyskuje się:

$$H = p_0^{-1} A_3 e^{i\varphi_3} [A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + A_1 A_2 e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)}]^{-\Gamma/2}. \quad (7)$$

Po wyciągnięciu $(A_1^2 + A_2^2)$ przed nawias wyrażenie (7) przybierze postać:

$$H = p_0^{-1} (A_1^2 + A_2^2)^{-\Gamma/2} A_3 e^{i\varphi_3} \left[1 + \frac{A_1 A_2}{(A_1^2 + A_2^2)} e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + \frac{A_1 A_2}{(A_1^2 + A_2^2)} e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)} \right]^{-\Gamma/2}. \quad (8)$$

Ponieważ w tym wzorze jest spełniona zależność:

$$\left| \frac{A_1 A_2}{(A_1^2 + A_2^2)} e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} + \frac{A_1 A_2}{(A_1^2 + A_2^2)} e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)} \right| < 1,$$

to wyrażenie potęgowe może być rozwinięte w szereg potęgowy wg wzoru na dwumian Newtona. Wówczas, wprowadzając oznaczenie:

$$C = \frac{A_1 A_2}{(A_1^2 + A_2^2)};$$

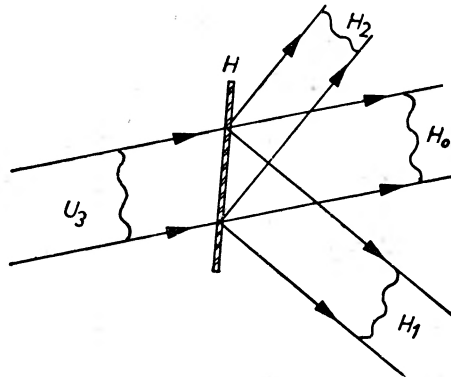
pole za hologramem może być opisane wyrażeniem:

$$\begin{aligned}
 H = & p_0^{-1} (A_1^2 + A_2^2)^{-\Gamma/2} A_3 e^{i\varphi_3} \left\{ 1 - \frac{\Gamma}{2} C e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} - \frac{\Gamma}{2} C e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)} + \right. \\
 & + \frac{\Gamma(\Gamma+2)}{8} C^2 e^{2i(\varphi_1 - \varphi_2)} + \frac{\Gamma(\Gamma+2)}{4} C_2 + \frac{\Gamma(\Gamma+2)}{8} C^2 e^{2i(\varphi_1 - \varphi_2)} - \dots \left. \right\} = \\
 & = p_0^{-1} (A_1^2 + A_2^2)^{-\Gamma/2} A_3 e^{i\varphi_3} \left\{ \left[1 + \frac{\Gamma(\Gamma+2)}{4} C_2 + \dots \right] - \right. \\
 & - \left[\frac{\Gamma}{2} C + \frac{\Gamma(\Gamma+2)(\Gamma+4)}{16} C^3 + \dots \right] e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} - \\
 & - \left[\frac{\Gamma}{2} C + \frac{\Gamma(\Gamma+2)(\Gamma+4)}{16} C^3 + \dots \right] e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)} + \\
 & \left. + \text{wyrażenia z wyższymi potęgami postaci: } B_k e^{\pm ki(\varphi_1 - \varphi_2)} \right\}. \quad (9)
 \end{aligned}$$

A więc, w przypadku dowolnego Γ pole za hologramem składa się z szeregu fal o szybko malejących amplitudach, tak że na ogół składniki zawierające czynniki postaci $e^{\pm ki(\varphi_1 - \varphi_2)}$ dla $k > 1$ mogą być pominięte. Wszystkie te człony znikają samoczynnie dla $\Gamma = -2$ i ten przypadek będzie brany pod uwagę w dalszych rozważaniach. Dla $\Gamma = -2$ równanie (9) ma postać:

$$\begin{aligned}
 H = H_0 + H_1 + H_2 = & p_0^{-1} (A_1^2 + A_2^2) A_3 e^{i\varphi_3} + \\
 & + p_0^{-1} A_1 A_2 A_3 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3)} + p_0^{-1} A_1 A_2 A_3 e^{i(\varphi_2 - \varphi_1 + \varphi_3)}, \quad (10)
 \end{aligned}$$

a więc w tym przypadku pole za hologramem składa się tylko z trzech fal (rys. 2). Człon pierwszy odpowiada osłabionej fali U_3 , a pozostałe dwa człony są kombinacją wszystkich trzech fal biorących udział w procesie holograficznym. Od-



Rys. 2. Odtwarzanie obrazu zarejestrowanego metodami holograficznymi: H -hologram; U_3 -fala odtwarzająca; H_0, H_1, H_2 -trzy fale powstające za hologramem

powiednio dobierając U_3 możliwe jest uzyskanie za hologramem fali identycznej z falą U_1 lub U_2 . Załóżmy, że falą przedmiotową jest fala U_1 wówczas, gdy $U_3 = U_2$, drugi człon sumy (10) będzie miał postać:

$$H_1 = p_0^{-1} A_1 A_2^2 e^{i(\varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3)} = A e^{i\varphi_1} \quad (11a)$$

a człon trzeci:

$$H_2 = A e^{-i(\varphi_1 - 2\varphi_2)}, \quad (11b)$$

gdzie

$$A = p_0^{-1} A_1 A_2^2,$$

natomiast w przypadku, gdy $U_3 = U_2^*$

$$H_1^* = A e^{i(\varphi_1 - 2\varphi_2)} \quad (12a)$$

$$H_2^* = A e^{-\varphi_1}. \quad (12b)$$

W ogólnym przypadku fale odpowiadające członom H_1 i H_2 posiadają fazy będące algebraiczną kombinacją faz U_1 , U_2 i U_3 . Sumowanie faz jest w zasadzie zjawiskiem szkodliwym, gdyż na skutek dodatkowego przesunięcia fazowego powoduje zniekształcenie obrazu odtworzonego z hologramu, chociaż w niektórych przypadkach ta właściwość hologramów może być pożyteczna. I tak wielkim osiągnięciem Leitha i Upatnieksa było opracowanie układu holograficznego, w którym wiązka U_2 posiadała przesunięcie fazowe liniowo zmieniające się w poprzek hologramu (fala U_2 pochylona względem U_1). Przy odtwarzaniu z takiego hologramu wszystkie wiązki są rozdzielone przestrzennie i nie powodują wzajemnego maskowania zrekonstruowanych obrazów [8].

W przypadku, gdy fale odniesienia i odtwarzająca są tak dobrane, że przesunięcie fazowe wzrasta jak kwadrat odległości od pewnej osi, działanie hologramu jest identyczne z działaniem soczewki i możliwe jest uzyskanie powiększonych obrazów zarejestrowanego przedmiotu [14, 17-22].

Powiększenie w układach holograficznych

Ponieważ holografia jest procesem dwustopniowym, w którym rejestracja i odtwarzanie mogą być czasowo rozdzielone, to w okresie pomiędzy rejestracją a rekonstrukcją zmianie mogą ulec nie tylko parametry geometryczne wiązki odtwarzającej względem odniesienia, lecz również może być zastosowana wiązka o innej długości fali, a i sam hologram może być powiększony lub pomniejszony.

