PRZEGLĄD ELEKTROTECHNICZNY

ORGAN STOWARZYSZENIA ELEKTROTECHNIKÓW POLSKICH.

WYCHODZI 1-go i 15-go KAŻDEGO MIESIĄCA.

PRZEDPŁATA:
kwartalnie . . . . . zł. 6.—

Cena zeszytu 1 zł.

Biuro Redakcji i Administracji: Warszawa, Czackiego № 5 m. 24, I piętro (Gmach Stowarzyszenia Techników), telefon № 90-23.

Administracja otwarta codziennie od g. 12 do g. 4 po poł.

- Redaktor przyjmuje we wtorki od godziny 7-ej do 8-ej wieczorem. -

Konto № 363 Pocztowej Kasy Oszczędności.

Rok VII. Warszawa, 15 maja 1925 r. Zeszyt 10.

W dniu 21 b. m. rozpoczną się w Warszawie obrady dorocznego Walnego Zgromadzenia członków Związku Elektrowni Polskich. Będzie to VI-te z kolei Walne Zgromadzenie członków zrzeszenia, które w naszym gospodarczym świecie należy zaliczyć do najpoważniejszych, a w świecie elektrotechnicznicznym — bodaj najżywotniejszych.

W ciągu ostatnich miesięcy Związek Elektrowni podjął nową inicjatywę zgrupowania nie tylko elektrowni użyteczności publicznej, lecz i prywatnych. Jest to dalszy etap w ewolucji programu organizacji; stoi on w ścisłym związku z zagadnieniami energietycznemi, które w naszych warunkach są bardzo doniosłe, i przyczyni się do racjonalnego wytwarzania energji elektrycznej.

Dlatego też myśl tę podnosimy z całem uznaniem, a nie wątpiąc, że Związek potrafi ją w życie skutecznie wprowadzić, życzymy mu jaknajlepszych wyników.

Podstawy wytrzymałości elektrycznej.

prof. **Kazimierz Drewnowski.**

Dokończenie.

3. Układy kuliste.

Kula metalowa izolowana. — Najprostszym układem kulistym jest kula o promieniu r, znajdująca się w 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 $V = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{r} 9 . 10^{11} = \text{const.}$ Ładunek kuli wytwarza pole, którego linje wychodzą promieniowo z powierzchni kuli. Naprężenie w punkcie odległym o x centymetrów od środka kuli otrzymamy podstawiwszy we wzorze (1.) $D = \frac{Q}{4\pi x^2}$:

$$F_x = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q}{x^2} 9 . 10^{11} \frac{\text{woltów}}{\text{cm}}; \quad . \; . \quad (9)$$

jest więc ono odwrotnie proporcjonalne do stałej dielektrycznej i do kwadratu odległości od środka kuli. Wprowadziwszy do ostatniego wzoru wartość na potencjał V_x w tym punkcie pochodzący od ładunku Q i uwzględniając, że $Q = \varepsilon \frac{V_x\, x}{9.10^{11}}$, otrzymamy wreszcie $F_x = \frac{V_x}{x}$ . . . . (10)

Naprężenie dielektryku w jakimś punkcie, pochodzące od ładunku kuli Q jest więc równe potencjałowi w tym punkcie, podzielonemu przez odległość tego punktu od środka kuli.

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

$$F_r = \frac{V}{r} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (11)$$

Z tego widać, że jeżeli tę kulę umieścimy w dielektryku o stałej dielektr. ε', to jej pojemność zmieni się w stosunku $\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}$ $\left(\text{t. zn. } C' = C\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)$. W razie gdy ładunek jej pozostaje ten sam, to potencjał jej zmieni się w stosunku odwrotnym do stałych dielektrycznych $\left(V' = V\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right)$; a gdy potencjał będzie utrzymywany stały, to ładunek zmieni się proporcjonalnie do pojemności $\left(Q' = Q\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)$. Stosownie do tego zmieni się naprężenie dielektryku.

