

Cz. BIAŁOBRZESKI.

Teorie dielektryków stałych.

(Théories des diélectriques solides).

WSTĘP.

Ruch elektryczności w dielektrykach stałych odbywa się w sposób niezmiernie skomplikowany. Badając te dielektryki, natrafiamy na liczne anomalie, to znaczy na zjawiska, które wykraczają poza obręb zwykłych praw przewodnictwa elektrycznego. Owe anomalie znajdują się niewątpliwie w związku z budową materii stałej i stąd głównie wpływa ich znaczenie dla badacza.

Nie mam zamiaru rozpatrywania zjawisk prądu elektrycznego we wszystkich rodzajach ciał, należących do kategorii złych przewodników elektryczności. W szkicu niniejszym ograniczę się do specjalnego typu przewodnictwa, do którego zresztą należą najdoskonalsze dielektryki. Głównem mojem zadaniem jest wytłumaczenie anormalnego przewodnictwa, wobec czego wykład danych doświadczenia będzie mógł być bardzo krótki.

O anomaliach dielektryków istnieje olbrzymia literatura, której prawie zupełne zestawienie czytelnik znajdzie w gruntownej rozprawie E. von Schweidlera (Studien über die Anomalien im Verhalten der Dielektrika, Annalen der Physik, **24**, III, 1907). Zwrócę tylko uwagę na dwie obszerne prace, w których podany jest duży materiał doświadczalny. Są to prace Foussereau (Annales de Chimie et de Physique, (6), V, p. 241, 1885) i J. Curie (Ann. de Ch. et Ph., (6), XVII, p. 385; XVIII, p. 203, 1889).

Foussereau zbadał szereg substancji, posiadających przewodnictwo zawarte w granicach między 1 a 10^{-16} ; za miarę przewodnictwa przyjmujemy tu odwrotność oporu centymetra sześciennego danej substancji, przyczem

opór wyrażamy w omach. Zresztą z dielektryków stałych tylko szkło i porcelana zostały przez niego zbadane szczegółowo. Znajdujemy też niektóre wskazówki o przewodnictwie siarki stałej. Lód i fosfor przewodzą znacznie lepiej od wspomnianych substancji, pomijamy więc je tutaj.

Przewodnictwo wszystkich dielektryków w stanie stałym lub ciekłym szybko rośnie z podnoszeniem się temperatury. Wyjątek stanowi siarka ciekła w pewnym przedziale temperatur, lecz pochodzi to stąd, że ona ulega przemianie allotropowej. Korzystnie jest wyrażać zależność od temperatury za pomocą wzorów lub krzywych, w których figuruje logarytm oporu. P. Foussereau dla próbki zwyczajnego szkła daje na przykład wzór następujący:

$$\log R = 15,00507 - 0,052664 t + 0,00000373 t^2,$$

gdzie R oznacza opór w ohmach, t temperaturę. Stan fizyczny ciała wpływa bardzo znacznie na przewodnictwo. Hartowanie szkła zmniejsza jego opór. Wydaje się, że budowa krystaliczna wywiera wpływ hamujący na ruch elektryczności. Siarka, świeżo otrzymana w stanie krystalicznym, posiada niedostrzegalne przewodnictwo, gdy zaś kryształ się rozpadają, wzrasta ono w znacznym stopniu.

Różne rodzaje szkła niejednakowo przewodzą prąd elektryczny. Najmniejszym przewodnictwem odznaczają się gatunki szkła, w swym składzie zawierające cynę. Porcelana przewodzi gorzej, niż zwykle szkło. J. Curie we wspomnianej wyżej pracy zajął się zbadaniem stałej dielektrycznej i przewodnictwa dielektryków krystalicznych, należących do najgorszych przewodników elektryczności. Jego szczegółowa i ściśle wykonana praca przyczyniła się najbardziej do wyświetlenia charakteru przewodnictwa anormalnego. Zauważę, że przewodnictwo badanych przez niego dielektryków jest niższe niż 10^{-16} .

I. Charakter prądu elektrycznego w ciałach dielektrycznych stałych. Anomalie dielektryków.

Teoria klasyczna zakłada, że do charakterystyki dielektryka wystarczają dwie wielkości: stała dielektryczna i przewodnictwo właściwe. Doświadczenie poucza, że zjawiska w dielektrykach stałych nie dają się opisać przy pomocy tylko dwóch wielkości stałych. Przejdźmy do opisu zjawiska zasadniczego. Dielektryk bierzemy w postaci płytki, której powierzchnię pokrywamy cienką warstwą metalu: najlepiej je posrebrzyć, jeśli się to da wykonać. Otrzymujemy w ten sposób kondensator płaski. Jedną jego zbroję łączymy z biegunem baterii, dającej wysokie napięcie, drugą zbroję łączymy z elektrome-

trem kwadrantowym, doskonale nadającym się do mierzenia bardzo słabych prądów. Drugi biegun baterii i druga para kwadrantów elektrometru są w stałej łączności z ziemią. Zbroja kondensatora i połączona z nią para kwa-

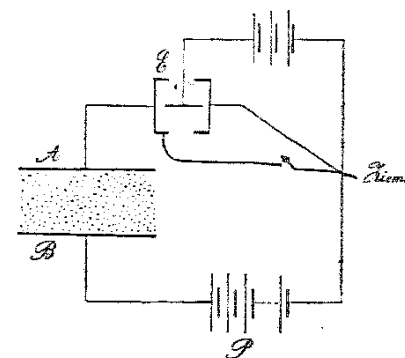


Fig. 1.

drantów są izolowane od ziemi tylko na czas pomiaru. Wtedy prąd, przepływający przez dielektryk, ładuje zbroję i kwadranty: prędkość kątowna wychYLENIA strzałki elektrometru służy za miarę prądu (Fig. 1).

Rozpatrzmy, co zachodzi w dielektryku, gdy przyłączamy baterię, wytwarzając przez to różnicę potencjału pomiędzy zbrojami naszego kondensatora. W chwili ładowania pierwszej zbroi do określonego potencjału druga zbroja otrzymuje przez indukcję równy i odmiennego znaku ładunek elektryczny. Równocześnie przez dielektryk zaczyna przepływać prąd elektryczny. Natężenie tego prądu jednakowoż nie pozostaje stałe, lecz zmniejsza się ustawicznie. Najczęściej po upływie dłuższego czasu prąd staje się niedostrzegalny. W niektórych dielektrykach dąży do stałej wielkości, która, jak mniemają niektórzy badacze, określa przewodnictwo właściwe substancji. Pozwólmy prądowi ładującemu przepływać w przeciągu pewnego czasu. Wyłączmy następnie baterię i odprowadźmy zbroję do ziemi. Wtedy obie zbroje zostaną połączone ze sobą przez ziemię. W chwili połączenia kondensator wyładowywa się, elektryczności indukowane neutralizują się wzajemnie. Lecz nie koniec na tem: w dielektryku rozpoczyna się ruch elektryczności w kierunku przeciwnym poprzedniemu ładującemu prądowi. Ów prąd powrotny zmniejsza się z biegiem czasu do zera. Mamy więc do czynienia ze zjawiskiem po części przynajmniej odwracalnym.

Z powyższego przedstawienia rzeczy bezpośrednio wynika pojęcie zjawiska ładunku pozostałego, najwcześniej zauważone. Lecz warunki, w których obserwujemy ładunek pozostały, są bardziej skomplikowane pod względem teoretycznym. Wyobraźmy sobie, że jedną zbroję kondensatora odprowadzono

do ziemi, drugą — naładowano do określonego potencjału. Przerywamy połączenie z baterią: różnica potencjałów zbroi poczyna się zmniejszać stopniowo. Charakter zjawiska jest taki, jak gdyby pojemność kondensatora powiększała się. Wyładowujemy w pewnej chwili kondensator i zaraz potem odłączmy zbroje jedną od drugiej. Wtedy na zbroi izolowanej nagromadza się ładunek jednakowego znaku z tym, którym kondensator był poprzednio naładowany. Jest to właśnie ładunek pozostały.