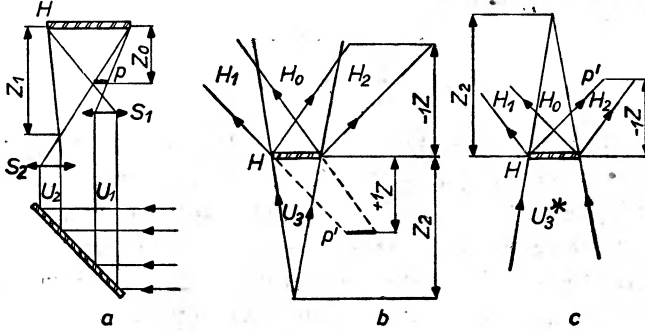
Wpływ wszystkich czynników na powiększenie układu holograficznego ujmują następujące wzory [18, 19]:

$${}_{-1}^{+1}M_{\text{pop}} = \frac{m}{1 \pm \frac{m^2 Z_0}{\mu Z_2} - \frac{Z_0}{Z_1}} \quad (13)$$

$${}_{-1}^{+1}M_{\text{podl}} = -\frac{1}{\mu} [{}_{-1}^{+1}M_{\text{pop}}]^2 \quad (14)$$

W wzorach tych znak górny dotyczy członu H_1 ; a dolny członu H_2 ze wzoru (10). Pozostałe oznaczenia: M_{pop} -powiększenia poprzeczne; M_{podl} -powiększenia podłużne; m -współczynnik charakteryzujący przeskalowanie (powiększenie lub

pomniejszenie) hologramu ($m > 1$ dla hologramu powiększonego, a $m < 1$ dla hologramu pomniejszonego); $\mu = \frac{\lambda_2}{\lambda_1}$ gdzie λ_1 - długość fali promieniowania rejestrującego, a λ_2 - rekonstruującego; Z_0, Z_1, Z_2 odległości od hologramu (rys. 3) odpowiednio: obiektu, punkowego źródła fali odniesienia, punkowego



Rys. 3. Mikroskop holograficzny: a) -holograficzny układ rejestrujący stosowany w pracy [17]; b) -układ odtwarzający z powiększonym obrazem urojonym; c) -z obrazem rzeczywistym; H -hologram (w układzie przedstawionym na rys. 3a -płyta fotograficzna); P -przedmiot; P' -jego obraz; Z_0 -odległość przedmiotu od płyty fotograficznej; Z_1 -odległość ogniska wiązki odniesienia; Z_2 -odległość ogniska wiązki rekonstruującej od hologramu; $+1Z, -1Z$ -odległość obrazów od hologramu; U_1 -wiązka przedmiotowa; U_2 -odniesienia; U_3 i U_3^* -rekonstruujące; S_1, S_2 -soczewki formujące wiązki; H_0, H_1, H_2 -trzy fale za hologramem

źródła fali rekonstruującej.

Odległość zrekonstruowanego obrazu od hologramu wyrazi się wzorem:

$${}_{-1}^{+1}Z = \frac{1}{\frac{1}{Z_2} \pm \frac{\mu}{m^2} \left(\frac{1}{Z_0} - \frac{1}{Z_1} \right)}, \quad (15)$$

gdzie ${}_{-1}^{+1}Z$ oznacza odległość obrazu od hologramu.

Ze wzorów na powiększenie wynika, że w odróżnieniu od układów soczewkowych w układach holograficznych odpowiednio dobierając czynnik μ można uzyskać dowolną zależność pomiędzy powiększeniem poprzecznym a podłużnym. W szczególności możliwe jest uzyskanie dla jednego z obrazów stałego, niezależnego od głębi powiększenia poprzecznego i podłużnego. Aby zaistniał taki przypadek dla obrazu $+1$ rzędu ugięcia (dla członu H_1), we wzorze na ${}^{+1}M_{\text{pop}}$ nie powinien występować parametr Z_0 , co ma miejsce w przypadku gdy:

$$\frac{m^2 Z_0}{\mu Z_2} - \frac{Z_0}{Z_1} = 0 \quad \text{czyli} \quad Z_2 = \frac{m^2}{\mu} Z_1, \quad (16a)$$

wówczas:

$${}^{+1}M_{\text{pop}} = m; \quad {}^{+1}M_{\text{podł}} = -\frac{m^2}{\mu} \quad (16b)$$

analogicznie dla -1 rzędu ugięcia musi być spełniony warunek

$$Z_2 = -\frac{m^2}{\mu} Z_1, \quad (17a)$$

co powoduje:

$${}_{-1}M_{\text{pop}} = m; \quad {}_{-1}M_{\text{podł}} = -\frac{m^2}{\mu} \quad (17b)$$

jednakże w obydwu przypadkach powiększenie podłużne nadal różni się od poprzeczne. Aby odtworzony obraz był istotnie bezaberracyjny, czyli aby powiększenie w głąb i w poprzek były jednakowe, dodatkowo winien być spełniony warunek $\mu = m$.

Wówczas, przy spełnionym warunku (16a), który przybierze postać $Z_2 = mZ_1$ uzyskuje się:

$${}^{+1}M_{\text{pop}} = m; \quad {}^{+1}M_{\text{podł}} = -m \text{ i } {}^{+1}Z = mZ_0 \quad (18a)$$

a przy spełnionym warunku (17a) ($Z_2 = -mZ_1$):

$${}_{-1}M_{\text{pop}} = m; \quad {}_{-1}M_{\text{podł}} = -m \text{ i } {}_{-1}Z = -mZ_0. \quad (19)$$

Z analizy wzorów na aberracje, przytoczonych w pracy [19], wynika, że aby zniknęły wszystkie zniekształcenia wyższych rzędów, współrzędne poprzeczne (x, y) położenia ognisk wiązki rekonstruującej winny (niezależnie od znaku rzędu ugięcia) spełniać następujące warunki:

$$x_2 = mx_1 \quad \text{i} \quad y_2 = my_1. \quad (20)$$

Warunki (17) i (20) oraz dla $+1$ rzędu warunek $Z_2 = mZ_1$, a dla -1 rzędu $Z_2 = -mZ_1$, w sposób matematyczny ujmują własność pól dyfrakcyjnych, którą dla przypadku holografii można sformułować w sposób następujący: jeżeli hologram wykonany w określonym układzie z zastosowaniem określonej długości fali zostanie powiększony (pomniejszony) m -krotnie oraz w tym samym stosunku ulegną zmianie długość fali promieniowania i parametry wiązki rekonstruującej względem odniesienia, to w wyniku rekonstrukcji uzyska się m -krotnie powiększony (pomniejszony) obraz zarejestrowanego przedmiotu. Przy tym wszelkie proporcje nie ulegną najmniejszej zmianie.

Z przytoczonych rozważań wynika, że proces rekonstrukcji nie może być traktowany niezależnie od procesu rejestracji, gdyż dopiero dokładna znajomość układu rejestrującego pozwala uzyskać całkowitą informację o zarejestrowanym przedmiocie łącznie z jego rzeczywistymi wymiarami.

Omówione wzory na powiększenia w układach holograficznych dotyczyły przypadków najbardziej ogólnych i w chwili obecnej trudnych do zrealizowania, gdyż istnieją poważne przeszkody uniemożliwiające uzyskanie spójnych wiązek promieniowania o dowolnej długości fali. Interesujący jest przypadek, gdy długość fali stosowanego promieniowania nie ulega zmianie ($\mu = 1$), a hologram nie jest przeskalowywany ($m = 1$) wówczas, jak to to już wspomniano, możliwe jest uzyskanie powiększenia:

$$\begin{aligned}
 {}_{-1}^{+1}M_{\text{pop}} &= \frac{1}{1 \pm \frac{Z_0}{Z_2} - \frac{Z_0}{Z_2}}; \\
 {}_{-1}^{+1}M_{\text{podł}} &= - [{}_{-1}^{+1}M_{\text{pop}}]^2; \\
 {}_{-1}^{+1}Z &= \frac{1}{\frac{1}{Z_2} \pm \left(\frac{1}{Z_0} - \frac{1}{Z_1} \right)}. \quad (21)
 \end{aligned}$$

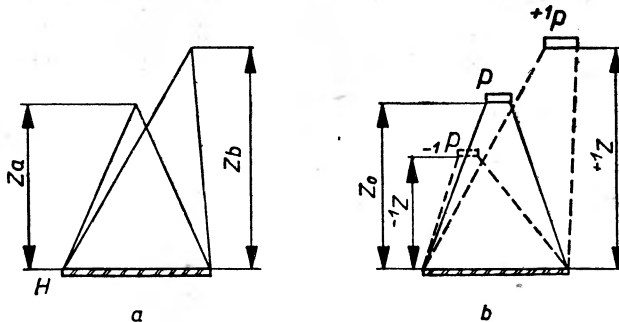
Z powyższych wzorów wynika, że tego typu układ holograficzny jest dla poszczególnych rzędów ugięcia równoważny soczewkom o ogniskowych:

$${}_{-1}^{+1}f = \frac{Z_1 Z_2}{Z_2 \mp Z_1}. \quad (22)$$

W przypadku, gdy $Z_0 = Z_1$ (holografia Fouriera)

$$\begin{aligned}
 {}_{-1}^{+1}M_{\text{pop}} &= \pm \frac{Z_2}{Z_1}; \\
 {}_{-1}^{+1}M_{\text{podł}} &= - \frac{Z_2^2}{Z_1^2}; \\
 {}_{-1}^{+1}f &= \frac{Z_1 Z_2}{Z_2 \mp Z_1} \\
 {}_{-1}^{+1}Z &= Z_2. \quad (23)
 \end{aligned}$$

We wszystkich dotychczas omawianych przypadkach na hologramie rejestrowano informację o badanym obiekcie. Okazuje się, że do uzyskania powiększenia metodami holograficznymi nie jest konieczna rejestracja obiektu na holo-



Rys. 4. a)-holograficzny układ do wytwarzania płytki Fresnela; b)-schemat powstawania obrazów przy obserwacji za pomocą takiej płytki; Z_a i Z_b -odległości ognisk zapisywanych fal; P -przedmiot; $+1P$ i $-1P$ -jego obrazy; Z_0 , $+1Z$, $-1Z$ -odległości od płytki odpowiednio: przedmiotu i obu jego obrazów

gramie. Wystarczy zarejestrować na hologramie obraz dwóch punktowych źródeł światła niejednakowo odległych od hologramu. Patrząc przez taki hologram na przedmiot oświetlony światłem monochromatycznym uzyskuje się w wiązках ugiętych powiększone (lub pomniejszone) obrazy obiektu (rys. 4).