Jeżeli utrzymamy ten sam potencjał kuli, to naprężenie w punkcie x będzie

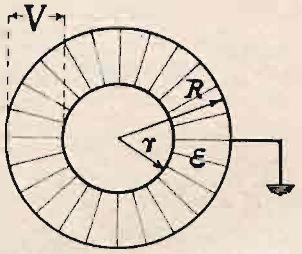
$$F'_x = \frac{1}{\varepsilon}\frac{Q'}{x^2} . 9 . 10^{11} = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} . \frac{Q}{x^2} . 9 . 10^{11} = \frac{\varepsilon'}{\varepsilon} . F_x;$$

jeżeli zaś ładunek utrzymamy bez zmiany, to:

$$F'_x = \frac{V_x}{x} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\frac{V_x}{x} = \frac{\varepsilon}{\varepsilon'} F_x.$$

Jako układy kuliste izolowane można uważać kuliste końcówki jednej elektrody, dostatecznie oddalone od drugiej elektrody, stosowane przy wysokich napięciach dla uniknięcia wcześniejszych wyładowań. Wreszcie w pewnych razach można każdy występ powierzchni przewodzącej sprowadzić do powierzchni kulistej z pewnem przybliżeniem.

K o n d e n s a t o r   k u l i s t y. *(Rys. 5)*. — Powierzchnia naładowanej kuli metalowej o promieniu,



Rys. 5.

r jest powierzchnią ekwipotencjalną. Powierzchnia kulista, zatoczona do niej koncentrycznie promieniem $R > r$, będzie również ekwipotencjalną. Wypełniwszy przestrzeń między temi powierzchniami dielektrykiem o stałej ε, otrzymamy kondensator kulisty.

Pojemność jego $C = \varepsilon \dfrac{Rr}{R-r} \dfrac{1}{9} . 10^{-11}$ far.

Według wzoru (1 d) naprężenie na powierzchni kuli wewnętrznej

$$F_r = -Q \frac{d}{dr}\left(\frac{R-r}{\varepsilon R r}\right) . 9 . 10^{11} = \frac{Q}{\varepsilon r^2} 9 . 10^{11}.$$

Ponieważ $Q = C.V$, gdzie V jest napięciem przyłożonem do kondensatora, przeto

$$F_r = \frac{R V}{r(R-r)} . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Jest to zarazem największe naprężenie występujące w tym układzie.

Naprężenie zaś najmniejsze będzie na powierzchni wewnętrznej kuli zewnętrznej:

$$F_R = -\frac{r V}{R(R-r)}.$$

Jeżeli założymy $R = \text{const.}$, to najmniejsze naprężenie F po stronie wewnętrznej otrzymamy dla $r = R - r$, czyli dla $r = \dfrac{R}{2}$. Aby więc otrzymać najmniejsze naprężenie dielektryku znajdującego się między dwiema kulistemi okładzinami koncentrycznemi, trzeba przyjąć promień okładziny wewnętrznej dwa razy mniejszy od promienia okładziny zewnętrznej. Wtedy $F = \dfrac{4r}{R}$.

Powiększając promień zewnętrzny R do nieskończoności, otrzymamy:

$$F = \lim_{R=\infty} \frac{V}{r\left(1 - \frac{r}{R}\right)} = \frac{V}{r};$$

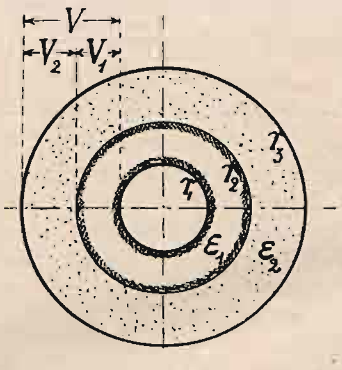
nie można zatem spodziewać się tu zmniejszenia naprężenia do zera, przyjmuje bowiem ono wartość, jak dla kuli izolowanej.