Istnieje zasadnicza różnica pomiędzy zjawiskiem indukcji, zależnym od stałej dielektrycznej, a następującym po nim procesem powolnego wywiązywania się elektryczności na zbroi kondensatora, nie połączonej z baterią. Doświadczenie pod tym względem nie pozostawia wątpliwości. Szereg rozmaitych czynników wywiera ogromny wpływ na prąd anormalny, pozostawiając prawie bez zmiany stałą dielektryczną. Takimi czynnikami są na przykład: temperatura, orientacja osi kryształu względem płaszczyzn rozpatrywanej płytki krystalicznej i t. p.

Wydaje się nieuniknionym wniosek, że obadwa zjawiska nie zależą wcale od siebie.

Stała dielektryczna bywa określana zwykle w ten sposób, że wymierza się ładunek indukowany. Przytem zawsze zagarniamy część powoli wywiązującego się ładunku. Wobec tego czas ładowania powinien być zredukowany do minimum.

Prądem anormalnym w dielektryku rządzi tak zwane prawo składania, wykryte przez Hopkinsona i J. Curiego. Zauważę najprzód, że natężenie prądu ładującego (pierwotnego) jest proporcjonalne do siły pola elektrycznego i odwrotnie proporcjonalne do grubości płytki dielektrycznej (stosuje się to wszakże tylko do niezbyt silnych pól i niezbyt małych grubości). Każda zaś zmiana pola elektrycznego działa na prąd w dielektryku zupełnie niezależnie od poprzedzających działań elektrycznych. Na tem właśnie polega prawo składania (superposition).

Postaram się bliżej wyjaśnić treść tego prawa: w tym celu przedstawimy graficznie zależność siły prądu od czasu jego trwania. Odcinki osi odciętych niech służą do oznaczania czasu, odcinki rzędnych do oznaczania natężenia prądu (Fig. 2). Przypuśćmy, że krzywa I wyobraża wymienioną zależność w przypadku, gdy pole elektryczne zostało utworzone w momencie $t=0$. Po upływie czasu t dodajemy nową siłę elektryczną. Gdyby ona działała sama jedna, prąd byłby przedstawiony za pomocą krzywej II. Pod skombinowaniem działaniem obu pól otrzymujemy krzywą III, której każda rzędna równa się sumie geometrycznej rzędnych krzywych I i II.

Prawo składania określa w zupełności prąd powrotny. Gdy znosimy pole elektryczne zewnętrzne, łącząc ze sobą zbroje kondensatora, możemy wyobrazić sobie, że dodaliśmy równe i wprost przeciwne pole elektryczne. Po-

wyższa metoda graficzna znajduje więc bezpośrednie zastosowanie. Jeżeli po długotrwałem działaniu pola elektrycznego prąd w dielektryku zmniejszył się do zera, wtedy natężenie prądu powrotnego w odpowiednich momentach czasu

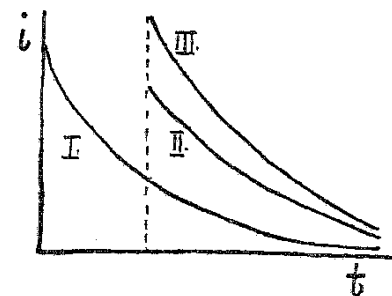


Fig. 2.

równa się natężeniu prądu pierwotnego. Krzywe obu prądów będą identyczne. Jeżeli zaś prąd dąży do określonej wartości stałej, wtedy otrzymamy siłę prądu powrotnego, odejmując ową wartość stałą od siły prądu pierwotnego.

Oznaczmy przez i_1 natężenie prądu pierwotnego po odrzuceniu stałego ostatecznego prądu, o ile on istnieje. Funkcja $f(t)$ niechaj wyraża zależność prądu pierwotnego od czasu. Na zasadzie prawa składania natężenie i_2 prądu powrotnego wyrazi się wzorem:

$$i_2 = -f(t) + f(t + \theta),$$

gdzie θ oznacza czas trwania prądu pierwotnego, t czas, który upłynął od chwili wyładowania (trwanie prądu powrotnego).

Prawo składania możemy wyrazić w formie ogólniejszej. Przypuśćmy, że zewnętrzne pole elektryczne jest zmienne i niech je przedstawia dowolna funkcja czasu $\varphi(t)$. Poprzednio wprowadzona funkcja $f(t)$ będzie teraz wyobrażała natężenie prądu w przypadku, gdy pole elektryczne równe jednostce poczęło działać w momencie $t=0$. W takim razie $f(t-\theta)$ będzie natężenie prądu w momencie t , jeśli pole równe jednostce zostało utworzone w momencie $t=\theta$. Zmiana siły pola w nieskończenie małym czasie $d\theta$ wynosi $\varphi'(\theta) d\theta$, jeśli $\varphi'(t) = \frac{d\varphi(t)}{dt}$. Wywołany tą zmianą prąd w momencie t będzie równy

$$\varphi'(\theta) \cdot f(t - \theta) d\theta.$$

Całkowite zaś natężenie prądu w tym czasie wyniesie:

$$i = \int_0^t \varphi'(\theta) f(t - \theta) d\theta,$$

w przypuszczeniu, że zmienna siła elektromotoryczna $\varphi(t)$ rozpoczęła działanie w początkowym momencie $t = 0$.

Musimy teraz zwrócić uwagę na formę funkcji $f(t)$. Pomiar prądu w dielektrykach stałych są bardzo trudne, ponieważ na przewodnictwo wpływają rozmaite przyczyny, które niełatwo w zupełności uwzględnić. Najdogodniejsze jest wyobrażenie graficzne rezultatów pomiarów.

Sposób wyżej użyty posiada jednakowoż pewne niedogodności. Mianowicie natężenie prądu nadzwyczaj szybko maleje w pierwszych chwilach po utworzeniu pola elektrycznego w dielektryku. Zmiany prądu stają się później coraz powolniejsze. Na skutek tego korzystną rzeczą jest wyrażać rezultaty pomiarów za pomocą krzywych, których spólrzędne są $\log t$ i $\log i$. Przy tym sposobie początkowe stadium prądu znacznie się wydłuża. Pierwsza minuta zajmuje na osi odciętych większą długość, niżli druga godzina i t. p. Doświadczenia licznych badaczy wykazały następnie, że w większości przypadków zależność $\log i$ od $\log t$ jest liniowa. Możemy więc napisać:

$$\log i = \log c - n \log t, \text{ gdzie } c \text{ i } n \text{ są stałe.}$$

Stąd wypływa, że funkcja $f(t)$ ma formę hyperboliczną:

$$i = f(t) = ct^{-n}.$$

Wzór ten jednakowoż jest przybliżony, albowiem z niego otrzymujemy $i = \infty$ dla $t = 0$.

W przypadku spatu islandzkiego J. Curie przekonał się, że przebieg prądu lepiej wyraża wzór:

$$i = ae^{-bt^n},$$

gdzie a , b , n są stałe, e zaś jest podstawą logarytmów naturalnych.

Ograniczę się do krótkiej wzmianki o innych zjawiskach anormalnych w dielektrykach stałych.

Dielektryk, poddany działaniu przemiennej pola elektrycznego, ogrzewa się. Według większości badaczy, ilość wydzielającego się ciepła jest proporcjonalna do kwadratu czynnego napięcia; równocześnie ilość ta rośnie wraz z częstością prądu przemiennej.