Ponieważ w tym przypadku role fal uległy zamianie (wzór (10)), wzory na powiększenie i odległość obrazu od hologramu będą miały nieco odmienną postać

$$\begin{aligned} {}_{-1}^{+1}M_{\text{pop}} &= \frac{m^2}{\mu} \frac{1}{m^2 \pm \frac{Z_p}{Z_a} - \frac{Z_p}{Z_b}}; \\ {}_{-1}^{+1}M_{\text{podł}} &= - [{}_{-1}^{+1}M_{\text{pop}}]^2; \\ {}_{-1}^{+1}Z &= \frac{1}{\frac{1}{Z_0} \pm \frac{\mu}{m^2} \left(\frac{1}{Z_a} \pm \frac{1}{Z_b} \right)}, \end{aligned} \quad (24)$$

gdzie m i μ mają te same znaczenia co uprzednio; Z_a i Z_b -odległości od hologramu rejestrowanych źródeł światła; Z_p -odległość obserwowanego punktu obiektu od hologramu. W przypadku, gdy $m = 1$ i $\mu = 1$:

$$\begin{aligned} {}_{-1}^{+1}M_{\text{pop}} &= \frac{1}{1 \pm \frac{Z_p}{Z_a} - \frac{Z_p}{Z_b}}; \\ {}_{-1}^{+1}M_{\text{podł}} &= - [{}_{-1}^{+1}M_{\text{pop}}]^2; \\ {}_{-1}^{+1}Z &= \frac{1}{\frac{1}{Z_0} \pm \frac{1}{Z_a} - \frac{1}{Z_b}}. \end{aligned} \quad (25)$$

Działanie takiego hologramu dla poszczególnych rzędów ugięcia w niczym nie różni się od soczewek o ogniskowych:

$${}_{-1}^{+1}f = \pm \frac{Z_a Z_b}{Z_a - Z_b}. \quad (26)$$

Hologram taki można traktować jako amplitudową strefową płytkę Fresnela. Omówione i przeanalizowane własności holografii (zachowanie trójwymiarowości, możliwość uzyskiwania wysokich zdolności rozdzielczych i dużych powiększeń) czynią ją szczególnie przydatną w mikroskopii.

Zastosowanie holografii w mikroskopii

Pierwsze badania nad zastosowaniem holografii w mikroskopii, zapoczątkowane przez Gabora, zmierzały do zwiększenia zdolności rozdzielczej mikroskopów elektronowych i rentgenowskich [2-7]. W badaniach starano się wykorzystać własności holografii jako procesu dwustopniowego w celu korekcji metodami optycznymi aberracji układów elektronowych i rentgenowskich. Badania te ze względu na trudności techniczne nie dały na razie oczekiwanych efektów.

Ciekawą próbą uzyskania prawdziwie trójwymiarowego powiększenia jest praca [27], w której zaproponowano wykorzystanie hologramów zarejestrowa-

nych na materiałach fotograficznych o współczynniku kontrastowości $I \neq 2$ w procesie trójstopniowym. Po wykonaniu hologramu w cienkiej emulsji fotograficznej z zastosowaniem promieniowania o długości fali λ oświetlano ten hologram promieniowaniem o dwukrotnie większej długości fali i wykonano ponowny hologram w materiale o dużej grubości i o wysokim współczynniku kontrastowości. Oświetlając ten wtórny hologram promieniowaniem o długości fali λ w drugim rzędzie ugięcia zaobserwowano jednakowo we wszystkich kierunkach powiększony obraz pierwotnie zarejestrowanego obiektu. Zdaniem autorów pracy [27], cały proces może być stosowany do uzyskanego w ten sposób obrazu szereg razy, co pozwoli uzyskać dowolne powiększenie, a w przypadku, gdy zdolność rozdzielcza materiału światłoczułego jest wystarczająca i użyje się odpowiedniego promieniowania, również zdolność rozdzielcza całego procesu będzie odpowiednio wysoka.

Wyżej wymienione możliwości realizacji układów mikroskopowo-holograficznych dotyczyły przypadków, w których przed uformowaniem ostatecznego obrazu długość fali stosowanego promieniowania ulegała zmianie ($\mu \neq 1$). Wydaje się, że w obecnej chwili szersze zastosowanie praktyczne znajdują układy holograficzne, w których parametry μ i m spełniają warunki:

$$\mu = 1; \quad m = 1,$$

natomiast zmienny jest parametr Z_2 przy ustalonym Z_1 (oznaczenie ze wzorów (13), (14)). Układ tego typu (rys. 3) po raz pierwszy został opisany w pracach [17, 18]. W układach takich otrzymywano już powiększenia rzędu kilkuset razy, lecz uzyskana dotychczas zdolność rozdzielcza jest mniejsza niż w zwykłych mikroskopach i wynosi ok. 3μ [26]. Przykładem niedużego powiększenia uzyska-

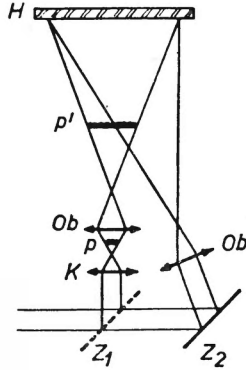


Rys. 5. Rzeczywisty, powiększony metodami holograficznymi obraz monety jednozłotówkowej (powiększenie około $5\times$) (obraz uzyskano w CLO pod koniec 1967 roku)

nego za pomocą podobnego układu jest rys. 5, na którym pokazano fotografię rzeczywistego obrazu monety jednozłotówkowej powiększonej metodami holograficznymi ok. $5\times$.

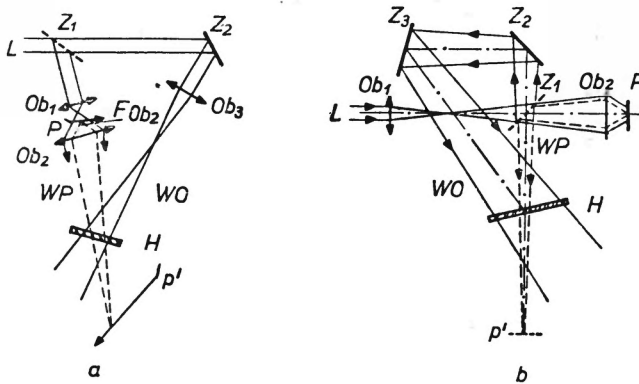
Oprócz układów przedstawionych na rys. 3 i rys. 4 możliwe są układy mieszane soczewkowo-holograficzne [24-26, 28, 29], w których za pomocą obiektywu mikroskopowego tworzy się obraz geometryczny obiektu. Obraz ten jest rejestrowany na hologramie. Możliwe są tu dwa rozwiązania:

1. hologram jest ustawiony za obrazem geometrycznym (rys. 6);
2. hologram znajduje się pomiędzy obiektywem mikroskopowym a obrazem geometrycznym (rys. 7a i rys. 7b [29]).



