

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 δ , którego tg charakteryzuje stratę mocy w dielektryku, nazywa się kątem stratności dielektrycznej. Jest więc wielkością charakterystyczną dla dobroci dielektryku.

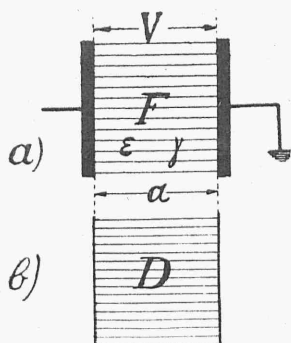
Wyznaczenie stratności dielektrycznej stosuje się w ostatnich czasach coraz bardziej przy określaniu wartości materiałów izolacyjnych stałych, izolacji kabli, izolatorów i t. d. W nauce przejawia się dążność do znalezienia kryterjum dobroci izolacji przez określanie jej stratności, względnie do znalezienia 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 prostolinijnym przedstawia kondensator płaski (Rys. 2), o stałej dielektrycznej ϵ



Rys. 2.

i przewodności właściwej γ , o grubości a cm i powierzchni okładziny s . Pojemność takiego kondensatora jest

$$C = \frac{\epsilon s}{4\pi \cdot a \cdot 9 \cdot 10^{11}} \text{ far.}$$

Napięcie, przyłożone do jego okładzin, wytwarza pole elektryczne, którego natężenie F jest jednostajne (pomijając brzegi okładzin). Do obliczenia natężenia pola można zastosować wzór (1.c), t. j.

wyrazić natężenie w funkcji pojemności, ponieważ kierunek pola zgadza się z kierunkiem, w którym mierzymy grubość a dielektryku.

Natężenie pola w punkcie odległym o x od lewej okładziny będzie, jeżeli Q oznaczy ładunek, jaki kondensator przyjmie pod napięciem V ,

$$F_x = -Q \frac{d}{dx} \left(\frac{4\pi(a-x)}{\epsilon s} \right) \cdot 9 \cdot 10^{11} = \frac{4\pi Q}{\epsilon s} \cdot 9 \cdot 10^{11} \text{ V/cm}$$

jest więc niezależne od grubości dielektryku. Podstawmy $Q = C \cdot V$, a za C wyraz podany wyżej, to dostaniemy wzór na naprężenie

$$F_x = \frac{V}{a} \text{ V/cm} \quad (6)$$

Naprężenie dielektryku w kondensatorze płaskim (tam gdzie pole jest jednostajne) jest więc w każdym punkcie takie same i określone jest ilorazem z przyłożonego napięcia i grubości dielektryku.

Przesunięcie dielektryczne D będzie również jednakowe w całym dielektryku (Rys. 2.b); można je obliczyć według wzoru 1.a).

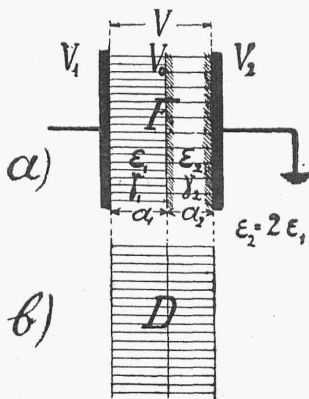
To samo można odnieść do każdego przypadku pola jednostajnego. W polu jednostajnym naprężenie jest przeto w każdym punkcie jednakowe. Jest to okoliczność bardzo ważna dla konstrukcji układów izolacyjnych.

Dielektryk jednorodny w znaczeniu podanem powyżej, przychodzi w konstrukcjach elektrycznych stosunkowo rzadko. Przeważnie mamy do czynienia z dielektrykami uwarstwionymi, rozmaicie ułożonymi obok siebie, których płaszczyzny rozdziału mają różne położenie względem kierunku pola elektrycznego. Czę-

sto na oko wydaje się, że mamy jeden dielektryk, w rzeczywistości jednak wystąpi tam jeszcze inny, w postaci nieprzewidzianej, np. warstwa powietrza między elektrodami a dielektrykiem, bańki powietrzne w masach izolacyjnych i t. p.; ma to duży wpływ na rozkład naprężeń.

Rozpatrzmy po kolei dwa krańcowe przypadki ułożenia warstw dielektryków: prostopadle i równoległe do kierunku pola elektrycznego.