Gdy dielektryk znajduje się w ruchu obrotowym względem pola elektrycznego, ulega on działaniu momentu siły. Ruch obrotowy względny możemy uskutecznić albo przez umieszczenie dielektryka w obracającym się polu, albo też wprawiając go w ruch obrotowy w polu spoczywającym. Jeśli dielektryk znajduje się w powietrzu, moment siły działa w kierunku obrotu pola względem dielektryka, a więc obracające się pole pociąga ze sobą dielektryk; w przypadku zaś ruchu dielektryka reakcja pola działa tamująco na ruch. Kierunek momentu siły może się odwrócić, jeżeli umieścimy dielektryk

w odpowiednio wybranej cieczy izolującej. Schaufelberger przekonał się, że moment siły D jest proporcjonalny do kwadratu siły pola F , Arno i Threlfall wyrazili tę zależność wzorem

$$D = \alpha F^n, \text{ przyczem } n < 2.$$

Widzieliśmy już, że pojemność kondensatora powiększa się w miarę tego, jak wzrasta czas jego ładowania.

Zjawisko to tłumaczy się łatwo istnieniem prądu anormalnego, który stopniowo zubożnia ładunki zbioru kondensatora.

Zresztą wszystkie wymienione anomalie można związać z prądem anormalnym. Ogrzewanie się dielektryka zależy od wydzielającego się ciepła Joule'a. Ilość tego ciepła wyraża się iloczynem właściwego przewodnictwa i kwadratu napięcia czynnego. Łatwo zrozumieć, że owa ilość powinna wzrastać, gdy zmiany pola stają się częstsze. W rzeczy samej przewodnictwo anormalne jest stosunkowo znaczne w pierwszych chwilach po utworzeniu pola elektrycznego i szybko później maleje. Zmiana znaku pola powiększa początkowe przewodnictwo. Faktyczne przewodnictwo będzie tem znaczniejsze, oczywiście, im częściej następują zmiany prądu.

H. Hertz wykazał, że na słabo przewodzące ciało musi działać moment siły, gdy pole elektryczne obraca się względem ciała.

II. Teorie anomalii dielektryków.

Przechodzimy teraz do rozpatrzenia teorii, które mają na celu wytłumaczenie zjawisk anormalnych w dielektrykach, a więc przedewszystkiem charakteru prądu anormalnego. Badacze, którzy obserwowali po raz pierwszy ładunek pozostały kondensatora, wyobrażali sobie, że ładunki zbioru na skutek wzajemnego przyciągania przenikają powoli wewnątrz dielektryka, po wyładowaniu zaś wychodzą z powrotem nazewnątrz. Ten sposób tłumaczenia pozostawia bez odpowiedzi pytanie, dlaczego ładunki elektryczne, które weszły do dielektryka i utrzymują się w nim dzięki przyciąganiu, rozpoczynają ruch powrotny. Prócz tego Gauguain i później Malclés wykazali, że zjawiska prądu anormalnego i ładunku pozostałego nie zależą wcale od tego, czy zbiorze kondensatora przylegają do powierzchni dielektryka, czy też są od niej oddzielone warstwą powietrza¹⁾.

¹⁾ Gauguain, Annales de Ch. et Ph. (4), II, p. 276, 1864; Malclés, ibidem (8) XXIII, p. 348, 1911.

Macléś umieszczał pomiędzy zbroją a dielektrykiem warstwę ozokierytu (wosku ziemnego), w którym zjawiska anormalne są nadzwyczaj słabe. Przebieg zjawisk nie uległ przy tem zmianom.

Teorie anomalii dielektrycznych, które posiadają trwalsze podstawy, sprowadzają się do dwóch typów. Jedna grupa teorii przypisuje własności anormalne stałej dielektrycznej, druga—przewodnictwu. Rozpatrzmy najprzód teorie, należące do pierwszej grupy.

Idea zasadnicza jest tu następująca: polaryzacja dielektryczna (przesunięcie elektryczne według Maxwella) nie jest w każdej chwili proporcjonalna do wywołującej ją siły elektrycznej, lecz zależy również od poprzednich stanów dielektryka. Mówiąc inaczej, w dielektrykach zachodzą zjawiska, przypominające opóźnienie sprężyste lub magnetyczne. Niektórzy autorowie próbowali wprost zastosować prawa opóźnienia magnetycznego do dielektryków. Możemy w następujący sposób sformułować ich wyobrażenia: gdy w dielektryku działa pole elektryczne przemienne, przesunięcie elektryczne, odpowiadające określonej sile pola, jest większe w przypadku, gdy siła owa zmniejsza się.

Jeśli użyjemy metody graficznej, oznaczając na osi odciętych siły pola, na osi rzędnych — przesunięcia, wtedy powinniśmy otrzymać znaną krzywą opóźnienia po dokonaniu całkowitego cyklu zmian siły elektrycznej. Pole, zamknięte ową krzywą, wymierza pracę opóźnienia, która zamienia się na ciepło.

Jednakowoż analogia pomiędzy opóźnieniem magnetycznym i anomaliami dielektryków nie da się utrzymać. Praca elektryzacji cyklowej w dielektryku zależy od okresu zmian pola elektrycznego, w przypadku zaś opóźnienia magnetycznego okres nie gra większej roli. Zjawisko remanencji nie zachodzi w dielektryku. Najważniejszą wszakże rzeczą jest to, że rozpatrywana tutaj teoria nie wyjaśnia zasadniczej anomalii, przewodnictwa charakterystycznego dielektryków.

O wiele większe znaczenie przypisać należy teorii „opóźnienia lepkiego”. Ona opiera się na pomysle, że po utworzeniu w dielektryku pola elektrycznego przesunięcie Maxwella nie od razu dosięga ostatecznej wartości, lecz zbliża się do niej asymptotycznie. Gdy pole jest zmienne, przesunięcie elektryczne spóźnia się względem niego. Pellat nadał ścisły wyraz tej teorii¹⁾.

Przypuśćmy, że w dielektryku, którego dotychczas nie poddawano działaniom elektrycznym, zostało w momencie $t = 0$ utworzone pole elektryczne: jego siłę w danym miejscu oznaczmy przez X . Przesunięcie elektryczne D

¹⁾ Annales de Ch. et de Ph. (7), XVIII, p. 150, 1899.

przybiera wówczas natychmiast wartość $\frac{1}{4\pi} KX$, gdzie K jest stałą dielektryczną, później zaś wzrasta w dalszym ciągu według wzoru:

$$D_t = \frac{1}{4\pi} [KX + (1 - e^{-\alpha t}) \varepsilon KX],$$

α i ε oznaczają dwie nowe stałe, charakteryzujące dielektryk. Gdy $t = \infty$

$$D_\infty = \frac{1}{4\pi} (1 + \varepsilon) KX.$$

Dalej mamy:

$$\frac{dD_t}{dt} = \alpha (D_\infty - D_t).$$

Widzimy więc, że zmiany przesunięcia, czyli prąd dielektryczny, jest proporcjonalny do różnicy między jego wartością ostateczną a tą wartością, którą posiada w danej chwili.

Jeśli siła pola jest stała, anormalny prąd ładujący wyrazi się wzorem:

$$i_1 = \frac{dD_t}{dt} = \frac{1}{4\pi} \alpha e^{-\alpha t} \varepsilon KX.$$

Po bardzo długiem ładowaniu łączny (w momencie $t = 0$) zbroje kondensatora. Wtedy

$$D_t = \frac{1}{4\pi} \varepsilon KX e^{-\alpha t};$$

prądowi wyładowującemu będzie odpowiadał wzór:

$$i_2 = \frac{dD_t}{dt} = -\frac{1}{4\pi} \alpha e^{-\alpha t} \varepsilon KX.$$

Prawo składania stwierdza się, albowiem

$$i_1 + i_2 = 0.$$

Łatwo wykazać zgodność z tem prawem w przypadku dowolnie długiego czasu ładowania.