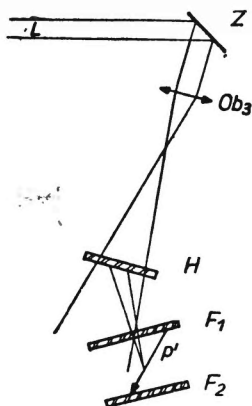
Rys. 6. Schemat układu mikroskopowo-holograficznego w przypadku, gdy płyta fotograficzna znajduje się za obrazem geometrycznym; H -miejsce usytuowania płyty fotograficznej; Z_1 -zwierciadło częściowo przepuszczalne; Z_2 -zwierciadło zmieniające kierunek biegu wiązki; K -kondensor; Ob -obiektywy mikroskopowe; P -przedmiot; P' -jego geometryczny obraz

Na rys. 7a przedstawiono układ do wykonywania hologramów obiektów przezroczystych (w świetle przechodzącym), a na rys. 7b obiektów nieprzezroczystych (w świetle odbitym). Układy drugiego typu mają przewagę nad ukła-



Rys. 7. Schematy układów mikroskopowo-holograficznych w przypadku, gdy płyta fotograficzna jest usytuowana w biegu promieni tworzących obraz geometryczny przedmiotu; a)-dla przedmiotów obserwowanych w świetle przechodzącym; b)-w świetle odbitym; L -wiązka laserowa; Z_1 -zwierciadło światłodzielące, Z_2 , Z_3 -zwierciadła zmieniające kierunek biegu wiązki; Ob_1 , Ob_2 , Ob_3 -obiektywy mikroskopowe, F -ognisko obiektywu Ob_2 ; H -miejsce usytuowania płyty fotograficznej; P -przedmiot, P' -jego obraz geometryczny; WP -wiązka przedmiotowa; WO -wiązka odniesienia

dami typu pierwszego w przypadku, gdy przy rekonstrukcji jest pożądanym możliwie wierny obraz rzeczywisty zarejestrowanego na hologramie mikroskopowego obrazu obiektu. Układy mieszane umożliwiają osiągnięcie wyższych zdolności rozdzielczych, a ponadto mają tę dodatkową zaletę, że możliwe jest stosowanie różnych specjalnych technik mikroskopowych (oświetlenie ukośne,

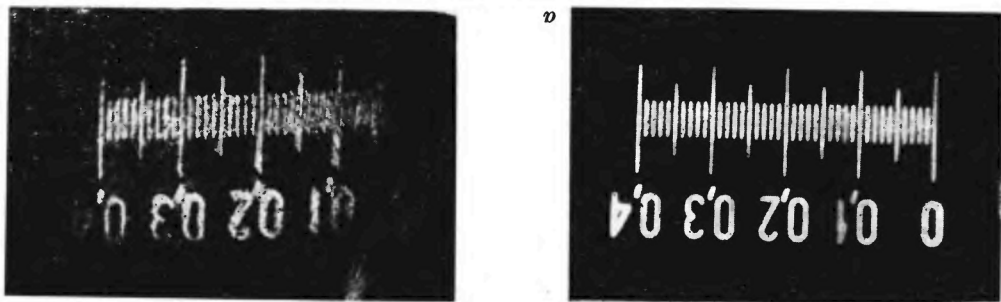


Rys. 8. Układ stosowany do odtwarzania hologramów wykonanych w układach przedstawionych na rys. 7a i 7b; L -wiązka laserowa; Z -zwierciadło; Ob_3 -obiektyw mikroskopowy (identyczny z obiektywem stosowanym w układach przedstawionych na rys. 7 do formowania wiązek odniesienia); H -hologram; P' -zrekonstruowany obraz; F_1 i F_2 -położenie płyt fotograficznych przy fotografowaniu obrazu rzeczywistego

ciemne tło, kontrast fazowy) [25]. Układy te pozwalają utrwać obrazy obiektów trójwymiarowych, co ma szczególnie ważne znaczenie przy badaniu szybkozmiennych mikroobektów, do rejestracji których są stosowane lasery impulsowe [24].

W celu pokazania możliwości rejestracji obiektów trójwymiarowych za pomocą układu przedstawionego na rys. 7a, wykonano hologram obiektu o dużej (w sensie mikroskopowym) grubości. Jednoczesna obserwacja całego preparatu za pomocą zwykłego mikroskopu nie jest możliwa ze względu na ograniczoną głęboką ostrości. Natomiast wykonanie hologramu umożliwilo obserwację fragmentów położonych w różnej odległości od obiektywu, jednakże przy rejestracji należało zmieniać płaszczyznę ustawienia płyty fotograficznej (rys. 8). Ilustracją możliwości omówionego układu są rysunki 9a, 9b i 9c, na których przedstawiono kolejno: mikrofotografię preparatu oraz fotografię rzeczywistego obrazu preparatu zrekonstruowanego z hologramu, wykonane w dwóch różnych płaszczyznach odpowiadających fragmentom leżącym na różnej głębi. Przy odtwarzaniu obiektów trójwymiarowych z hologramów wykonywanych w powyższych układach, fragmenty leżące w różnych odległościach od obiektywu mikroskopowego posiadają różne powiększenia, co utrudnia dokładne zbadanie tych obiektów. Wady tej pozbawiony jest układ zaproponowany w pracy [30] (rys. 10), w którym hologram jest oświetlany wiązką sprzężoną do wiązki odniesienia. Zrekonstruowana fala po przejściu w odwrotnym kierunku przez

obiektyw mikroskopowy tworzy w płaszczyźnie przedmiotowej rzeczywisty obraz preparatu o nie zmienionych wymiarach geometrycznych. Obraz ten jest obserwowany za pomocą drugiego mikroskopu, a fakt, że obraz jest niematerialny, umożliwia wykrywanie w niego obiektywem mikroskopowym i obserwację fragmentów leżących na różnej głębokości przy użyciu obiektywów nawet o bardzo krótkich ogniskowych.



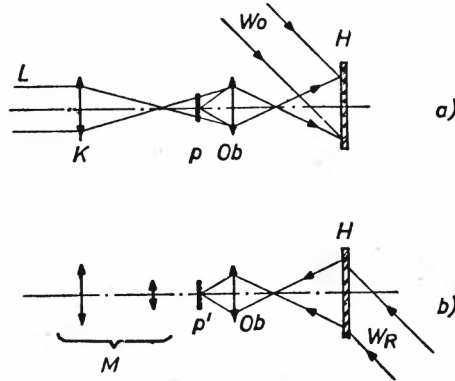
Rys. 9. Fotografie obrazu rzeczywistego zrekonstruowanego z hologramu wykonanego w ukła-
dnie przedstawionym na rys. 7a. Jako obiektu użyto mikropodziałki o działce elementarnej
10 μm ustawionej pod ostrym kątem do osi optycznej układu: a) -mikrofotografia skali; b) -
fotografia obrazu rzeczywistego odpowiadająca położeniu H_1 ; płyty fotograficznej (na rys. 8)
c) -położeniu H_2 płyty fotograficznej

Odrębnym, szczególnie ważnym zagadnieniem, jest zastosowanie holo-
grafii w interferencyjnych badaniach mikroskopowych, w których wykorzystuje
się możliwość odtworzenia z hologramu dowolnej, uprzednio zarejestrowanej

Ogólne zasady tych pomiarów zostały omówione w szeregu prac [15, 31-35],
a w odniesieniu do mikroskopii w pracach [26, 28, 36-38]. Najprostsze układy
mikrointerferometrów holograficznych są przedstawione na rys. 11a i rys. 11b.
Na pierwszym znajduje się układ do interferencyjnych badań obiektów przepro-
czyśleń, a na drugim — obiektów nieprzezroczystych. Układy te różnią się
zakres możliwości badawczych i pozwalają na realizację dwóch rodzajów inter-
ferencji dwupromieniowej:

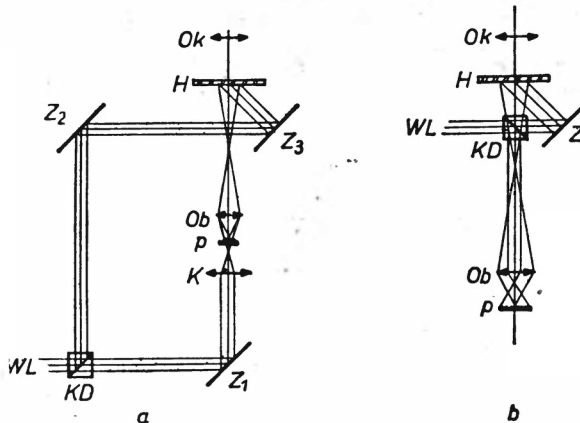
1. badanie zmian drogi optycznej w obiekcie przez porównanie fali ukstał-
towanej przez obiekt z falą wzorcową (porównawczą);
2. porównanie z sobą różnych obszarów tej samej fali przedmiotowej
w wyniku jej rozdzielenia i wzajemnego przesunięcia (w przypadku, gdy prze-

sunięcie jest mniejsze od zdolności rozdzielczej układu obserwacyjnego uzyskuje się interferencję dyferencjalną). (Zasady fizyczne niektórych metod interferometrycznych w odniesieniu do urządzeń tradycyjnych zostały omówione w pracy [39]).



