

torowe płaskie, kuliste, walcowe i t. d. Ze względów, które później poznamy, dążymy właśnie do nadawania układom izolacyjnym takiego kształtu, któryby, przynajmniej częściowo lub w przybliżeniu, odpowiadał układom foremnym.

To też prawa, poznane dla takich podstawowych układów izolacyjnych, można z łatwością zastosować do układów praktycznych i wogóle konstrukcji urządzeń o wysokiem napięciu.

Zagadnienia podstawowe z nauki o wytrzymałości elektrycznej układów izolacyjnych opierają się w głównej mierze na prawach elektrostatyki, wyjaśniających zjawiska, odbywające się w środowisku, pozostającym pod wpływem pola elektrycznego. Po za tem występują tam jeszcze zjawiska cieplne, pochodzące od prądów, przepływających przez to środowisko; prądy te powstają skutkiem działania napięcia, wywołującego to pole.

Zjawiska, jakie zachodzą pod wpływem napięcia w układach izolacyjnych, wyprowadzić się dadzą z własności dielektryku jednorodnego, znajdującego się w polu elektrycznem. Jako taki rozumieć będziemy dielektryk o jednolitej strukturze, t. j. posiadający wszędzie tę samą stałą dielektryczną  $\epsilon$  i tę samą przewodność właściwą  $\gamma$ . W rzeczywistości materiały izolacyjne mają strukturę niejednorodną, co w bardzo znacznym stopniu wpływa na ich własności elektryczne; można jednak wyobrazić sobie w dielektryku pewną warstwę jednolitą, a nawet, bardzo często, taką znaleźć i rozpatrywać.

## 1. Naprężenia i prądy w dielektryku.

*Naprężenie elektryczne.* — Dielektryk, poddany działaniu napięcia  $V$ , wzgl. natężenia pola  $F$ , wywołanego przez to napięcie, znajduje się w stanie *n a p r ę ż e n i a e l e k t r y c z n e g o*. Przy zwiększaniu napięcia wzrasta to naprężenie, co pociąga za sobą pewne zmiany w dielektryku, mogące zakończyć się zniszczeniem spoiwości jego cząstek, t. j. przebicciem. Mówimy wtedy, że dielektryk jest *n a p r ę ż a n y n a p r z e b i c i e*.

Według praw elektrostatyki natężenie pola  $F$  jest określone zmianą potencjału  $V$  w kierunku natężenia pola  $x$  i związane równaniem  $F_x = - \frac{dV}{dx}$ . Je-

żeli potencjał wyrazimy w woltach, a drogę, na której następuje jego zmiana, w cm, to natężenie pola

wyraża się w V/cm. (W literaturze obcej spotykamy często nazwę „gradient potencjału“ dla natężenia pola, tak określonego). W praktyce posługujemy się napięciem zamiast potencjału, do czego możemy dojść, wyrażając napięcie jako różnicę potencjałów, z których jeden ma wartość 0 (elektroda uziemniona).

Naprężenia elektryczne, które — jak mówiliśmy — pochodzą od napięcia, wytwarzającego pole, są właśnie identyczne z natężeniem pola, określonym w sposób powyższy. Dla analogji z naprężeniami mechanicznymi, używamy tej nazwy na wyrażenie pewnego stanu dielektryku, poddanego działaniu pola elektrycznego. Wyrażamy je zatem w V/cm, względnie, przy wysokim napięciu, w kV/cm., przyczem długość mierzymy w kierunku natężenia pola. Ażeby zatem móc obliczyć naprężenie elektryczne w dielektryku, trzeba znać, prócz napięcia, kierunek natężenia pola. W tych przypadkach, w których grubości dielektryku mierzy się w kierunku pola, obliczenie naprężenia jest nader proste, w innych — trzeba posługiwać się sposobami, o których później będzie mowa.