Wnioskujemy stąd, że zjawisko prądu anormalnego, jako też inne anomalie można wyprowadzić z teorii Pellata. Jednakowoż nie można jej uznać za wystarczającą wskutek tego, że zależność prądu od czasu wyraża się funkcją hyperboliczną, nie zaś wykładniczą.

E. v. Schweidler zmodyfikował teorię Pellata: według niego na przesunięcie elektryczne składa się przesunięcie normalne i suma funkcji wy-

kładniczych. Mamy więc

$$D_i = \frac{1}{4\pi} K X (1 + \sum \varepsilon_i (1 - e^{-\alpha_i t})),$$

skąd

$$i_i = \frac{dD_i}{dt} = \frac{K}{4\pi} X \sum \alpha_i \varepsilon_i e^{-\alpha_i t}.$$

Oczywiście, że jakakolwiek zależność empiryczna siły prądu anormalnego od czasu da się wyrazić za pomocą tego wzoru, albowiem dowolną funkcję ubywającą, która jest ciągłą wraz ze swymi pochodnymi, można rozłożyć na funkcję wykładniczą. Na tem polega wyższość uogólnionej teorii Pellata. Jednocześnie wszakże zatracą się jej prostota. Wprowadza się tym sposobem nieokreśloną liczbę stałych α_i i ε_i , które mają służyć do charakterystyki dielektryka. Schweidler zdaje sobie sprawę z tej trudności i stara się podać fizyczną interpretację swojej teorii. Przypuszcza, że w cząsteczkach dielektryka, oprócz jonów z niezmiernie małym okresem wahań właściwych, istnieją jony, które w swoim ruchu napotykają na silny opór. Jeśli je wyprowadzimy z równowagi, ruch ich będzie miał charakter aperyodyczny, przyczem odchylenie od położenia równowagi zmniejsza się według wzoru wykładniczego. Musimy jeszcze przyjąć różne rodzaje owych jonów. Zauważę, że żadne inne zjawisko z dziedziny elektryczności i optyki nie wskazuje potrzeby wprowadzenia na scenę poruszających się aperyodycznie jonów.

Przeciwko teoryom, które przypisują własności anormalne stałej dielektrycznej, przemawia fakt, że na przewodnictwo anormalne działają różnorodne czynniki, które nie wywierają prawie żadnego wpływu na stałą dielektryczną. Trudno zgodzić się na to, że jedna składowa przesunięcia elektrycznego nie zależy zupełnie od drugiej. Własności dielektryków zjonizowanych, o których będziemy mówili później, nie sprzyjają również rozpatrywaniu tu teoryom.

Przechodzimy do rozważania teoryj, które przyczynę anomalij upatrują w specjalnych warunkach ruchu elektryczności w dielektrykach stałych. Wyższość ich polega na tem, że nie czynią przypuszczeń ad hoc, lecz opierają się na faktach.

Nie ulega wątpliwości, że struktura ciała musi wywierać wpływ na ruch w niem elektryczności. Gazy i ciecze budowy fizycznej nie posiadają. Inaczej ciała stałe. Większości tych ciał przypisujemy budowę krystaliczną. Zresztą rzadko się trafia, aby kryształy, z których ciało jest zbudowane, były należycie wyodrębnione. Najczęściej widzimy skupienia bezładne ziarn krystalicznych rozmaitych wymiarów. Ciała tego rodzaju są pseudo-izotropowe. Nie możemy naturalnie zaprzeczyć istnieniu ciał stałych izotropowych w tem znaczeniu, jak ciecze. Za przykład niechaj tu posłuży szkło, wosk i inne po-

dobne ciała, które stopniowo przechodzą ze stanu stałego do ciekłego. Jednakowoż i w tych przypadkach osnową struktury przypuszczalnie są bardzo drobne ziarna krystaliczne.

Wobec tego ciało stałe nie posiada oczywiście jednolitości, właściwej gazom i cieczom. Stąd wynika, że ruch elektryczności w ciałach stałych odbywa się w innych warunkach, niż w cieczach i gazach. Do przyszłości należy odszukanie związku pomiędzy przewodnictwem elektrycznym a strukturą. Tymczasem musimy się ograniczyć do bardzo ogólnikowych założeń.

Pierwszy Maxwell (Treatise on Electricity and Magnetism, 2-nd Edition, Vol. I, Ch. X, p. 412) wykazał, że złe przewodzące ciało, mające budowę niejednolitą, powinno ujawniać zjawisko ładunku pozostałego. Ażeby problem uczynić dostępnym dla Analizy matematycznej, Maxwell rozpatruje dielektryk utworzony z warstw równoległych, przyczem wartości przewodnictwa właściwego i stałej dielektrycznej są niejednakowe w różnych warstwach. Przypuśćmy, że płytka tak zbudowanego dielektryka znajduje się pomiędzy zbrojami metalowymi, z którymi tworzy kondensator płaski. Ładujemy go za pomocą baterii wysokiego napięcia.

Oznaczamy: przez $a_1, a_2, \dots$ grubości warstw, składających płytę dielektryczną; przez $X_1, X_2, \dots$ siły elektryczne, działające wewnątrz warstw; przez $\sigma_{12}, \sigma_{23}, \dots$ gęstości ładunków na płaszczyznach rozdziału między warstwami; przez $r_1, r_2, \dots$ opory właściwe poszczególnych warstw; przez $K_1, K_2, \dots$ stałe dielektryczne; przez E_0 siłę elektromotoryczną baterii ładującej; przez i prąd całkowity, przepływający w systemie. Mamy wtedy:

$$i = \frac{1}{r_1} X_1 + \frac{K_1}{4\pi} \frac{dX_1}{dt} = \frac{1}{r_2} X_2 + \frac{K_2}{4\pi} \frac{dX_2}{dt} = \dots \quad (\alpha),$$

ponieważ prąd całkowity zawiera w sobie prąd przewodzony i prąd dielektryczny. Następnie

$$E_0 = a_1 X_1 + a_2 X_2 + \dots$$

Z równań napisanych możemy znaleźć $i, X_1, X_2, \dots$, jako funkcje czasu.

W formie ogólnej wszakże nie zdołamy otrzymać wzoru na prąd i , który przeważnie nas interesuje. Maxwell ogranicza się do wywodu wzoru, określającego ładunki pozostałe kondensatora. Założmy, że siła elektromotoryczna E_0 działa dopóty, dopóki prąd w systemie rozważanym nie ustali się. Będziemy mieli:

$$X_1 = r_1 i, \quad X_2 = r_2 i, \dots; \quad E_0 = (r_1 a_1 + r_2 a_2 + \dots) i,$$

$$\sigma_{12} = \frac{1}{4\pi} (K_2 r_2 - K_1 r_1) i.$$

Oznaczmy przez R całkowity opór:

$$R = \frac{E_0}{i} = r_1 a_1 + r_2 a_2 + \dots,$$

skąd

$$X_1 = \frac{E_0 r_1}{R}.$$

Wyłączmy baterię i natychmiast połączmy zbroje przewodnikiem małego oporu. Nastąpi wyładowanie kondensatora; zaraz potem przerywamy łączność zbroi. Równanie (α) określać będzie zmiany siły elektrycznej X_1 w zależności od czasu, ponieważ $i = 0$. Mamy więc:

$$X_1 = X' e^{-\frac{4\pi}{K_1 r_1} t}$$

gdzie X' oznacza początkową wartość siły X_1 po wyładowaniu. Siła elektryczna X' równa się wartości jej przed wyładowaniem z wyjątkiem tej części, która zależy od stałej dielektrycznej i znika podczas wyładowania. Miaowicie:

$$X' = E_0 \left\{ \frac{r_1}{R} - \frac{4\pi}{K_1} C \right\},$$

gdzie C oznacza pojemność systemu, mierzoną wartością ładunku momentalnego. Wzory analogiczne możemy napisać dla wszystkich warstw; w rezultacie otrzymamy:

$$E = E_0 \left[\left(\frac{a_1 r_1}{R} - \frac{4\pi}{K_1} a_1 C \right) e^{-\frac{4\pi}{K_1 r_1} t} + \left(\frac{a_2 r_2}{R} - \frac{4\pi}{K_2} a_2 C \right) e^{-\frac{4\pi}{K_2 r_2} t} + \dots \right].$$

Jeżeli w momencie t połączymy zbroje, zajdzie znów wyładowanie, przyczem ilość wprawionej w ruch elektryczności będzie EC : to jest właśnie ładunek pozostały. Łatwo się przekonać, że jego znak jest taki sam, jak znak początkowego ładunku.