Rys. 10. Schemat układu holograficzno-mikroskopowego pozwalającego badać preparaty o grubości większej niż odległość czołowa obiektywu mikroskopowego; a) -rejestracja hologramu; b) -odtwarzanie; *L* - wiązka światła laserowego; *W* - wiązka odniesienia; *P* - przedmiot; *P'* - jego obraz; *Ob* - obiektyw mikroskopowy; *M* - mikroskop; *W_R* - wiązka rekonstruująca; *H* - hologram (na rys. 10a położenie płyty fotograficznej)

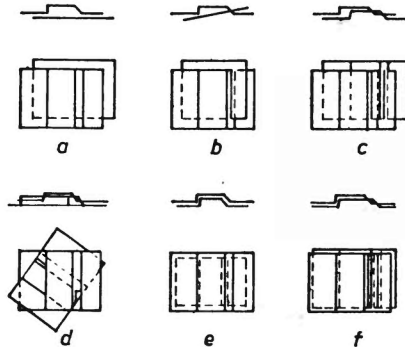
W celu otrzymania interferencji dwupromieniowej pierwszego typu wykonywany jest hologram wiązki świetlnej przechodzącej przez układ optyczny mikroskopu z czystym szkiełkiem przedmiotowym. Jeżeli preparat wraz ze



Rys. 11. Schematy mikrointerferometrów holograficznych; a) -do badania mikroobъекtów w świetle przechodzącym; b) -w świetle odbitym; *WL* - wiązka światła laserowego; *KD* - kostka światłdzieląca; *Z*, *Z₁*, *Z₂*, *Z₃* - zwierciadła; *Ob* - obiektyw mikroskopowy; *K* - kondensator; *P* - przedmiot; *H* - hologram; *Ok* - okular mikroskopowy

szkiełkiem przedmiotowym zostanie umieszczony na stoliku mikroskopowym, a wykonany hologram zostanie ponownie wstawiony w swoje poprzednie miejsce, to zrekonstruowana z hologramu fala będzie odpowiadała fali porównawczej

w normalnym interferometrze dwupromieniowym. W wyniku interferencji tej fali z falą tworzącą obraz preparatu powstanie obraz interferencyjny odzwierciedlający zmiany drogi optycznej wywołane obecnością preparatu. Jeżeli czoła obu fal są równoległe (rys. 12a), uzyskany obraz odpowiada obrazowi interferencyjnemu w polu jednorodnym, natomiast gdy są one względem siebie pochylone (rys. 12b), to obraz odpowiada interferencji w polu prążkowym. Ten sam efekt może być uzyskany, jeżeli na hologramie zostanie utrwalony obraz preparatu znajdującego się na stoliku mikroskopowym, który po rekon-



Rys. 12. Różne typy interferencji możliwe do uzyskania w układach przedstawionych na rys. 11a i 11b; *a*-interferencja w polu jednorodnym; *b*-w polu prążkowym; *c*-z poprzecznym rozdwojeniem obrazu; *d*-z rozdwojeniem kątowym, *e*-z rozdwojeniem radialnym, *f*-interferencja dyferencjalna (z poprzecznym rozdwojeniem mniejszym niż zdolność rozdzielcza stosowanego układu obserwacyjnego)

strukcji zostanie porównany z obrazem fali przechodzącej przez układ mikroskopowy bez preparatu (wówczas na rys. 12a i rys. 12b role fal zostaną zamienione).

Hologram z zarejestrowanym obrazem mikroobiekta pozwala również na badanie zmian zachodzących w mikroobiekcie. W tym celu obraz preparatu zrekonstruowany z hologramu jest porównywany z obrazem realnie istniejącym w układzie mikroskopowym. Interferencja fali zrekonstruowanej z falą ukształtowaną przez mikroobekt pozwala wykrywać wszelkie zmiany fazowe zachodzące w preparacie. W przypadku, gdy te dwie fale nie są na siebie dokładnie nałożone, uzyskuje się interferencję z rozdwojeniem czoła fali. W zależności od typu dokonanego przesunięcia obu fal względem siebie uzyskuje się interferencyjny obraz z rozdwojeniem poprzecznym (rys. 12c, obiekt lub hologram przesunięte poprzecznie do osi mikroskopu), rozdwojeniem kątowym (rys. 12d, obiekt skręcony względem osi mikroskopu) lub rozdwojeniem radialnym (rys. 12e, obraz zrekonstruowany zostaje nieznacznie powiększony lub pomniejszony względem obrazu rzeczywistego obiektu). Jeżeli rozdwojenie jest mniejsze od zdolności rozdzielczej mikroskopu wówczas jest to interferencja dyferencjalna (przykład interferencji dyferencjalnej w przypadku poprzecznego rozdwojenia czoła fali daje rys. 12f), natomiast jeżeli rozdwojenie jest większe od zdol-

ności rozdzielczej mikroskopu — interferencja z małym lub dużym rozdwojeniem obrazu.

W przypadku, gdy istnieje konieczność interferencyjnego porównania stanu preparatu w dwóch konkretnych chwilach czasu, hologram po pierwszej ekspozycji nie jest wywoływany, lecz na tym samym hologramie rejestruje się stan obiektu w innej chwili czasu. Przy rekonstrukcji fale odpowiadające tym dwóm ekspozycjom interferują między sobą, tworząc interferencyjny obraz zaistniałych odkształceń. Jeżeli pomiędzy ekspozycjami preparat względnie hologram zostanie przesunięty poprzecznie do osi optycznej mikroskopu, to przy rekonstrukcji uzyska się obraz interferencyjny z rozdwojeniem czoła fali.

Jednym z ciekawszych przykładów zastosowania mikrointerferometrii holograficznej są badania elektronicznych układów scalonych przeprowadzone w firmie American Optical Corporation [38]. W badaniach tych porównywano uzyskane w podczerwieni obrazy układów w stanie wzbudzonym z obrazami układów w stanie niewzbudzonym.

Dane literaturowe wskazują, że badania nad zastosowaniem holografii w mikroskopii są prowadzone w wielu krajach (USA, Anglia, Japonia, Francja, ZSRR, NRF). Wydaje się, że w najbliższym czasie badania te doprowadzą do uruchomienia produkcji mikroskopów wykorzystujących metody holograficzne. Pierwsze tego typu urządzenia handlowe zostały już wyprodukowane przez amerykańską firmę American Optical Corporation.

Prace w tym kierunku są prowadzone również w naszym Laboratorium w Zakładzie Optyki Fizycznej.

Literatura

- [1] M. Wolfke, *Phys. Z.*, **21**, 495 (1920).
- [2] D. Gabor, *Nature*, **161**, 777 (1948).
- [3] D. Gabor, *Proc. Roy. Soc., A* **197**, 454 (1949).
- [4] D. Gabor, *Proc. Roy. Soc., B* **64**, 449 (1957).
- [5] A. V. Baez, *J. Opt. Soc. Amer.*, **42**, 756 (1952).
- [6] M. E. Haine, T. Mulvey, *J. Opt. Soc. Amer.*, **42**, 763 (1952).
- [7] P. Kirpatrick, H. M. El-Sum, *J. Opt. Soc. Amer.*, **46**, 825 (1956).
- [8] E. N. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Amer.*, **52**, 1123 (1962).
- [9] E. N. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Amer.*, **53**, 1377 (1963).
- [10] E. N. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Amer.*, **54**, 1245 (1964).
- [11] E. N. Leith, J. Upatnieks, *Sci. Amer.*, **212**, 24 (1965).
- [12] L. M. Soroko, *Uspiechi Fiz. Nauk*, **90**, 3 (1966).
- [13] J. P. Nalimov, *Zarubież. Radioelektron.*, **2**, 3 (1966).
- [14] G. W. Stroke, *An Introduction to Coherent Optics and Holography*, Academic Press, New York—London 1966 (Wyd. rosyjskie: *Vvedenie w kogerentnuju optiku i golografiju*, Mir, Moskwa 1967 z dodatkiem I. P. Nalimova, *Primienienie golografii*).
- [15] P. R. Bernard, *Mesures, régulation, automatisme*, **34**, 102 (1969).
- [16] A. Piekara, *Nowe oblicze optyki*, Warszawa, PWN 1968.
- [17] E. N. Leith, J. Upatnieks, *J. Opt. Soc. Amer.*, **55**, 569 (1965).
- [18] E. N. Leith, J. Upatnieks, K. A. Haines, *J. Opt. Soc. Amer.*, **55**, 981 (1965).