Do obliczenia naprężenia w pewnym punkcie, trzeba więc znać wartość potencjału w tym punkcie, albo też wielkość przesunięcia dielektrycznego w tem miejscu, ponieważ — jak wiadomo z praw elektrostatyki — natężenie pola i przesunięcie związane są równaniem

$$F = \frac{4\pi}{\epsilon} D.$$

Jeżeli  $F$  chcemy wyrażać w V/cm, to trzeba  $D$  (wyrażane zwykle w jednostkach elektrostatycznych) pomnożyć przez  $9 \cdot 10^{11}$ . Będzie więc

$$F = \frac{4\pi}{\epsilon} D \cdot 9 \cdot 10^{11} \text{ V/cm} \quad (1.a)$$

jest to wzór podstawowy przy wyprowadzaniu wzorów na obliczanie naprężeń elektrycznych.

Wyrażając przesunięcia za pomocą ładunku ( $D = \frac{dQ}{ds}$ , gdzie  $ds$  jest elementem powierzchni, prostopadłej do kierunku pola), otrzymamy w innej formie wzór na naprężenie

$$F = \frac{4\pi}{\epsilon} Q \cdot 9 \cdot 10^{11} \quad (1.b)$$

Przesunięcie  $D$  łatwo można obliczyć, gdy kierunek pola elektrycznego jest prostoliniowy, a więc np. w układach foremnych.

Posługiwanie się przesunięciami lub ładunkami przy obliczaniu naprężeń jest nader niedogodne. Możemy jednak tego uniknąć, o ile się da wprowadzić do rachunku pojemność układu, co dla układów kondensatorowych foremnych jest proste, ponieważ u nich obliczenia pojemności i naprężenia maksymalnego są ściśle ze sobą związane.

We wzorze  $F = -\frac{dV}{dx}$ , można  $V$  uważać jako

wartość potencjału jednej okładziny, gdy druga jest uziemiona, albo jako różnicę potencjałów między dwiema okładzinami kondensatora. Ponieważ zaś  $V = Q/C$ , przeto natężenie w kierunku  $x$ , przy stałym  $Q$ :

$$F = -Q \frac{d}{dx} \left( \frac{1}{C} \right) \quad (1.c)$$

Z tego wzoru można zatem obliczyć naprężenia dielektryku, — miarodajne przy obliczaniu naprężeń na przebicie, — w tych miejscach, gdzie kierunek  $x$  zgadza się kierunkiem, w którym mierzy się grubość dielektryku kondensatora.

Obliczanie naprężeń prowadzi do poznania granic wytrzymałości elektrycznej układów izolacyjnych.

Wytrzymałość elektryczna materiałów izolacyjnych (dielektryków) jest określona wielkością napięcia, przy którym następuje zniszczenie spójności cząsteczek materiału, ujawniające się, np. u materiałów izolacyjnych stałych, w postaci kanału przewodzącego, umożliwiającego zupełne wyładowanie elektryczne. Jest to t. zw. w y t r z y m a ł o ś ć n a p r z e b i c i e dielektryku iskrą elektryczną. W przeciwieństwie do wytrzymałości mechanicznej, nie jest ona wielkością stałą dla każdego materiału. Najczęściej przedstawia się ją w postaci charakterystyki, jako napięcie, przy którym następuje przebicie lub jako dotyczące naprężenie, w funkcji grubości. Orientacyjnie można wytrzymałość podawać w woltach na 1 cm lub 1 mm; rozumieć przez to należy liczbę woltów, przy której następuje przebicie 1 cm wzgl. 1 mm warstwy dielektryku, lecz nie iloraz napięcia w woltach przez grubość płytki badanej w cm.

Dlatego też, określając wytrzymałość, racjonalniej jest mówić o naprężeniu, przy którym następuje

przebiecie, czyli o n a p r ę ż e n i u k r y t y c z n e m danego materiału lub też układu izolacyjnego, (np. izolatorów, kabli).

Oprócz naprężeń, o których dotąd była mowa, t. j. naprężeń na przebiecie dielektryku, występuje jeszcze inna ich forma w układach złożonych z kilku dielektryków. Jako takie uważać można np. izolatory, przy których, obok właściwej izolacji (porcelany), rolę izolacyjną odgrywa także powietrze. Napięcie, przyłożone do izolatora, napręża go wprawdzie na przebiecie, ale do tego może nie dojść; natomiast nastąpić może wyładowanie między elektrodami przez powietrze, w formie iskry, przeskakującej na około izolatora. Mówimy, że taki izolator jest n a p r ę ż a n y n a p r z e s k o k. Rozróżniać zatem będziemy także w y t r z y m a ł o ś ć n a p r z e s k o k (iskry naokoło izolatora). O tem będzie mowa później, przy omawianiu wytrzymałości materiałów izolacyjnych stałych i izolatorów, gdzie te zjawisko specjalne ma znaczenie.