Uwarstwienie prostopadłe. — Rozważmy dielektryk, złożony z warstw o różnych ϵ i γ . Najprostszym przypadkiem będzie układ dwóch dielektryków, tworzących kondensator płaski (Rys. 3.a). Weźmiemy na razie dielektryk bez przewodności ($\gamma=0$). Napięcie przyłożone, $V = V_1 - V_0$, rozkłada się na $V_1 - V_0$ na pierwszym dielektryku i $V_0 - V_2$ na drugim. Przesunięcie dielektryczne D , które jest związane z ładunkami na okładzinach, będzie w obu dielektrykach to samo (Rys. 3.b), bo te same ładunki przesuwają się wzdłuż rurek



Rys. 3.

$$D_1 = D_2 = \frac{\epsilon_1 F_1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} = \frac{\epsilon_2 F_2}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} = D$$

Natomiast natężenia pola będą inne (Rys. 3.a), bo zależą od napięć elektrycznych na dielektrykach, a mianowicie:

$$F_1 = \frac{V_1 - V_0}{a_1} = \frac{4\pi}{\epsilon_1} D \cdot 9 \cdot 10^{11}$$

$$F_2 = \frac{V_0 - V_2}{a_2} = \frac{4\pi}{\epsilon_2} D \cdot 9 \cdot 10^{11}$$

Stąd wynika:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} \quad (7)$$

w dielektrykach uwarstwionych prostopadle do pola, naprężenia są odwrotnie proporcjonalne do stałych dielektrycznych.

Suma napięć na poszczególnych dielektrykach

$$V = F_1 a_1 + F_2 a_2,$$

albo, uwzględniając wzór (7),

$$V = (a_1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} a_2) F_1, \text{ podobnie } V = (\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} a_1 + a_2) F_2$$

Z tego znajdziemy naprężenia w poszczególnych dielektrykach.

$$F_1 = \frac{\epsilon_2 V}{\epsilon_2 a_1 + \epsilon_1 a_2}, \text{ a } F_2 = \frac{\epsilon_1 V}{\epsilon_2 a_1 + \epsilon_1 a_2} \quad (8)$$

Widać z tego, że na rozkład naprężeń ma bardzo duży wpływ stała dielektryczna. W razie, gdy

$$\epsilon_1 = \epsilon_2, \text{ to } F_1 = F_2 = \frac{V}{a_1 + a_2},$$

to samo naprężenie panuje w całym dielektryku; zależy ono wtedy tylko od przyłożonego napięcia i grubości dielektryku, a nie zależy od stałej dielektrycznej, a więc tak, jak przy dielektryku jednolitym. Im większa różnica w stałych ϵ , tem bardziej nierównomierny rozkład napięć.

Przykład: Powietrze ($\epsilon_1 = 1$) wytrzymałe ok. 21 kV/cm., a zatem warstwa grubości $a_1 = 1$ cm. pod napięciem 20 kV wprawdzie nie zostanie przebita, lecz będzie prawie na granicy wytrzymałości. Jeżeli, celem wzmocnienia wytrzymałości, układu, spróbujemy wstawić płytkę porcelanową ($\epsilon_2 = 5$), grubości $a_2 = 0,2$ cm. (porcelana wytrzymała ok 100 kV/cm., a zatem płytka grubości 0,2 cm. wytrzymałaby sama całe napięcie przyłożone), to naprężenia wtedy wypadną, według wzoru (8), następujące: na warstwie powietrza grubości 0,8 cm. $F_1 = 24,8$ kV/cm., a więc powyżej naprężenia krytycznego, w warstwie zaś porcelany będzie $F_2 = 4,76$ kV/cm.; warstwa powietrzna zostanie przebita. Układ izolacyjny zatem w rezultacie pogorszył się.

Jakkolwiek w pewnych razach układ szeregowy dielektryków jest niepożądany, bo sprawia nadmierne naprężenia w niektórych warstwach, to nie nie znaczy to, aby go zawsze unikać. W niektórych przypadkach, jak to później omówimy, może być on nawet z powodzeniem zastosowany (osłona dielektryczna).