Maxwell obliczył też całkowitą ilość przepływającej elektryczności, gdy po długotrwałym działaniu stałej siły elektrycznej łączymy zbroje kondensatora.

Widzimy, że dielektryk niejednorodny ujawnia zasadniczą anomalię powolnego prądu ładującego i wyładowującego, z którą znajdują się w związku inne anomalie. Zjawisko nie ulegnie zmianie zasadniczej, jeśli budowa dielektryka będzie inna, niż przypuszcza Maxwell. Równania (α) są liniowe, skąd wypływa, że każdy przyrost zewnętrznej siły elektromotorycznej działa samodzielnie, niezależnie od stanu dielektryka, w tem zaś zawiera się istota prawa składania.

Widzimy, że teoria Maxwella tłumaczy anomalie dielektryków. E. v. Schweidler upatruje wadę tej teorii w tem, że matematyczne trudności nie pozwalają otrzymać wzorów wielkości, które można wymierzyć, np. powolnego prądu ładowania i wyładowania. W swoim artykule Schweidler rozpatrzył przypadek, w którym przewodnictwo płytki dielektrycznej zmienia się w sposób ciągły. Zupełne rozwiązanie zadania okazało się niemożliwe. W dalszym ciągu wykazemy, że trudności analityczne mogą być przezwyciężone, jeśli zrobimy pewne upraszczające przypuszczenia co do struktury dielektryka.

Zastanówmy się jeszcze nad kwestią, w jaki sposób musimy wyobrażać sobie niejednorodność dielektryka. Wydaje się najprzód rzeczą możliwą, że niejednorodność i zarazem anormalne przewodnictwo pochodzą od przymieszki obcych substancji. J. Curie, nie znając, jak się zdaje, teorii Maxwella, doszedł do wniosku, że przewodnictwo dielektryków krystalicznych można wytłumaczyć zawartością w nich wody. Według niego istnieje podobieństwo między anomalią dielektryków i wewnętrzną polaryzacją ciał, nasiąkniętych wodą. Już Du Bois Reymond zauważył, że w takich ciałach przepływ prądu wzbudza siłę elektromotoryczną przeciwdziałającą, która może osiągać znaczne wartości. Stąd bierze początek prąd powrotny. Między porami ciała tworzy się szereg woltametrów, spiętych rzędowo.

Tłumaczenie to nasuwa jednakże szereg wątpliwości. Fakt olbrzymiego wpływu temperatury na przewodnictwo dielektryków nie zgadza się z rolą, przypisywaną wodzie, albowiem zmiany przewodnictwa wody w zależności od temperatury są niewielkie. Wyżej 100° woda w dielektryku musi być w stanie pary, która nie przewodzi wcale elektryczności. Wreszcie jonizacja dielektryków pod wpływem promieni Becquerela pozostaje bez wytłumaczenia z tego powodu, że zmiana przewodnictwa wody pod działaniem tych promieni jest ledwie dostrzegalna. J. Curie sam zaznacza, że wyobrażenie rzędu woltametrów nie zgadza się z prawem składania. Doświadczenia, przez niego robione w celu ujawnienia wpływu wilgoci na wewnętrzne przewodnictwo dielektryków, nie doprowadziły do określonych rezultatów.

Kierując się analogią do gazów i cieczy dielektrycznych, musimy przypuścić, że prąd elektryczny w dielektrykach jest ruchem jonów. To przypuszczenie wystarcza, ażeby przewidzieć istnienie zjawisk anormalnych. W rzeczy samej, teoria jonów i doświadczenia nad jonami gazowymi wykazują, że jony nierównomiernie rozmieszczają się między elektrodami płaskimi, gdy w dielektryku zjonizowanym przepływa prąd ustalony. Na skutek tego przewodnictwo pozornie zmniejsza się w sąsiedztwie elektrod, tu bowiem siła elektryczna ma wartość największą. Tym sposobem w dielektryku tworzą się warstwy niejednakowo przewodzące. Mamy więc niejako przypadek

szczególny teorii Maxwella. Powstaje pytanie, czy możemy poprzestać na tem tłumaczeniu.

E. v. Schweidler sądzi, że przewodnictwo, polegające na ruchu jonów, nie wystarcza dla celu, który nas zajmuje.

Istotnie zwrócić uwagę na to, że prąd stały, który dielektryk przepuszcza po długotrwałem działaniu pola elektrycznego, jest nikły w stosunku do początkowej wartości prądu. Według zasad teorii jonów prąd tego rodzaju winien być bliski nasycenia, albowiem, gdy prawo Ohma znajduje zastosowanie, liczba jonów, które prąd porywa na elektrody, stanowi nieznaczną część ich liczby ogólnej, wtedy zaś nie może być większej różnicy między początkową i ustaloną wartością natężenia prądu. Tymczasem odstępstw od prawa Ohma nie zauważamy w dielektrykach stałych, chyba wówczas, gdy użyjemy niezmiernie cienkich płytek. Prawa składania nie można również wyprowadzić z hipotezy jonów w prostej postaci. Założmy, żeśmy zniżyli natężenie prądu w dielektryku długotrwałem działaniem pola elektrycznego. Wtenczas zwiększymy siłę pola dwukrotnie. Najwyżej w tym samym stosunku może wzrość prąd, polegający na ruchu jonów w ośrodku jednolitym. Otóż według prawa składania każda dodatkowa siła elektryczna wywołuje prąd niezależnie od sił, które poprzednio działały, a więc z początku natężenie prądu będzie bardzo znaczne i tylko po dłuższym czasie prąd przybierze wartość dwukrotnie przewyższającą tę, którą obserwowaliśmy przed powiększeniem pola zewnętrznego.

Dowody przeciwko teorii, wzorowanej na prawach przewodnictwa gazowego, są niewątpliwie przekonujące. Nie wypływa stąd wszakże, abyśmy tę teorię mieli odrzucić, musimy tylko uznać, że jest niewystarczająca. Trudno przecież odrzucić założenie, że mechanizm prądu elektrycznego jest analogiczny we wszystkich dielektrykach stałych, ciekłych i gazowych. Wprowadzenie dodatkowych hipotez może wystarczyć do osiągnięcia zgody z doświadczeniem. Sądzę, że własności prądów właściwego i jonizacyjnego w dielektrykach stałych będziemy mogli najlepiej wyświecić, gdy z teorią jonów połączymy hipotezę niejednorodnej budowy stałych dielektryków. Spróbujemy właśnie, kierując się wskazówkami doświadczenia, wytworzyć bardziej określone pojęcie o tej budowie.