Z powyższych rozważań wynika, że n a p r ę ż e n i e n a p o w i e r z c h n i e l e k t r o d y j e s t t e m w i ę k s z e i m m n i e j s z y j e s t p r o m i e ń j e j k r z y w i z n y; daje to ogromnie ważną wskazówkę, aby przy wszelkich konstrukcjach o wysokiem napięciu unikać ostrych zakrzywień i załamań, a tembardziej ostrzy i występów, na których występuje duże zgęszczenie linji pola elektrycznego, a więc większe naprężenie, niż na sąsiednich częściach przewodzących pod napięciem.

Tam też zjawiają się przedewszystkiem wyładowania, będące następstwem nadmiernego naprężenia izolatora. Jest to t. zw. w p ł y w o s t r z y, bardzo dający się we znaki wszelkim konstrukcjom przy wysokiem napięciu. Aby go, uniknąć dążymy do stosowania form o zakrzywieniach możliwie łagodnych.

U k ł a d k u l i s t y u w a r s t w i o n y.—Rozkład potencjałów, a więc i naprężenia w takim układzie, obliczamy podobnie jak przy układach płaskich, przyczem najpraktyczniej posługiwać się pojemnościami, których obliczenie, jak widzieliśmy, jest związane ściśle z obliczaniem naprężeń. W tym celu wyobrażamy sobie, że każdy dielektryk oddzielony jest od drugiego nieskończenie cienką warstwą przewodzącą (okładziną).

Kulę *(Rys. 6)* o promieniu r_1 otaczają dwa dielektryki kuliste, koncentryczne z nią, o promieniach



Rys. 6.

zewnętrznych r_2 i r_3. Między kulą a okładziną zewnętrzną panuje napięcie V, rozkładające się na oba dielektryki: $V = V_1 + V_2$. Idzie o znalezienie wielkości tych napięć w stosunku do napięcia całkowitego, a więc w ten sposób i naprężeń dielektryków. Obliczenie to przeprowadzimy, wychodząc z pojemności poszczególnych kondensatorów (dielektryków).

Pojemność całego układu oznaczymy przez C.

Tutaj: $Q = C V = C_1 V_1 = C_2 V_2$, skąd $V_1 = \dfrac{CV}{C_1}$, a $V_2 = \dfrac{CV}{C_2}$, trzeba więc znaleźć C oraz C_1 i C_2. Przy połączeniu szeregowem $\dfrac{1}{C} = \dfrac{1}{C_1} + \dfrac{1}{C_2}$. Ponieważ

$$C_1 = \varepsilon_1 \frac{r_1 r_2}{r_2 - r_1} \cdot \frac{1}{9} 10^{-11}, \quad C_2 = \varepsilon_2 \frac{r_2 r_3}{r_3 - r_2} \cdot \frac{1}{9} \cdot 10^{-11}$$

przeto:

$$C = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 r_1 r_2 r_3}{\varepsilon_2 r_3 (r_2 - r_1) + \varepsilon_1 r_1 (r_3 - r_2)} \cdot \frac{1}{9} \cdot 10^{-11}$$

Napięcia zaś będą:

$$V_1 = \frac{C V}{C_1} = \frac{V}{1 + \frac{\varepsilon_1 r_1 (r_3 - r_2)}{\varepsilon_2 r_3 (r_2 - r_1)}},$$

$$\text{a} \quad V_2 = \frac{C V}{C_2} = \frac{V}{1 + \frac{\varepsilon_2 r_3 (r_2 - r_1)}{\varepsilon_1 r_1 (r_3 - r_2)}}.$$

Wiemy z poprzedniego, że największe naprężenie dielektryku kulistego występuje na powierzchni wewnętrznej,

$$F_{1m} = \frac{r_2 V_1}{r_1 (r_2 - r_1)}, \quad \text{a} \quad F_{2m} = \frac{r_3 V_2}{r_2 (r_3 - r_2)}.$$

Po podstawieniu wartości na V_1 i V_2 otrzymamy wreszcie:

$$F_{1m} = \frac{\varepsilon_2 r_2 r_3 V}{r_1 A}, \quad \text{a} \quad F_{2m} = \frac{\varepsilon_1 r_1 r_3 V}{r_2 A},$$

gdzie $A = \varepsilon_1 r_1 (r_3 - r_2) + \varepsilon_2 r_3 (r_2 - r_1)$.