Rozważymy teraz dielektryki z przewodnością, zakładając, że ich przewodności właściwe są różne. Gęstość prądu skrośnego w polu je-

dnostajnem można wyrazić iloczynem z natężenia pola przez przewodność właściwą, gęstość ta musi być ta sama w obu dielektrykach:

$$J_s = \gamma_1 F_1 = \gamma_2 F_2,$$

$$\text{skąd:} \quad \frac{F_1}{F_2} = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} \quad (9)$$

jak poprzednio przy stałych dielektrycznych; przeto jak tam

$$F_1 = \frac{\gamma_2 V}{\gamma_2 a_1 + \gamma_1 a_2}, \text{ a } F_2 = \frac{\gamma_1 V}{\gamma_2 a_1 + \gamma_1 a_2}.$$

Przez podstawienie do wzoru na J_s wartości na F_1 i F_2 , otrzymamy w obu razach

$$J_s = \frac{\gamma_1 \gamma_2 V}{\gamma_2 a_1 + \gamma_1 a_2}$$

Przesunięcia zaś będą:

$$D_1 = \frac{\epsilon_1 F_1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} = \frac{\epsilon_1 \gamma_2 V}{4\pi (\gamma_2 a_1 + \gamma_1 a_2) \cdot 9 \cdot 10^{11}},$$

$$D_2 = \frac{\epsilon_2 F_2}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^{11}} = \frac{\epsilon_2 \gamma_1 V}{4\pi (\gamma_2 a_1 + \gamma_1 a_2) \cdot 9 \cdot 10^{11}},$$

$$\text{skąd} \quad \frac{D_1}{D_2} = \frac{\epsilon_1 \gamma_2}{\epsilon_2 \gamma_1} \quad (10)$$

Tu więc przesunięcia nie są jednakowe, jak to mamy wtedy, gdy $\gamma = 0$. (Rys. 3.b). Przesunięcia związane są z ładunkami, przeto ładunki będą w obu dielektrykach inne, różnica zaś ładunków znajduje się na powierzchni zetknięcia obu dielektryków. Rachunek wskazuje, że ładunek jest teraz większy, niż przy przewodności $\gamma = 0$ (w stanie początkowym); tu leży

źródło strat. Zjawisko to nie występuje, jeżeli $\frac{\epsilon_1}{\gamma_1} = \frac{\epsilon_2}{\gamma_2}$

Im różnica przewodności dielektryków jest większa, tem większa różnica ładunków. Jeżeli jeden z nich ma przewodność stosunkowo bardzo dużą, to powierzchnia zetknięcia obu dielektryków przyjmuje powoli prawie cały ładunek dielektryku o większej przewodności. Będzie to miało taki skutek, jakby grubość całego dielektryku zmniejszyła się o grubość dielektryku o większej przewodności. Przez to różnica potencjałów przypada teraz na mniejszą grubość, a więc

naprężenie dielektryku o mniejszej przewodności będzie większe.

Skutkiem tego pozornego zmniejszenia się grubości dielektryku, pojemność układu (pozornie) wzrośnie. Wykazuje to praktyka przy mierzeniu pojemności kondensatora. Mierzac pojemność bezpośrednio po przyłożeniu napięcia, otrzymamy mniejszą pojemność, niż wykonywując pomiar później, pozostawiwszy uprzednio kondensator przez dłuższy czas pod napięciem. Żeby uniknąć tego niepożądanego zjawiska, należy więc dążyć do zachowania równości stosunku stałych dielektrycznych i przewodności właściwych:

$$\frac{\epsilon_1}{\gamma_1} = \frac{\epsilon_2}{\gamma_2} \text{ czyli } \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} = \frac{\gamma_1}{\gamma_2}.$$

Uwarstwienie równoległe. — Zupełnie inaczej zachowują się dielektryki, mające warstwy ułożone równoległe do kierunku pola elektrycznego (Rys. 4). Przyjmijmy, że okładziny są równoległe do siebie, a powierzchnie zetknięcia różnych dielektryków prostopadłe do nich. Wtedy pole przebiega w każdym dielektryku równoległe do płaszczyzny zetknięcia. Jasne jest, że naprężenia w dielektrykach, zależne tylko od napięcia przyłożonego i grubości dielektryków, będą jednakowe (Rys. 4a):

$$F_1 = F_2 = \frac{V}{a} = F \quad (11)$$

Natomiast przesunięcia będą różne (Rys. 4. b).