III. Schemat dielektryka. Obliczenie natężenia prądu anormalnego.

Badacze dielektryków stałych nie skierowali należytej uwagi na fakt, że w większości przypadków końcowy stały prąd w dielektryku jest niezmiernie słaby. Na skutek tego z prądem powrotnym wraca ta sama ilość elektryczności, jaką wprowadził w ruch prąd pierwotny. Rzecz odbywa się w ten sposób,

jak gdyby dielektryk nie wypuszczał ze swoich granic poruszającej się w nim elektryczności. Stąd wnosimy, że warstwa przejściowa między dielektrykiem a okładką metalową jest nieprzenikliwa, stanowi nieprzebytą przegrodę na drodze jonów. Tę myśl o roli warstwy przejściowej wypowiedział Gauguain w dawnej, lecz dotychczas nie pozbawionej wartości pracy o dielektrykach (loc. cit.). Zresztą działanie elektroforu unaocznia, że płyta metalowa nie zdejmuje z powierzchni dielektryka ładunku nawet wysokiego napięcia.

W niektórych przypadkach przyleganie powierzchni dielektryka i metalu może być o tyle doskonałe, że jony są w stanie przebyć warstwę przejściową. Wtedy otrzymujemy w dielektryku końcowy prąd stały.

Przypominam wynik doświadczeń Gaugaina i Malclésa, że zjawiska anormalne nie zależą od tego, czy zbroje kondensatora stykają się bezpośrednio z dielektrykiem, czy też są od niego oddzielone warstwą nieprzewodzącą powietrza lub ozokierytu. Budowa ziarnista większości substancji stałych naprowadza na myśl, że wewnątrz dielektryków istnieją warstwy przejściowe, które wstrzymują ruch jonów. Wiadomo, że ciała krystaliczne posiadają ustrój uwarstwiony, którego wyrazem są płaszczyzny łupliwości. Możemy naprzykład przypuszczać, że jony poruszają się swobodnie w granicach cieniutkich listków, na które rozszczepia się mika, lecz z wielką trudnością przechodzą z jednego listka do drugiego.

Teorię Maxwella rozwijał Hess w celu wykazania jej zgodności z wynikami doświadczeń J. Curiego (Journal de Physique, 3-me série, 2, p. 145, 1893). Hess wystawia sobie, że w substancji doskonale nieprzewodzącej znajdują się dobrze przewodzące ziarenka. Ten pogląd na ustrój dielektryka nie wydaje się prawdopodobny. Ażeby osiągnąć zgodność z doświadczeniem, autor ten zmuszony został do przypuszczenia, że przewodnictwo właściwe ziarenek nie o wiele różni się od przewodnictwa baterii, służącej do ładowania kondensatora, pojemność zaś posiada olbrzymią wartość 1000 mikrofardów. Wyniki wszakże teorii Hessa zbliżone są do rozwiniętych poniżej wyobrażeń o pochodzeniu anomalii dielektrycznych, które uważamy za bardziej prawdopodobne. Zauważę jeszcze, że teoria Hessa nie nadaje się do wytłumaczenia własności zjonizowanych dielektryków.

Rozpatrzmy więc układ następujący. Między krawkami kondensatora płaskiego znajduje się płytka dielektryka. Od powierzchni metalu oddziela ją warstwa doskonale izolująca. Wewnątrz dielektryka istnieje warstwa podobna: jej przewodnictwo jest małe w porównaniu do przewodnictwa pozostałej substancji dielektryka. W całości więc pięć warstw tworzy dielektryk: dwie warstwy, przylegające do powierzchni metalu są pozbawione przewodnictwa, warstwa wewnętrzna posiada ogromny opór, który oznaczmy przez R (rys. 3). Opory R_1 i R_2 dwóch pozostałych warstw, tworzących prawie całkowitą masę dielektryka, są wielkie lecz znacznie mniejsze od R . Dalej oznaczmy przez

C_1 i C_2 pojemności warstw graniczących z krążkami metalowymi, przez C zaś pojemność warstwy wewnętrznej. Przypuszczamy, że pojemności warstw, posiadających opory R_1 i R_2 , są znikomo małe w stosunku do poprzednich. W rzeczywistości dielektryk powinien się składać z wielkiej liczby warstw podobnych do rozpatrzonych przez nas. Jednakże ten prosty schemat wystarczy, aby wyjaśnić charakter zjawisk. Prócz tego warstwy, mające jednakowe własności, możemy złączyć razem, przez co wynik ostateczny pozostanie ten sam.

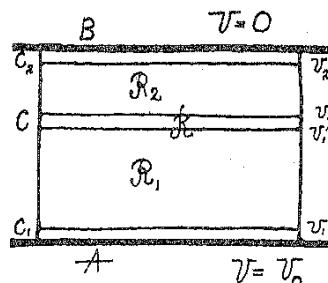


Fig. 3.

Zbroje metalowe A i B będziemy utrzymywali w stałych potencjałach V_0 i O : w tym celu łączymy jedną zbroję z biegunem baterii wysokiego napięcia, drugą – odprowadzamy do ziemi. W zwykłym układzie doświadczenia, wyjaśnionym na początku rozdziału I-go, zbroja B jest połączona z elektrometrem i ziemią; łączność z ziemią przerywamy tylko przed rozpoczęciem pomiaru. W chwili ładowania zbroi A w dielektryku pojawia się spadek potencjału w kierunku od A do B. Następnie, na skutek słabego przewodnictwa dielektryka, zaczyna w nim przepływać prąd, dążący do zrównania potencjałów. Ruch jonów, na którym polega prąd, odbywa się tylko w granicach dielektryka, zatrzymując się około warstw, przylegających do metalu. Zakładamy, że prąd stosuje się do prawa Ohma, a więc nasze rozważania w dalszym ciągu będą niezależne od hipotezy jonów.

Przypuśćmy, że w momencie t potencjały płaszczyzn granicznych pomiędzy warstwami dielektryka, są kolejno V_1 , V_1' , V_2 , V_2' w kierunku od A do B. Czas liczy się od chwili naładowania zbroi A. Natężenie przepływającego w dielektryku prądu wyrazi się wówczas następującym układem równań różniczkowych liniowych:

$$i = -C_1 \frac{dV_1}{dt} = \frac{V_1 - V_1'}{R_1} = C \frac{d(V_1' - V_2)}{dt} + \frac{V_1' - V_2}{R} \\ = \frac{V_2 - V_2'}{R_2} = C_2 \frac{dV_2'}{dt} \quad (A).$$

To znaczy, że przez warstwy przylegające do zbroi przepływają tylko prądy dielektryczne, przez warstwy sąsiednie – tylko prądy przewodzone, przez warstwę zaś środkową – prąd przewodzony i prąd dielektryczny. Rozwiązanie równań napisanych mamy w postaci:

$$V_1 = \lambda e^{\alpha t} + \gamma, \quad V_1' = \mu e^{\alpha t} + \gamma, \quad V_2 = \nu e^{\alpha t} + \gamma, \quad V_2' = \rho e^{\alpha t} + \gamma,$$

gdzie α , γ , λ , μ , ν , ρ są stałe wielkości.