Stąd:
$$\frac{F_{1m}}{F_{2m}} = \frac{\varepsilon_2 r_2^2}{\varepsilon_1 r_1^2} \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

W przeciwieństwie do układów płaskich, na rozkład naprężeń mają wpływ, oprócz stałych dielektrycznych, także promienie krzywizny dielektryków.

Przypadek powyższy zachodzi w praktyce np. przy obliczaniu izolatorów z główką kulistą, gdzie porcelana i kit stanowią dielektryk kondensatora wobec trzona i kołpaka.

4. Układy cylindryczne.

Są to układy najczęściej spotykane w elektrotechnice. Takim układem jest np. przedmiot izolowany, kabel, izolator przepustowy, część izolatora przewodowego i t. p. Wychodzimy tu z naprężeń dielektryku, otaczającego przewód naładowany ładunkiem Q, o promieniu r i długości l.

Ładunek Q wyobrażamy sobie skupiony na osi walca i równomiernie na niej rozłożony. Naprężenie w odległości x od osi otrzymamy, podstawiwszy we wzorze (1) $D = \frac{Q}{2 \pi x}$, wtedy

$$F_x = \frac{1}{\varepsilon} \frac{2Q}{x l} \cdot 9 \cdot 10^{11} \text{ woltów/cm} \quad . \quad . \quad (13)$$

naprężenie wypada tu odwrotnie proporcjonalne do pierwszej potęgi odległości od osi.

Największe naprężenie dielektryku będzie przy $x = r$, t. j. na powierzchni walca, tam

$$F_r = \frac{1}{\varepsilon} \frac{2Q}{r l} \cdot 9 \cdot 10^{11} \quad \ldots\ldots \quad (14)$$

Kondensator cylindryczny.—Przekrój takiego kondensatora przedstawia *Rys. 5*. Walec r stanowi kondensator o grubości dielektryku $a = R - r$ i długości l. Pojemość jego

$$C = \varepsilon \frac{l}{2 \log_n \frac{R}{r}} \cdot \frac{1}{9} \cdot 10^{-11} \text{ far.}$$

Według wzoru (1) naprężenie na powierzchni walca wewnętrznego

$$F_r = -\frac{2Q}{\varepsilon l} \frac{d}{dr} \left(\log_n \frac{R}{r} \right) \cdot 9 \cdot 10^{11} = \frac{2Q}{\varepsilon l r} \cdot 9 \cdot 10^{11}$$

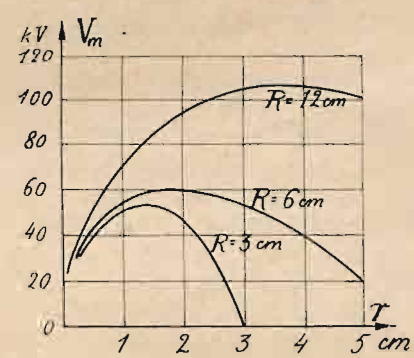
Skąd po podstawieniu $Q = C V$

$$F_r = \frac{V}{r \log_n \frac{R}{r}} \quad \ldots\ldots \quad (15)$$

Ze wzoru (15) można obliczyć największe napięcie V_m, jakie jeszcze układ wytrzyma:

$$V_m = F_m r \log_n \frac{R}{r} \quad \ldots . \quad (16)$$

gdzie $F_m = F_r$ jest dopuszczalnem największem naprężeniem dla dielektryku. Przebieg jego (*Rys. 7*) dla różnych r przy stałym R wykazuje pewną war-



Rys. 7.

tość maksymalną. To znaczy, że dla każdego układu mamy pewną grubość dielektryku, przy której układ wytrzymuje największe napięcie.

Jest to szczególnie ważne przy obliczaniu kabli, dla których zawsze trzeba dobrać najkorzystniejszą grubość izolacji. Z *rys. 7*. widzimy że w pewnych wypadkach zgrubienie izolacji zmniejsza wytrzymałość układu.