- [19] R. W. Meier, *J. Opt. Soc. Amer.*, **55**, 987 (1963).
- [20] F. Bestenreiner, R. Deml, *Z. Angew. Phys.*, **25**, 243 (1968).
- [21] F. I. Diamond, *J. Opt. Soc. Amer.*, **57**, 503 (1967).
- [22] Don B. Neumann, *J. Opt. Soc. Amer.*, **56**, 858 (1966).
- [23] N. J. Kopyłow, *Zhur. Eksper. Teor. Fiz.*, **5**, 382 (1967).
- [24] C. Knox, *Science*, **153**, 989 (1966).
- [25] G. W. Ellis, *Science*, **154**, 1195 (1966).
- [26] R. F. van Ligten, *Holographic Microscopy*, American Optical Corporation 1968.
- [27] H. J. Gerritsen, *Appl. Phys. Letters*, **10**, 239 (1967).
- [28] P. J. Magill, A. D. Wilson, *J. Appl. Phys.*, **39**, 4717 (1969).
- [29] M. Daszkiewicz, R. Pawluczyk, M. Pluta, *Acta Phys. Polon.*, **36**, 27 (1969).
- [30] L. Toth, S. A. Colins, Jr, *Appl. Phys. Letters*, **13**, 7 (1968).
- [31] M. H. Horman, *Appl. Optics*, **4**, 333 (1965).
- [32] L. O. Heflinger, R. F. Wuerker, R. E. Brooks, *J. Appl. Phys.*, **37**, 642 (1966).
- [33] K. A. Haines, B. P. Hildebrand, *Appl. Optics*, **5**, 595 (1966).
- [34] K. A. Stetson, R. L. Powell, *J. Opt. Soc. Amer.*, **56**, 1161 (1966).
- [35] O. Bryngdall, *J. Opt. Soc. Amer.*, **58**, 865 (1968).
- [36] K. Snow, R. Vandewarker, *Appl. Optics*, **7**, 549 (1968).
- [37] D. Gabor, W. P. Goss, *J. Opt. Soc. Amer.*, **56**, 849 (1966).
- [38] R. F. van Ligten, *Holographic Microscopy for the Determination of Failure Mechanisms in Monolithic Circuits*, American Optical Corporation 1969.
- [39] M. Pluta, *Mikroskopia fazowo-kontrastowa i interferencyjna*, Warszawa, PWN 1965.

Z. Błaszczak, H. Dymaczewski

Zakład Elektroniki Kwantowej IF UAM
Poznań

Laser gazowy pracujący w krótkofalowym obszarze widma optycznego

A Visible Short-Wave CW Gas Laser

Abstract: Laboratory model of a He-Cd laser built in the Quantum Electronics Laboratory was described and its parameters are given. From a discharge tube of 1 m in length and 2,5 mm in diameter 30 mW output power at 441,6 nm was obtained. This tube has a life-time over 1000 hours. Advantages in applying of this laser to different experiments, especially in the field of scattering phenomena, as regard to He-Ne laser are presented.

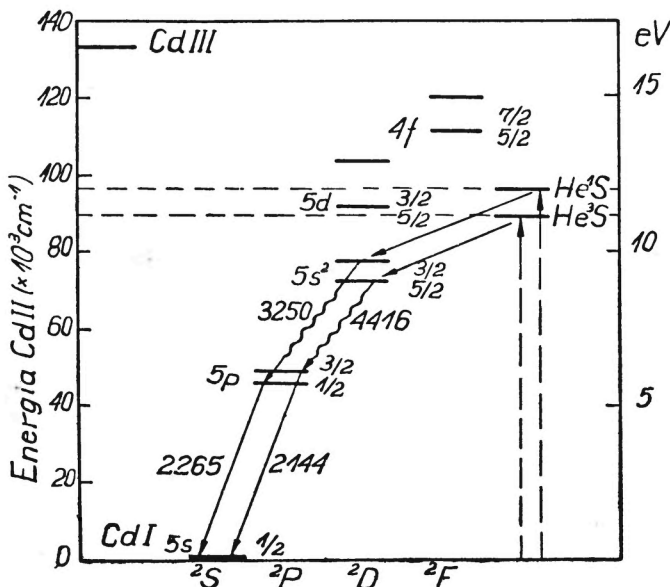
W wielu zastosowaniach naukowych i praktycznych potrzebne są lasery gazowe o pracy ciągłej generujące światło w krótkofalowym obszarze widma optycznego. Warunkom tym odpowiadają lasery jonowe, z których najbardziej rozpowszechniony jest obecnie laser argonowy. Wysyła on wiązkę światła o mocy rzędu watów, zawierającą kilka długości fali, z których najsilniejsze są linie 488,0 i 514,5 nm. Czas życia rur wyładowczych laserów jonowych jest jednak dość krótki i w warunkach krajowych nie przekracza zazwyczaj 100 godzin, a technologia ich wykonania jest skomplikowana. Wymagane są też duże moce zasilania — od kilku do kilkunastu kW. Dlatego koszt eksploatacji laserów jonowych jest stosunkowo wysoki. Także stabilność mocy generowanej wiązki jest niewielka.

Aktualnie najbardziej obiecujący jest laser helowo-kadmowy pracujący na parach jednokrotnie zjonizowanego kadmu [1], wysyłający ciągłą wiązkę promieniowania o długościach fali 441,6 i 325,0 nm i mocy równej odpowiednio ponad 200 i 20 mW. Wykorzystanie przez Goldsborough [2] zjawiska katarforezy do uzyskania jednorodnej koncentracji par kadmu w rurze wyładowczej uczyniło laser helowo-kadmowy równie prosty w konstrukcji i tani w eksploatacji jak laser helowo-neonowy.

Mechanizm inwersji w laserze He-Cd

Procesy prowadzące do otrzymania inwersji obsadzeń poziomów laserowych kadmu w laserze He-Cd przebiegają podobnie jak w laserze He-Ne. W wyładowaniu elektrycznym zachodzącym w mieszaninie par kadmu z helem, atomy helu wzbudzone są do poziomów metastabilnych $1S$ i $3S$ (rys. 1). Następnie wzbudzone atomy helu w zderzeniu z atomami kadmu przekazują im swą energię, co powoduje ich jonizację oraz wzbudzenie poziomów $5s^2 \ ^2D_{5/2}$ i $5s^2 \ ^2D_{3/2}$. Nie jest tu wymagana koincydencja poziomów w granicach energii kilku kT, po-

nieważ jest to wzbudzenie typu Penninga, w którym różnica energii przekazywana jest elektronowi uwolnionemu w procesie jonizacji. Przejście $5s^2 \ ^2D_{5/2} - 5p \ ^2P_{3/2}$ daje linie laserową o długości fali 441,6 nm, a $5s^2 \ ^2D_{3/2} - 5p \ ^2P_{1/2}$ — linie 325,0 nm. Linia ta jest obecnie najkrótszą linią laserową generowaną w sposób ciągły.



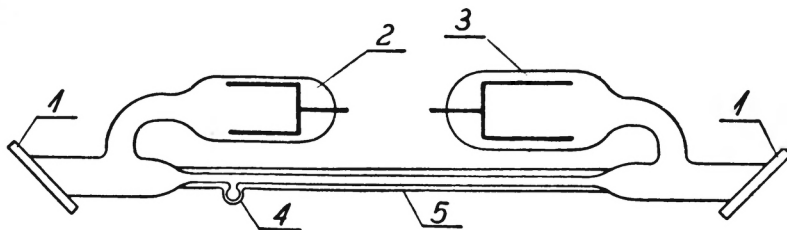
Rys. 1. Poziomy energetyczne CdII z zaznaczeniem akcji laserowej

Podczas wyładowania elektrycznego w mieszaninie gazów, zachodzącego w długiej i wąskiej kapilarze, składnik, który ma niższy potencjał jonizacji, przenoszony jest intensywnie od anody do katody. W wyniku tego w rurze pojawia się gradient ciśnienia tego składnika. Umieszczając kadm w rurze wyładowczej od strony anody i podgrzewając go do temperatury około 480°K otrzymuje się dzięki zjawisku kateforezy ciągły przepływ par metalu od anody do katody, co likwiduje gradient ciśnienia i zapewnia prawie jednorodną koncentrację kadmu w części roboczej rury. Optymalną koncentrację dobiera się ustalając odpowiednią temperaturę zbiorniczka z kadmem. Jest ona zależna od natężenia prądu w rurze wyładowczej, wynoszącego zwykle około 100 mA. Szczegółowe wyniki badań parametrów fizycznych lasera He-Cd można znaleźć np. w pracy [3].