Podstawiając, znajdujemy:

$$-C_1 \lambda \alpha = \frac{1}{R_1} (\lambda - \mu) = \left(C\alpha + \frac{1}{R}\right) (\mu - \nu) = \frac{1}{R_2} (\nu - \rho) = C_2 \rho \alpha.$$

Oznaczmy:

$$\lambda - \mu = m, \quad \mu - \nu = n, \quad \nu - \rho = p.$$

Otrzymamy teraz:

$$C_2 \rho \alpha = \frac{1}{R_2} p = \left(C\alpha + \frac{1}{R}\right) n = \frac{1}{R_1} m = -C_1 \alpha (m + n + p + \rho).$$

Stąd eliminujemy m , n , p i ρ :

$$C_2 = -C_1 \left(C_2 R_1 \alpha + \frac{C_2 \alpha}{C\alpha + \frac{1}{R}} + C_2 R_2 \alpha + 1 \right)$$

lub

$$CC_1 C_2 (R_1 + R_2) \alpha^2 + \left(C_1 C_2 (R_1 + R_2) \frac{1}{R} + CC_1 + CC_2 + C_1 C_2 \right) \alpha \\ + \frac{C_1 + C_2}{R} = 0 \quad (B).$$

Równanie to służy do znalezienia wielkości α ; oznaczmy przez a , b , c jego spółczynniki. Niezbędne jest uzyskanie pojęcia o przybliżonej wartości tych spółczynników. Opory właściwe w początkowym stadium prądu najdoskońszych stałych dielektryków, wyrażone w jednostkach elektromagnetycznych, nie są niższe od 10^{24} . Przypominam, że R jest wielkie w porównaniu z R_1 i R_2 . Trudniej wskazać przybliżoną wartość pojemności. Zakładając, że R_1 i R_2 mają wartości około 10^{19} , pojemności C , C_1 , C_2 – około 10^{-16} jednostek elektromagnetycznych (mikrofarad w tych jednostkach równa się 10^{-15}), znajdziemy, że czas trwania zjawiska odpowiada mniej więcej wynikom doświadczenia. W każdym razie sprawdzają się nierówności:

$$a > b > c,$$

przyczem współczynniki następne w szeregu są znacznie mniejsze od poprzednich. Dzięki temu w ogólnym rozwiązaniu równania drugiego stopnia

$$\alpha = -\frac{b}{2a} \pm \sqrt{\left(\frac{b}{2a}\right)^2 - \frac{c}{a}}$$

możemy zastosować przybliżone wyciąganie pierwiastka i będziemy mieli

$$\alpha_1 = -\frac{b}{a}, \quad \alpha_2 = -\frac{c}{b}.$$

Łatwo zauważyć, że rzędy wielkości

$$\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \quad \text{i} \quad \frac{R_1 + R_2}{R}$$

są jednakowe, a więc α_1 jest wielkie w porównaniu do α_2 .

Ogólny wzór na potencjał V_1 będzie następujący:

$$V_1 = A_1 e^{-\frac{b}{a}t} + A_2 e^{-\frac{c}{b}t} + \gamma.$$

Stąd natężenie prądu wynosi:

$$i = -C_1 \frac{dV_1}{dt} = C_1 \left[\frac{A_1 b}{a} e^{-\frac{b}{a}t} + \frac{A_2 c}{b} e^{-\frac{c}{b}t} \right].$$

Następujące równości służą do określenia stałych. Zakładając $t = \infty$, znajdujemy $V_\infty = \gamma$, przyczem

$$V_\infty = \frac{C_1}{C_1 + C_2} V_0,$$

albowiem w końcu będziemy mieli dwie pojemności C_1 i C_2 , spięte szeregowo. W momencie $t = 0$ potencjały V_1 i V_0 bardzo mało się różnią, więc

$$A_1 + A_2 = V_0 - V_\infty.$$

Jeśli i_0 znaczy początkowe natężenie prądu, wtedy

$$A_1 \frac{b}{a} + A_2 \frac{c}{b} = \frac{i_0}{C_1}.$$

Na początku spadek potencjału zachodzi prawie w całości w tych warstwach, których opory są R_1 i R_2 . W przybliżeniu napiszemy

$$i_0 = \frac{V_0}{R_1 + R_2}.$$

Dokładnej wartości współczynników A_1 i A_2 nie mamy potrzeby wskazywać. Wystarczy, jeśli przekonamy się, że rząd ich wielkości jest ten sam. Najprościej w tym celu przypuścić, że

$$R_1 = R_2 \quad \text{i} \quad C_1 = C_2 = C.$$

Przybliżony rachunek daje wówczas

$$A_1 = \frac{V_0}{3}, \quad A_2 = \frac{V_0}{6}.$$

Oznaczmy teraz

$$C_1 A_1 \frac{b}{a} = g, \quad C_1 A_2 \frac{c}{b} = h;$$

natężenie prądu wyrazi się wzorem:

$$i = g e^{-\alpha_1 t} + h e^{-\alpha_2 t}.$$

Stosunki

$$\frac{h}{g}, \quad \frac{\alpha_2}{\alpha_1}, \quad \frac{R_1 + R_2}{R}$$

są jednakowego rzędu wielkości.

Analiza powyższa doprowadziła do wyniku, że prąd w dielektryku rozkłada się na dwa prądy składowe, jeden szybko, drugi powoli ubywający. Obadwa wyrażają się przez funkcje wykładnicze. Wykładniki postępów ilorazowych są $e^{-\alpha_1}$ i $e^{-\alpha_2}$.

Początkowo przeważa prąd szybko ubywający, ponieważ jego początkowe natężenie jest stosunkowo znaczne, z biegiem czasu wszakże coraz więcej zyskuje na znaczeniu prąd powoli ubywający. Dla uprzytomnienia tego stosunku załóżmy, że

$$\alpha_1 = 0,01, \quad \alpha_2 = 0,0001$$

i

$$\frac{g}{h} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2}.$$

Wtedy

$$i = J(e^{-0,01t} + 0,01 e^{-0,0001t}),$$

przyczem $i_0 = 1,01 J$. Z początku pierwszy prąd przewyższa drugi sto razy; po upływie 1000 sekund natężenie pierwszego zmniejszy się e^{10} razy, drugiego $e^{0,1}$ razy, to znaczy, że pierwszy prąd będzie stanowił tylko 0,0005 drugiego. Znalezionej formie zależności natężenia prądu od czasu w ogólnych zarysach odpowiada wskazówkom doświadczenia. Widzieliśmy, że funkcja hyperboliczna najlepiej wyraża dane doświadczalne. Zmiany tej funkcji szybkie z początku stają się następnie coraz powolniejsze. Nie może ona zresztą wyrażać rzeczywistej zależności prądu od czasu jego trwania.

Wyżej nadmieniliśmy, że nasz schemat jest zbyt uproszczony. Dielektryk w rzeczywistości powinien składać się z ogromnej liczby warstw, w których kolejno górują prądy dielektryczne i przewodzone. Jednakowe co do własności warstwy wszakże mogą być razem łączone.

Podstawiając zamiast α_1 i α_2 ich wartości, napiszemy

$$i = g e^{-\frac{\frac{1}{c} + \frac{1}{c_1} + \frac{1}{c_2}}{R_1 + R_2} t} + h e^{-\frac{c_1 + c_2}{K(c c_1 + c_1 c_2 + c c_2)} t}.$$

W spółczynniku przy α opuściliśmy pierwszy wyraz z powodu jego małości. Forma tego wzoru wskazuje, że łatwo go napisać w postaci ogólniejszej; nie będziemy nad tem się zastanawiali. Widzimy bądź co bądź, że hipoteza niejednorodnego ustroju dielektryków nie przedstawia niezwalczonych trudności. Równania (4) w tej samej postaci stosują się w przypadku dowolnej liczby różnorodnych warstw. Komplikacja polega na tem, że obliczenia wielkości α będziemy musieli dokonać za pomocą równania stopnia wyższego.

Łatwo uprzytomnić sobie, że prawo składania sprawdza się w układzie rozważanym. Mówiliśmy już o tem podczas rozpatrywania teorii Maxwella. Dorzucę tu parę uwag. Równania różniczkowe (4) nie ulegną zmianie, jeśli pomnożymy potencjał V_0 jakoteż $V_1, V_1', \dots$ przez dowolną liczbę K . Stąd wynika, że, jeśli w danym momencie powiększymy K razy ładunek zbroi, połączonej z baterią, dodany potencjał $(K-1)V_0$ wywoła prąd, który określa te same równania (4). Naprzykład, gdy prąd pierwotny został sprowadzony do zera przez długotrwałe działanie pola elektrycznego, łączymy zbroje ze sobą, to znaczy dodajemy $-V_0$ do potencjału V_0 . Ponieważ prąd pierwotny jest zerem, nowa siła elektromotoryczna wywoła prąd, będący dokładnym odwróceniem prądu pierwotnego.