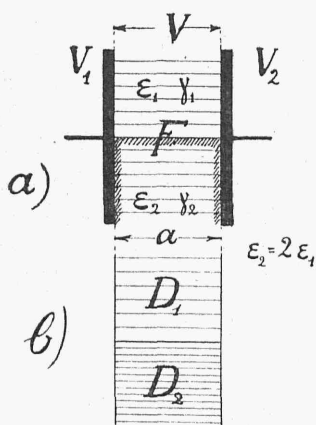
$$D_1 = \frac{\epsilon_1 F}{4 \pi \cdot 9 \cdot 10^{11}},$$

$$\text{a } D_2 = \frac{\epsilon_2 F}{4 \pi \cdot 9 \cdot 10^{11}},$$

$$\text{zatem } \frac{D_1}{D_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}. \quad (12)$$

Przesunięcia w dielektrykach uwarstwionych równoległe do pola są więc wprost proporcjonalne do stałych dielektrycznych.

Układ taki jest wprawdzie równomiernie naprężany (to zależy od F), jednak wytrzymałość jego jest określona wytrzymałością materiału gorszego. Tem się tłumaczy naprzykład, że wytrzymałość impregnowanego papieru uwarstwowionego jest większa przy na-



Rys. 4.

prężeniu prostopadłym do warstw, niż przy równoległym, bo masa impregnacyjna ma zazwyczaj mniejszą wytrzymałość.

Uwarstwienie ukośne.—Przypadek uwarstwienia prostopadłego do kierunku pola jest w praktyce elektrotechnicznej częstszy, niż równoległego, chociaż — stwierdzić należy — w czystej formie jeden, jak i drugi, zachodzą tylko rzadko. Przeważnie mamy do czynienia z przypadkami, kiedy kierunek pola jest więcej lub mniej odchylony od prostopadłego względem powierzchni zetknięcia dielektryków. Jest to przypadek uwarstwienia ukośnego do pola. Możemy go traktować analogicznie do przebiegu pola magnetycznego w ciałach paramagnetycznych.

Na Rys. 5 prosta mn przedstawia ślad powierzchni zetknięcia dwóch dielektryków o stałych dielektrycznych $\epsilon_2 > \epsilon_1$, a prosta AO — wielkość i kierunek naprężenia F_1 w dielektryku ϵ_1 . Rozłożywszy ją na składowe, otrzymamy: F_{1n} , naprężającą dielektryk prostopadle do powierzchni zetknięcia i F_{1t} — równoległe do niej. Wobec tego odpowiednie naprężenia w dielektryku ϵ_2 wypadną: według wzoru (7)

$$F_{2n} = F_{1n} \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}$$

a według wzoru (11)

$$F_{2t} = F_{1t}$$

Wypadkowa OB z F_{2n} i F_{2t} przedstawi naprężenie w drugim dielektryku, stosownie do wielkości i kierunku.

Jak z Rys. 5 widać,

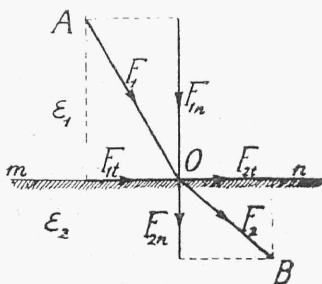
$$\frac{F_{1t}}{F_{1n}} = \operatorname{tg} \alpha_1, \text{ a } \frac{F_{2t}}{F_{2n}} = \operatorname{tg} \alpha_2.$$

Ponieważ zaś $F_{1t} = F_{2t}$, przeto

$$\frac{\operatorname{tg} \alpha_1}{\operatorname{tg} \alpha_2} = \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}, \quad (13)$$

a więc podobnie, jak w przypadku pola magnetycznego.

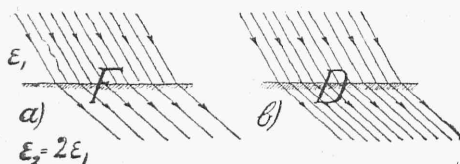
Zjawisko powyższe ma bardzo duże znaczenie przy obliczaniu konstrukcji izolatorowych. Jak widać, w przypadku ukośnego pola elektrycznego, składowe normalne naprężają dielektryk na przebicie, składowe zaś styczne są powodem wyładowań po-



Rys. 5.

wierzchniowych, o których później będzie mowa, naprężają więc układ na przeskok.