Opis prototypu lasera He-Cd

W Zakładzie Elektroniki Kwantowej Instytutu Fizyki UAM opracowano prototyp lasera kadmowego. Wykorzystanie zjawiska kateforezy do otrzymania odpowiedniej koncentracji par kadmu pozwoliło na zastosowanie w laserze rur wyładowczych stosowanych dotychczas w laserach helowo-neonowych. Dzięki temu laser ten ma podobnie jak laser He-Ne długi czas życia — około 1000 godzin i jest stosunkowo prosty w eksploatacji. Rura wyładowcza (rys. 2), wykonana według opisanej już wcześniej technologii [4], może być sporządzona z topionego kwarcu lub ze szkła twardego. Część roboczą rury stanowi grubościenna kapilara o średnicy wewnętrznej około 2,5 mm i długości 1 m. Rurę umieszcza się w stabilnej obudowie metalowej. Zbiorniczek z kadmem podgrzewany jest elektrycznie, a jego temperatura utrzymywana jest w granicach 480 do 485°K . Zwierciadła dielektryczne tworzące rezonator optyczny os-

dzony są w uchwytach pozwalających na łatwe zjustowanie lasera. Rura wyładowcza zasilana jest ze stabilizowanego prądowo źródła wysokiego napięcia. Laser pracuje wyłącznie w podstawowym modzie poprzecznym. Widok lasera wraz z zasilaczem pokazano na rysunku 3.



Rys. 2. Schemat rury wyładowczej: 1-okienka, 2-anoda, 3-katoda, 4-zbiorniczek z kadmem, 5-kapilarna część robocza

Dane techniczne zbudowanego lasera Cd-He:

długość fali	—	441,6 nm
moc wiązki światła (mod TEM_{00})	—	30 mW
rozbieżność wiązki	—	$6 \cdot 10^{-4}$ rad
średnica wiązki mierzona na zwierciadle wyjściowym	—	2,5 mm
wymiary obudowy	—	160 × 220 × 1520 mm
ciężar obudowy	—	41 kg
wymiary zasilacza	—	800 × 650 × 500 mm
ciężar zasilacza	—	162 kg
pobór mocy z sieci	—	900 W (220 V ~)
czas pracy rury laserowej	—	nie mniejszy od 1000 godz.



Rys. 3. Widok lasera helowo-kadmowego

Wnioski

Własności optyczne opisanego lasera kadmowego takie, jak: spójność, rozbieżność wiązki, moc promieniowania, parametry elektryczne, trwałość i warunki eksploatacji są porównywalne z odpowiednimi własnościami czerwonego lasera He-Ne. Różnią się one jednak energią kwantu promieniowania, która dla lasera He-Ne (linia 632,8 nm) wynosi 1,96 eV, natomiast dla promieniowania lasera kadmowego 2,81 eV (linia 441,6 nm) i 3,81 eV (linia 325,0 nm).

Wynika stąd duża przydatność lasera kadmowego w badaniach z zakresu foto- i biochemii.

W zjawiskach rozpraszania ramanowskiego, reyleighowskiego i rozpraszania brillouinowskiego natężenie światła rozproszonego jest odwrotnie proporcjonalne do czwartej potęgi długości fali stosowanego światła. Dlatego użycie lasera kadmowego jest tutaj szczególnie korzystne. Dla przykładu, przyjmując natężenie światła rozproszonego pochodzącego z lasera He-Ne (632,8 nm) jako równe 1 otrzymujemy 14,36 razy większe natężenie światła rozproszonego, pochodzącego z lasera He-Cd (325,0 nm) o takiej samej mocy promieniowania (p. tabela).

Wpływ długości fali na natężenie światła rozproszonego

Laser	Długość fali (nm)	Względne natężenie światła rozproszonego
He-Ne	632,8	1,00
Ar	514,5	2,29
Ar	488,0	2,83
He-Cd	441,6	4,22
He-Cd	325,0	14,36

Jak wiadomo, materiały fotograficzne oraz katody fotopowielaczy mają znacznie większą czułość dla promieniowania krótkofalowego. Przeciętnie czułość fotopowielaczy dla linii 441,6 nm jest około 2 do 3 razy wyższa niż dla linii 632,8 nm. Dlatego, jak wynika z powyższych danych, zastąpienie w spektrometrze ramanowskim lasera He-Ne laserem kadmowym o długości fali 441,6 nm zwiększa czułość spektrometru o rząd wielkości. Laser kadmowy znajdzie też zapewne zastosowanie w spektroskopii fluorescencyjnej, a zwłaszcza w mikrospektroskopii fluorescencyjnej, ponieważ promieniowanie o tak krótkiej długości fali można skupić w obszarze o małych rozmiarach.

W Zakładzie Elektroniki Kwantowej IF UAM wykorzystano wiązkę lasera kadmowego do badania mikrochropowości powierzchni elementów optycznych. Wyniki tej pracy zostaną przedstawione w odrębnej publikacji. Obecnie prowadzone są prace nad uruchomieniem lasera kadmowego pracującego na fali o długości 325,0 nm.

Autorzy dziękują grupie pracowników Centralnego Laboratorium Optyki, kierowanej przez doc. dr Z. Leguna, za wykonanie potrzebnych elementów optycznych i owocną współpracę, jak również Dyrektorowi Instytutu Fizyki UAM doc. dr St. Kielichowi za życzliwe zainteresowanie oraz Kierownikowi Zakładu Elektroniki Kwantowej IF UAM doc. dr F. Kaczmarekowi za pomoc i cenne rady.

Literatura

- [1] W. T. Silfvast, *Appl. Phys. Letters* **13**, 169 (1968).
- [2] J. P. Goldsborough, *Appl. Phys. Letters* **15**, 159 (1969).
- [3] Z. Błaszczak, H. Dymaczewski, A. Grabarkiewiczówna, A. Bajsarowicz, *Materiały IV Ogólnopolskiej Konferencji REK*, Poznań 1970.
- [4] F. Kaczmarek, H. Dymaczewski, Z. Błaszczak, *Postępy Fizyki* **17**, 71 (1966).

Czesław Ścisłowski: *Energia w zjawiskach fizycznych*. Wydawnictwa Naukowo-Techniczne, Warszawa 1969, stron 533 cena 68 zł

W ostatnich kilku latach coraz częściej ukazują się na rynku księgarskim podręczniki fizyki oraz książki służące jej popularyzacji, charakteryzujące się odmiennym od tradycyjnego traktowaniem wykładu. Dzięki temu czytelnik uzyskuje możliwość spojrzenia na prawa i zjawiska fizyczne z różnych punktów widzenia. Pozwala to niewątpliwie na bardziej wszechstronne i głębsze spojrzenie na świat fizyki. W książce Czesława Ścisłowskiego przemiany energetyczne, które stanowią ośnowę, prowadzą czytelnika poprzez fizykę klasyczną i współczesną. Otrzymujemy interesujący podręcznik, napisany przystępnie i prosto.

Książka *Energia w zjawiskach fizycznych* przeznaczona jest w zasadzie dla uczniów szkół średnich tak ogólnokształcących, jak i technicznych. Nie znaczy to, by nie miała znaleźć szerokiego grona czytelników wśród wszystkich tych, których interesuje fizyka i jej rozwój oraz wpływ na technikę i nauki pokrewne. Wydaje się, że duże uznanie powinna zdobyć również wśród nauczycieli fizyki. Czytelnik przystępujący do studiowania omawianej książki powinien posiadać znajomość matematyki w zakresie szkoły średniej.

Trudno w krótkiej recenzji scharakteryzować omawianą książkę, składającą się z 50 rozdziałów zgrupowanych w sześciu częściach. Każda z nich poświęcona jest jednej z form energii, to znaczy energii mechanicznej, chemicznej, cieplnej, elektromagnetycznej, promieniowania elektromagnetycznego i jądrowej. Wprawdzie zagadnienia energetyczne stanowią kanwę wykładu, nie znaczy to jednak, by autor miał się ograniczyć jedynie do tych problemów. Dla lepszego zorientowania w zakresie materiału, który autor przedstawia czytelnikowi — kilka wybranych tytułów podrozdziałów: pole grawitacyjne, stany przeciążenia i nieważkości, paliwa raketowe, zasada ekwipartycji energii, degradacja energii-entropia, ferryty, mikroskop elektronowy, lasery, cząstki elementarne.