*Prądy w dielektryku.* — Przez środowisko, znajdujące się w polu elektrycznym, przepływają różnego rodzaju p r ą d y e l e k t r y c z n e pod wpływem napięcia, wytwarzającego to pole. Skutkiem tych prądów jest nagrzewanie dielektryku. Zjawiskiem tem zajmujemy się obszerniej przy omawianiu własności materiałów izolacyjnych stałych. Narazie idzie nam o określenie ogólne tych prądów w dielektryku.

Wyobraźmy sobie dielektryk jednorodny, o stałej dielektrycznej  $\epsilon$  i przewodności właściwej  $\gamma$ , umieszczony między dwiema elektrodami, równoległymi, ściśle przylegającymi do niego, — do których przyłożone jest napięcie  $V$  (por. Rys. 2, str. 10). Dielektryk znajdzie się wtedy pod wpływem pola elektrycznego, które w pośrodku okładzin będzie — jak wiadomo — jednostajne; kierunek natężenia pola  $x$  będzie tam prostopadły do elektrod. Ponieważ w takim układzie przebieg potencjału w dielektryku jest liniowy, wzdłuż wymiaru jego grubości, przeto natężenie pola będzie określone ilorazem  $z$  napięcia przyłożonego  $V$  i grubości dielektryku  $a$ ,  $F=V/a$  (por. nast. ustęp); jeżeli  $V$  wyrazimy w woltach, a  $a$  w cm. otrzymamy  $F$  w  $kV/cm$ .

Wyraźmy prądy w dielektryku w funkcji natężenia pola. Ażeby mieć analogję do prądu w przewodzie elektrycznym, rozpatrzmy element, wycięty w dielektryku, wzdłuż kierunku natężenia pola. Będziemy go nazywać „*ruką*“, o długości  $a$  i przekroju  $s$  (kołowym lub kwadratowym). Jeżeli przyjmiemy

$s=1 \text{ cm}^2$ , otrzymamy rurkę jednostkową \*). Przez taką rurkę płyną różne prądy.

Pod wpływem pola nastąpi wzdłuż każdej rurki przesunięcie tej samej ilości elektryczności  $+Q$  w kierunku pola. Przez każdy element  $ds$  przekroju rurki przesunie się ładunek  $dQ$ . Przesunięciu elek-

tryczności  $\left(D = \frac{dQ}{ds}\right)$  w dielektryku odpowiada prąd

elektryczny w przewodzie, to też stosunek przyrostu ładunku do czasu nazywa się **prądem przesunięcia**. Wobec tego w rurce jednostkowej ( $s = 1$ ) gdzie, jak wiadomo,  $D=Q$ , prąd przesunięcia:

$$I_p = \frac{dQ}{dt} = \frac{dD}{dt}.$$

Przy napięciu stałym zjawisko prądu przesunięcia występuje tylko w pierwszej chwili po przyłożeniu napięcia do dielektryku, to jest przy powstawaniu pola elektrycznego. Połączony jest z tem pewien wydatek energii, który idzie—jak mówimy—na ładowanie dielektryku. Po ukończeniu ładowania, kiedy nastąpił stan ustalony, prąd przesunięcia znika. Dielektryk pozostaje jednak w stanie naprężenia, jak długo trwa napięcie przyłożone.

Inaczej jest przy napięciu zmiennym. Wtedy przesunięcie zachodzi przy każdej zmianie napięcia, przeto prąd przesunięcia występuje stale, stanowiąc niejako dalszy ciąg prądu, płynącego w przewodnikach i w ten sposób sprawia zamknięcie obwodu dla tego prądu. Jeżeli przeto dielektryk poddany jest działaniu pola, zmieniającego się np. sinusoidalnie, to i

$$D = D_m \sin \omega t.$$

Prąd przesunięcia zaś wypadnie, uwzględnivszy równanie (1. a)

$$i_p = \frac{d}{dt} (D_m \cdot \sin \omega t) = \frac{\omega}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} \epsilon F_m \cdot \cos \omega t \text{ amp. (2)}$$

Prąd przesunięcia zależy więc, jak widać, od częstotliwości ( $\omega$ ) i wyprzedza pole o  $90^\circ$ ; odpowiada mu prąd ładowania ( $i_c$ ) w przewodach, który jest przesunięty o  $90^\circ$  naprzód względem napięcia przyłożonego.