W sposób podobny jak natężenie pola można traktować i przesunięcia dielektryczne; kierunki ich będą zgodne, natomiast wielkość inna, — jak wogóle



Rys. 6.

w dielektrykach uwarstwionych. Jeżeli, jak w poprzednich przypadkach, wielkość natężeń i przesunięć przed stawimy za pomocą gęstości linii, wpadających

w ich kierunki, to otrzymamy obrazowo stosunki zachodzące w dielektrykach, jak np. na Rys. 6.a i 6.b.

Widać z tego, że w obrazie natężenia pola niema ciągłości linii, natomiast jest ona w obrazie przesunięć. Ponieważ za pomocą gęstości linii można uwidocznić wielkość naprężeń, przeto praktyczniej jest robić to za pomocą obrazu przesunięć, wzgl. indukcji elektrycznej, jak o tem będzie mowa przy obliczaniu układów izolacyjnych nieforemnych.

Układy płaskie przedstawiają typ układu o polu jednostajnem. W praktyce jednak prawie że nie mamy do czynienia z polami jednostajnymi, natomiast przeważnie występują pola niejednostajne, powstające głównie skutkiem niepłaskiego kształtu elektrod. Nawet rzadko kiedy udaje się otrzymać pole jednostajne; zwykle będzie ono więcej lub mniej zniekształcone. Naprężenia dielektryków, znajdujących się w takich polach, są inne, niż w polu jednostajnem; dielektryk jest wtedy naogół naprężany bardziej niekorzystnie. W praktyce elektrotechnicznej mamy jednak przeważnie układy mniej lub więcej foremne i to takie, które można sprowadzić do postaci geometrycznie prostej, całkowicie lub częściowo. Pole elektryczne w takich układach jest prostolinijne, a naprężenia dadzą się łatwo obliczyć; z tych obliczeń można wyciągnąć wnioski co do naprężeń w układach rzeczywistych mniej foremnych.

Układy rozważane mają zwykle dwie elektrody, między którymi tworzy się pole elektryczne, przede wszystkim zależne od ich kształtu. Często można te elektrody przyjąć za okładziny kondensatora. Jeżeli kształt ich jest geometrycznie prosty to łatwo

obliczyć pojemność takiego układu (izolatory przepustowe, kable, przewody).

Najważniejsze znaczenie dla konstrukcji izolacyjnych mają układy kuliste i walcowe.

3. Układy izolacyjne kuliste.

Kula izolowana. — Najprostszym układem kulistym jest kula metalowa o promieniu r cm, znajdująca się dielektryku o stałej dielektrycznej ϵ w takiej odległości od innych przedmiotów, że działanie jej ładunku $+Q$ na tamte przedmioty można pominąć. Wiemy, że ładunek takiej kuli możemy sobie wyobrazić jako skupiony w jej środku i że potencjał kuli w każdym jej punkcie jest ten sam i równy

$$V = \frac{1}{\epsilon} \frac{Q}{r} \quad 9 \cdot 10^{11}.$$

Ładunek kuli wytwarza pole, którego linie wychodzą promieniowo z powierzchni kuli. Naprężenie w punkcie odległym o x od środka kuli otrzyma-

my, podstawivszy we wzorze (1. a) $D = \frac{Q}{4\pi x^2}$

$$F_x = \frac{Q}{\epsilon x^2} \quad 9 \cdot 10^{11} \text{ V/cm};$$

jest więc ono odwrotnie proporcjonalne do stałej dielektrycznej i do kwadratu odległości od środka kuli. Wprowadzivszy do ostatniego wzoru wartość na potencjał V_x w tym punkcie, pochodzący od ładunku Q i uwzględnivjąc, że $Q = \epsilon \frac{V_x x}{9 \cdot 10^{11}}$, otrzymamy wreszcie

$$F_x = \frac{V_x}{x} \text{ V/cm} \quad (14)$$

Naprężenie w jakimś punkcie dielektryku otaczającego kulę naładowaną jest więc równe potencjałowi w tym punkcie, podzielonemu przez odległość tego punktu od środka kuli.

Największe naprężenie dielektryku będzie dla $x = \text{minim.} = r$, t. j. na powierzchni kuli. Ponieważ potencjał tam ma wartość V , przeto

$$F_m = \frac{V}{r} \text{ V/cm.} \quad (15)$$

Wzór ostatni stwierdza nader ważne zjawisko, że im elektroda ma mniejszy promień krzywizny, tem większe jest naprężenie