W czasie czytania recenzowanej książki nasuwają się pewne uwagi i spostrzeżenia natury ogólnej. Wydaje się, że zbyt pobieżnie potraktowane zostały zagadnienia budowy atomu i jądra atomowego oraz wynikające z tego zagadnienia energetyczne. Trudno zrozumieć, dlaczego jedynie na kilkunastu stronach omówiono przemiany energetyczne w fizyce jądrowej. Książka Cz. Ścisłowskiego ma wyjaśniać i pogłębiać uzyskaną w szkole średniej wiedzę fizyczną. Wiadomo jednak, że programy nauczania nie przewidują zbyt wiele czasu na omawianie tych zagadnień. Wobec tego, tym bardziej problemy energii jądrowej winny być omówione dostatecznie obszernie. Przecież byłoby wyważaniem otwartych drzwi uzasadnianie w dobie dzisiejszej znaczenia energii jądrowej. Wydaje się, że problemy energii wiązania jądra atomowego należało omówić szerzej, podobnie zasadę działania reaktora atomowego. Nie powinno brakować informacji o reakcjach termojądrowych. Procesy zachodzące na Słońcu wspomniane zostały w kilku zdaniach. Zapewne znacznie więcej uwagi należało poświęcić tym źródłom, które już dzisiaj odgrywają tak dużą praktyczną rolę, aniżeli np. chemicznym źródłom prądu elektrycznego.

Mimo pewnych zastrzeżeń książka Cz. Ścisłowskiego jest pożyteczna, tym bardziej, że nie dysponujemy zbyt wieloma pozycjami tego typu w języku polskim. Należałoby podkreślić duże walory pedagogiczne, proste i przystępny sposób przekazywania wiedzy fizycznej. Wydaje się, że po wprowadzeniu pewnych uzupełnień w kolejnym wydaniu stanowić będzie bardzo wartościową pozycję popularyzatorską.

Lucjan Jarczyk

E. T. Whittaker, G. N. Watson: *Kurs analizy współczesnej*. Tłumaczyli z IV wydania angielskiego z 1935 r.: Cz. I: W. Kosiński, stron 291, Warszawa PWN 1967. Cz. II M: Tabin, stron 414, PWN Warszawa 1968.

Należy wyrazić zadowolenie z wydania tłumaczenia polskiego tej potrzebnej książki. Klasyczne dzieło Whittakera i Watsona *A Course of Modern Analysis* przedstawiało w chwili ukazania się oraz w latach dwudziestych i trzydziestych naszego stulecia współczesny dla owego okresu stan analizy matematycznej. Dzisiaj wobec rozwoju podstawowych działów

matematyki pewne ujęcia zagadnień przedstawione w książce Whittakera i Watsona są już nieco przestarzałe, gdyż dzisiaj formułuje się różne zagadnienia analizy z bardziej ogólnego punktu widzenia. Również i fizycy posługują się dzisiaj działami matematyki (jak na przykład teorią funkcji delta i dystrybucji), o których nie ma mowy w klasycznym kursie analizy Whittakera i Watsona. Niemniej jednak książka ta nie straciła na wartości i do dzisiejszego dnia jest bardzo pożyteczna zarówno dla matematyków, jak i fizyków oraz techników.

Pierwsza część książki zawiera przegląd pewnych zaawansowanych działów analizy matematycznej, będących wprowadzeniem do drugiej części książki. W części tej przedstawiona jest teoria szeregów, teoria całki Riemanna, teoria funkcji analitycznych z zastosowaniem do obliczania całek metodą residuów, zagadnienia rozwinięć funkcji w szeregi nieskończone i rozwinięć asymptotycznych. Dwa rozdziały poświęcone są równaniom różniczkowym zwyczajnym i równaniom całkowym. Część druga jest podręcznikiem i encyklopedią funkcji specjalnych, przede wszystkim funkcji gamma Eulera, funkcji dzeta Riemanna, funkcji hipergeometrycznej, funkcji Legendre'a, Bessela, Mathieu, eliptycznych, funkcji theta, funkcji Lamego i innych. Ta właśnie część jest specjalnie pożyteczna dla fizyków. W całej książce znajduje się ogromna liczba przykładów i zadań.

Przy sposobności omawiania tłumaczenia książki Whittakera i Watsona nasuwa się ogólna uwaga, że chyba byłoby celowe podjąć tłumaczenie niektórych klasycznych dzieł matematyki i fizyki, na przykład *Methoden der mathematischen Physik* Couranta i Hilberta, *Principles of Quantum Mechanics* Diraca, *Relativitätstheorie* Pauliego, *The Mathematical Theory of Relativity* Eddingtona, czy innych, które są na ogół dostępne tylko w bibliotekach uniwersyteckich, a bardzo przydałyby się w bibliotekach zarówno pracowników naukowych, jak i studentów.

Bronisław Średniawa.

POSTĘPY FIZYKI

(dwumiesięcznik)

Warunki prenumeraty czasopisma

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

Można również dokonywać wpłat na konto PKO nr 4-6-77, Przedsiębiorstwo Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5.

Prenumeraty przyjmowane są do 15 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty.

Cena prenumeraty: półrocznie zł 45.—

rocznie zł 90.—

Prenumeratę na zagranicę, która jest o 40% droższa, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch“, Warszawa, ul. Wronia 23, tel. 20-46-88, konto PKO nr 1-6-100024.

Exemplarze numerów zdezaktualizowanych można nabywać w Przedsiębiorstwie Upowszechnienia Prasy i Książki „Ruch“ w Krakowie, Al. Pokoju 5, konto PKO nr 4-6-777.

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

Tylko prenumerata zapewnia regularne otrzymywanie czasopisma

TREŚĆ

A. Dwurażny, J. Knapik — Komory iskrowe w fizyce wysokich energii. Cz. II. Komory iskrowe z dużym odstępem między elektrodami	3
J. Jędrzejewski, B. Klein-Szymańska, E. Skulska — Kaskadowe wywoływanie nienaładowanych obszarów utajonego obrazu kserograficznego (wywoływanie „negatywowe“)	25
B. Makiej — O badaniach mechanizmu wystąpienia nadprzewodnictwa	39
Z. Gołąb-Meyer — Rozpraszanie do tyłu przy wysokich energiach	49
K. Blankiewicz — Naprężenia w cienkich warstwach otrzymywanych metodą próżniowego naporowywania	67
M. Grynberg, L. Sosnowski — Ciśnieniowe metody badania struktury pasmowej półprzewodników	75
W. Jakubowski — Prądy ograniczone ładunkiem przestrzennym w półprzewodnikach o dużej przerwie energetycznej	85
R. Pawluczyk — Mikroskopia holograficzna	105
NOWA APARATURA	
Z. Błaszczak, H. Dymaczewski — Laser gazowy pracujący w krótkofalowym obszarze widma optycznego	123
RECENZJE	
Cz. Ścisłowski — Energia w zjawiskach fizycznych (<i>L. Jarczyk</i>)	127
E. T. Whittaker, G. N. Watson — Kurs analizy współczesnej (<i>B. Średniawa</i>)	127

CONTENTS

A. Dwurażny, J. Knapik — Spark Chambers in High-Energy Physics. Part II. Wide-Gap Spark Chambers	3
J. Jędrzejewski, B. Klein-Szymańska, E. Skulska — The Cascade Development Method of Uncharged Areas of the Latent Xerographic Image (the Development of „Negatives“)	25
B. Makiej — On the Mechanism of Superconductivity	39
Z. Gołąb-Meyer — Backward Scattering at High-Energies	49
K. Blankiewicz — Stress Analysis of the Vacuum Deposited Thin Layers	67
M. Grynberg, L. Sosnowski — Pressure Method in Investigation of the Band Structure of Semiconductors	75
W. Jakubowski — Space Charge Limited Currents in Large Gap Semiconductors	85
R. Pawluczyk — Holographic Microscopy	105
LABORATORY EQUIPMENT AND TECHNIQUES	
Z. Błaszczak, H. Dymaczewski — A Visible Short-Wave CW Gas Laser	123
REVIEWS OF BOOKS	