IV. Anomalie prądu jonizacyjnego.

Jeśli dielektryk stały poddajemy działaniu czynnika jonizującego, np. promieni radu, przewodnictwo jego się wzmacnia; to znaczy, że dielektryk stały podlega jonizacji tak samo, jak gaz lub ciecz dielektryczna.

Literaturę przedmiotu i opis zjawisk odnośnych czytelnik znajdzie w artykule autora, drukowanym w „Le Radium” (Février 1910) lub pokrótce w miesięczniku „Wektor” (Listopad 1911). Poprzestanę tu na wskazaniu zjawiska zasadniczego. Gdy dielektryk znajduje się pod wpływem promieniowania radu, przewodnictwo jego powiększa się powoli lecz stale, dążąc do maximum, które osiąga po upływie kilkunastu godzin. Po usunięciu czynnika jonizującego przewodnictwo nie od razu wraca do wartości początkowej, lecz

zniża się stopniowo. Ażeby wysledzić zmiany prądu, należy działanie pola elektrycznego przerywać po ukończeniu każdego pomiaru, prócz tego pomiary nie powinny być często robione.

Objawy te tłumaczyć się powolnym nagromadzeniem się jonów w substancji stałej i również powolnym zanikaniem jonizacji, gdy jony ulegają rekombinacji po usunięciu wpływu jonizującego.

Kwestyą dużej wagi jest stosunek prądu jonizacyjnego do anomalii dielektrycznych, które rozpatrywaliśmy w rozdziałach poprzednich. Przypuśćmy, że dielektryk w przyrządzie, podobnym do wyobrażonego na rys. 1, poddajemy działaniu pola elektrycznego i równocześnie czynnika jonizującego, np. promieniowania radu. Zwykle w przeciągu pierwszych kilku lub kilkunastu minut prąd jonizacyjny wzrasta na skutek szybkiego z początku nagromadzania się jonów. Po osiągnięciu maximum natężenie prądu rozpoczyna się stale zmniejszać. Istnieje w tym względzie wybitna różnica w niektórych dielektrykach, np. w siarce i parafinie pomiędzy prądem jonizacyjnym i samoistnym (tem mianem oznaczamy prąd w dielektryku, nie znajdującym się pod działaniem czynników jonizujących). Pierwszy zmniejsza się bardzo powoli, drugi — szybko. W jednym moim doświadczeniu krążek siarki, który miał grubość 3,38 mm., podlegał w obecności radu działaniu pola elektrycznego, odpowiadającego różnicy potencjałów 1800 woltów pomiędzy zbrojami kondensatora płaskiego. Po upływie 16 godzin natężenie prądu jonizacyjnego zmniejszyło się do połowy swej największej wartości. Wtedy przez połączenie zbroi zostało zniesione pole elektryczne. W dielektryku natychmiast rozpoczął się ruch powrotny elektryczności. Świeżo ukończone w laboratorium kijowskim doświadczenia p. Zarubina nad ozokieritem wykazały, że prąd powrotny jonizacyjny podlega w przybliżeniu prawu J. Curiego. Prócz tego po upływie dłuższego czasu natężenie prądu jonizacyjnego pierwotnego zniża się prawie do zera; to samo staje się z prądem samoistnym nierównie szybciej.

Pozostaje nam jeszcze rozpatrzyć ciekawe pytanie, w jaki sposób mamy tłumaczyć fakt, że anormalny prąd jonizacyjny wprawia w ruch bez porównania większe ilości elektryczności, niż prąd samoistny, że elektryczność ta zostaje w dielektryku, ponieważ wraca ona z prądem powrotnym. Nie wydaje się rzeczą łatwą wynaleść zupełnie zadowalniające tłumaczenie. W szczególności trudno zastosować tu teorię opóźnienia lepkiego Pellata-Schweidlera. Z punktu widzenia teorii Maxwella można sprawę traktować w sposób następujący. Wzięliśmy za punkt wyjścia wyobrażenie, że dielektryk posiada ustrój niejednorodny, przyczem przedziały pomiędzy warstwami lub ziarnami, z których on się składa, są prawie pozbawione przewodnictwa. Schemat dielektryka przedstawia szereg warstw, w których kolejno przeważają prądy przewodzone i dielektryczne. Po długotrwałym działaniu pola elektrycznego

pojemność dielektryka określają wyłącznie warstwy nieprzewodzące. Załóżmy, że mamy n takich warstw i pojemność każdej z nich jest C . Wtedy $\frac{C}{n}$ wyraża pojemność układu; liczbę n musimy uważać za bardzo dużą.

Działaniem czynnika jonizacyjnego powstają w dielektryku liczne jony: możemy przypuścić, że poruszają się one z większą swobodą, niż jony prądu samoistnego. Większość przedziałów między warstwami lub ziarenkami nie stanowi już teraz nieprzebytej tary dla ruchu jonów. Mimo to niektóre warstwy przejściowe zachowują własność nieprzenikliwości dla jonów. Nadmienię np., że elektrony, znajdujące się w stanie wolnym w metalu, nie mogą w zwykłych warunkach wydostać się z niego nazewnątrz. Niemniej trudno według wszelkiego prawdopodobieństwa zmusić jony do przekroczenia powierzchni dielektryka. Przypuśćmy więc, że w dielektryku zjonizowanym zostaje m warstw nieprzenikliwych. Wtedy pojemność, którą łąduje prąd jonizacyjny, będzie $\frac{C}{m}$. Stosunek pojemności, odpowiadających przewodnictwu jonizacyjnemu i samoistnemu, wyraża się przez $\frac{n}{m}$. Jestto liczba wielka, jeśli m jest małe w porównaniu do n . To znaczy, że w dielektryku zjonizowanym ilość wprowadzonej w ruch elektryczności będzie $\frac{n}{m}$ razy większa, niż w dielektryku, pozostającym w stanie naturalnym.

W Kijowie, 19 Czerwca 1912.

WITOLD BRONIEWSKI.

O elektrycznych własnościach stopów glinu.¹⁾

(Sur les propriétés électriques des alliages d'aluminium).

WSTĘP.

Budowa stopów. Ilość faz. Bezpośrednie metody badań (mikrografia, i metoda chemiczna). Pośrednie metody badań (topliwość, gęstość, rozszerzalność i twardość). Metody elektryczne. Plan pracy.

Systematyczne badanie stopów rozpoczęto zaledwie przed laty dwudziestu. Poprzednie wyobrażenia o budowie stopów były bardzo niewyraźne, gdyż porównywano stopy czasami do ciał niekryształicznych, jak szkło, to znów twierdzono, bez dostatecznych podstaw, że zawierają znaczną ilość związków chemicznych. Dzięki licznym i systematycznym pracom z lat ostatnich, wiadomości nasze o własnościach stopów, zwłaszcza zaś stopów binarnych, złożonych z dwu metali, zaliczone być mogą do najlepiej opracowanych działów Chemii ogólnej. Szybki ten wynik zawdzięczamy poczęści zastosowaniu praw Mechaniki chemicznej do badania stopów, poczęści różnorodności metod, któremi równolegle te badania przeprowadzano.

Budowa. Wszystkie stopy, jak i wszystkie metale są ciałami krystalicznymi w stanie stałym. Ze względu na swą budowę podzielone być mogą na niewielką liczbę działów. Tak więc, gdy dwa metale stopione ze sobą rozpuszczają się w stanie ciekłym we wszystkich stosunkach, utworzyć one mogą w stanie stałym związki chemiczne, roztwory stałe i mieszaniny.

¹⁾ Rozprawa ta, w szczyplejszym nieco zakresie, uwieńczona została przez Paryską Akademię Umiejętności (1910 r.). Po francusku ukazała się jako rozprawa doktorska (1911 r.), ma się też ukazać w „Annales de chimie et de physique” (1912 r.).