---

\*) Przy przedstawieniu pola za pomocą linii indukcji, otrzymujemy rurki indukcji, które będą identyczne z naszymi rurkami.

Zwykły dielektryk nie jest idealnym izolatorem, musi więc przez niego płynąć wskroś prąd odpowiedni do jego przewodności i przyłożonego napięcia. Prąd ten nazywać będziemy skrośnym. Ważniejszą aniżeli natężenie jest gęstość prądu skrośnego  $J_s$ , czyli prąd  $I_s$  płynący przez rurkę jednostkową ( $I_s = J_s$ ); tu strugi prądu wpadają w kierunku natężenia pola. Gęstość prądu skrośnego można wyrazić w funkcji natężenia pola  $F$ . Jeżeli oporność rzeczywista  $R$  rurki jednostkowej jest  $\frac{a}{\gamma}$ , to, skoro w polu jednostajnem

$$V = F \cdot a,$$

$$J_s = \frac{V}{R} = \gamma F \text{ A/cm}^2,$$

$$\text{a} \quad I_s = \gamma F \text{ amp.}$$

Prąd ten będzie zawsze płynąć przez dielektryk, jak długo znajdować się będzie pod działaniem napięcia  $V$ , a więc i pola  $F$ . Stanowi on stały wydatek energii źródła prądu, które musi go dostarczać do przewodów.

Przy prądzie zmiennym, kiedy natężenie  $F$  zmienia się sinusoidalnie, prąd skrośny będzie:

$$i_s = \gamma F_m \sin \omega t; \quad (3)$$

jest on więc w fazie z natężeniem pola, to znaczy, że jest prądem watowym. Od częstotliwości — jak wiadać — nie zależy.

Oprócz tego występuje jeszcze inna przyczyna wydatku energii źródła, a mianowicie ładunki szczątkowe, jakie pozostają w dielektryku po ustaniu działania pola i potem, powoli łącząc się, wracają do równowagi elektrycznej. Przy dużej oporności dielektryku odbywa się to bardzo powoli (w porównaniu np. do ruchu cząstek elektryczności w przewodniku) tak, że dielektryk przez czas dosyć długi pozostaje jeszcze naładowany. Im dielektryk jest czystszy i bardziej jednolity, tem prędzej ładunek szczątkowy znika.

Przy polu zmieniającem się okresowo zjawisko to występuje przy każdej zmianie kierunku prądu. Przy tem część ładunku szczątkowego zostaje zneutralizowana ładunkiem następnego półokresu, który jest przeciwnego znaku. Powoduje to wydatek energii, którą dielektryk czerpie ze źródła prądu. Energia ta przekształca się w ciepło i ogrzewa dielektryk. Ten wydatek energii jest proporcjonalny do częstotliwości zmian prądu. Odpowiadający mu prąd, dostarczany przez źródło prądu, jest takiej samej natury, jak prąd

skośny, jest więc prądem wiatowym, który dodaje się do tamtego. Nazywamy go prądem histerezyowym ( $I_h$ ).

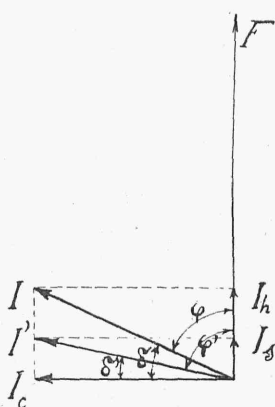
Zjawisko rozważane ma nieco podobieństwa do zjawiska magnetyzmu szczątkowego i histerezy magnetycznej (siła koercyjna tu nie występuje), dlatego nazywa się histerezą dielektryczną.