Tę najkorzystniejszą wartość r można łatwo obliczyć, różniczkując wzór (16) na V_m po r i kładąc pierwszą pochodną równą zeru:

$$\frac{d V_m}{dr} = F_m \frac{d \left(r \log_n \frac{R}{r} \right)}{dr} = O, \text{ skąd } \log_n \frac{R}{r} = 1, \text{ jako}$$

warunek maximum funkcji. Wtedy $\frac{R}{r} = \text{l} = 2{,}71828\ldots$

czyli $r = \frac{R}{2{,}718\ldots} = \backsim 0{,}368\, R$

O tem będzie jeszcze mowa w rozdziale o kablach.

Układ cylindryczny uwarstwiony. — Rozkład naprężeń (*Rys. 6*), znajdziemy tutaj podobnie jak przy układzie kulistym.

Pojemności poszczególnych kondensatorów:

$$C_1 = \varepsilon_1 \frac{l}{2\log_n \frac{r_2}{r_1}} \cdot \frac{1}{9} \cdot 10^{-11}; \quad C_2 = \varepsilon_2 \frac{l}{2\log_n \frac{r^3}{r_2}} \cdot \frac{1}{9} 10^{-11}$$

przeto pojemność całego układu:

$$C = \frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2 l}{2\left(\varepsilon_2 \log_n \frac{r_2}{r_1} + \varepsilon_1 \log_n \frac{r_3}{r_2}\right)} \cdot \frac{1}{9} \cdot 10^{-11}$$

Z tego $V_1 = \frac{CV}{C_1} = \frac{V}{1+\frac{\varepsilon_1 \log_n \frac{r_3}{r_2}}{\varepsilon_2 \log_n \frac{r_2}{r_1}}}$

a $V_2 = \frac{CV}{C_2} = \frac{V}{1+\frac{\varepsilon_2 \log_n \frac{r_2}{r_1}}{\varepsilon_1 \log_n \frac{r_3}{r_2}}}$

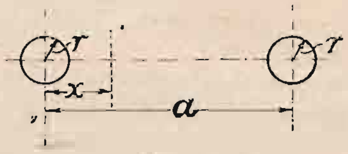
Naprężenia zaś $F_{1m} = \frac{\varepsilon_2 V}{r_1 B}$, $F_{2m} = \frac{\varepsilon_1 V}{r_2 B}$,

gdzie $B = \varepsilon_1 \log_n \frac{r_3}{r_2} + \varepsilon_2 \log_n \frac{r_2}{r_1}$.

Z tego $\frac{F_{1m}}{F_{2m}} = \frac{\varepsilon_2 r_2}{\varepsilon_1 r_1}$ . . . . . . 17)

Przypadek taki zachodzi np. przy kablach o różnych dielektrykach, izolatorach przepustowych i t. p.

Dwa walce metalowe równoległe Układem takim są np. dwa przewody linji napowietrznej. Wyobraźmy sobie (*Rys. 8*) na jednym



Rys. 8.

przewodzie ładunek $+Q$, a na drugim $-Q$. Promienie obu walców są jednakowe r. Oba ładunki równomiernie rozłożone na osiach walców wzdłuż l. Wtedy naprężenie w punkcie odległym o x od osi walca lewego będzie pochodzić od obu ładunków.

od $+Q$: $F_1 = \frac{1}{\varepsilon}\frac{2Q}{xl}.9.10^{11}$,

od $-Q$: $F_2 = \frac{1}{\varepsilon}\frac{2Q}{(a-x)l}.9.10^{11}$.