**Straty dielektryczne.** — Całkowity prąd  $I$ , dostarczony przez źródło prądu, składa się (Rys. 1) z prądu przesunięcia (wzgl. ładowania)  $I_c$  wyprzedzającego  $F$  o  $90^\circ$ , oraz prądów: skośnego  $I_s$  i histerezyowego  $I_h$ , będących z nim w fazie. Zwykle  $I_s$  i  $I_h$  są znacznie mniejsze od  $I_c$  tak, że współczynnik mocy ( $\cos \varphi$ ) dielektryku jest bardzo mały. Uwzględnivszy na razie tylko  $I_s$ , można przyjąć

$$\cos \varphi' = \sin \delta' \cong \operatorname{tg} \delta'$$

Podstawivszy za  $I_c$  i  $I_s$  wartości ze wzorów (2) i (3), otrzymamy:

$$\operatorname{tg} \delta' = \frac{4\pi}{\omega} \cdot \frac{\gamma}{\epsilon} \cdot 9 \cdot 10^{11} \quad (4).$$



Rys. 1.

Kąt  $\delta'$  daje miarę strat w dielektryku pod wpływem prądu  $I_s$ . Jak widać zależy on od stosunku  $\gamma$  do  $\epsilon$ , który, — jak to wkrótce poznamy, — ma również wpływ na rozdział napięć w dielektryku uwarstwionym.

Zarówno prąd skośny jak i histerezyowy powodują rzeczywistą stratę mocy w dielektryku. Jeżeli dielektryk będzie izolatorem doskonałym, to prąd skośny będzie równy zeru, ale zostanie jeszcze prąd histerezyowy, wywołujący straty.

Wyobrażamy sobie, że oba prądy wiatowe powodują upływy elektryczności pomimo izolacji, dla tego mówimy, że dielektryk posiada upływność ( $A$ ), którą możemy traktować jako zwiększoną jego przewodność ( $G$ ). Prąd, wywołany taką przewodnością, jest prądem upływowym.

Jeżeli więc dielektryk znajduje się pod napięciem  $V$ , to napięcie to wywoła prądy: upływowy (wa-

towy)  $I_u = AV$ , oraz ładowania (bezwatowy)  $I_c = \omega CV$ ;

wtedy:  $\frac{A}{\omega C} = \operatorname{tg} \delta$ , czyli upływność  $A = \omega C \cdot \operatorname{tg} \delta$ .

Przedstawi to również Rys. 1, jeżeli wektor  $F$  zastąpimy przez  $V$ .

Strata mocy w dielektryku:

$$P = VI_u = AV^2 = \omega CV^2 \operatorname{tg} \delta \quad (5)$$

jest proporcjonalna do kwadratu napięcia przyłożonego.

Kąt  $\delta$ , którego  $\operatorname{tg}$  charakteryzuje stratę mocy w dielektryku, nazywa się kątem stratności dielektrycznej. Jest więc wielkością charakterystyczną dla dobroci dielektryku.

Wyznaczenie stratności dielektrycznej stosuje się w ostatnich czasach coraz bardziej przy określaniu wartości materiałów izolacyjnych stałych, izolacji kabli, izolatorów i t. d. W nauce przejawia się dążność do znalezienia kryterjum dobroci izolacji przez określanie jej stratności, względnie do znalezienia związku między stratnością dielektryczną a wytrzymałością elektryczną.

Skutkiem powyższych zjawisk jest nagrzewanie się dielektryku. Materiały izolacyjne stałe mają przeważnie ujemny współczynnik cieplny oporności, zwiększają przeto przewodność pod wpływem ciepła, co powoduje wzrost prądu i t. d., aż wreszcie może nastąpić nadmierne lokalne ogrzanie materiału, a przez to osłabienie spójności cząsteczek i przebicie elektryczne.

Zjawiska cieplne w dielektrykach są podstawą nowoczesnej teorii termicznej wytrzymałości elektrycznej materiałów izolacyjnych stałych. Zajmiemy się tem przy omawianiu własności tych materiałów. (Rozdz. II, część C).

## 2. Układy izolacyjne płaskie.

Najprostszy przypadek układu dielektrycznego w polu elektrycznym prostoliniowym przedstawia kondensator płaski (Rys. 2), o stałej dielektrycznej  $\epsilon$