Całkowite naprężenie zatem:

$$F = F_1 + F_2 = \frac{1}{\varepsilon}\cdot\frac{2Q}{l}\left(\frac{1}{x}+\frac{1}{a-x}\right).9.10^{11} \text{ woltów/cm.}$$

Ażeby znaleźć różnicę potencjałów między obu walcami, trzeba scałkować wzór na F w granicach od $x = a - r$ do $x = r$

$$V_1 - V_2 = -\int_{a-r}^{r} F.dx = \frac{1}{\varepsilon}\frac{4Q}{l}\log_n\frac{a-r}{r}.9.10^{11} \text{ woltów}$$

Jeżeli a jest znacznie większe od r, to można r pominąć wobec a; wtedy:

$$V \cong \frac{1}{\varepsilon}\frac{4Q}{l}\log_n\frac{a}{r}.9.10^{11}.$$

Maksymalne naprężenie wypadnie dla $x=r$

$$F_r = \frac{1}{\varepsilon}\frac{2Q}{l}\left(\frac{1}{r}-\frac{1}{a-r}\right).9.10^{11}.$$

Wobec założenia, że $a > r_1$, można pominąć naprężenie, pochodzące od prawego walca (drugi człon w nawiasie) i napisać:

$$F_r = \frac{1}{\varepsilon}\frac{2Q}{rl}.9.10^{11} \text{ woltów/cm.}$$

Postawmy tu wartość na Q; otrzymamy:

$$F_r = \frac{V}{2r\log_n\frac{a}{r}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; (18)$$

Według tego wzoru można obliczyć napięcie V_u, przy którem występuje zjawisko **ulotu elektrycznego**:

$$V_u = 2F_0\, r\log_n\frac{a}{r}, \quad . \; . \; . \; . \; (19)$$

gdzie za $F_0 = F_r$ przyjmujemy największe naprężenie dopuszczalne dla danego środowiska (dla powietrza $F_0 = \infty 21$ kV/cm). Największe naprężenie występuje oczywiście na tej stronie powierzchni walca, która jest zwrócona do drugiego. Tam jest największe skupienie linji pola.

Walec równoległy do płaszczyzny. — Układ taki odpowiada np. przewodowi napowietrznemu, zawieszonemu równolegle do powierzchni ziemi na wysokości h nad nią.

Można go rozpatrywać jako połowę układu poprzedniego. Drugą połowę możemy sobie wyobrazić jako zwierciadlane odbicie pierwszej.

Na podstawie poprzednio wyprowadzonych wzorów, podstawiając $a=2h$, otrzymamy naprężenie przy powierzchni walca:

$$F_r = \frac{V}{r\log_n\frac{2h}{r}} \text{ woltów/cm} \quad . \; . \; . \; (20)$$

Ze wzoru (20) wypada napięcie ulotu

$$V_u = F_0 \; r \; \log_n \frac{2h}{r} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (21)$$

o czem później będzie jeszcze mowa.

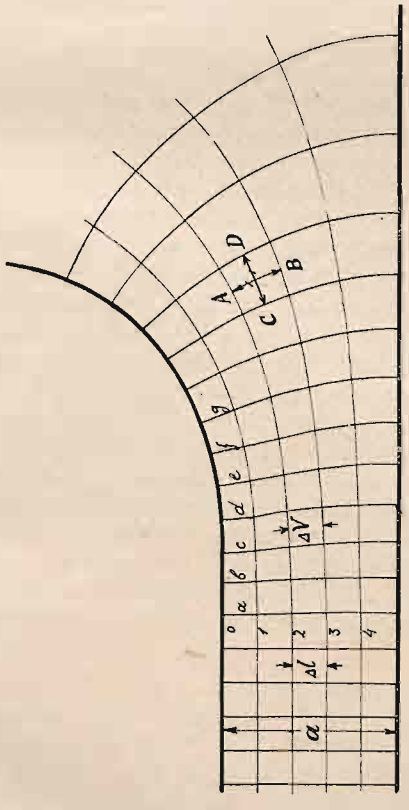
5. Układy o polu nieforemnem.

Przy obliczaniu naprężeń względnie potencjałów w powyższych układach foremnych, wychodziliśmy z przesunięć $D = \mathrm{f}\,(r)$, które można łatwo wyznaczyć.

W rzeczywistości jednak przypadki takie są rzadkie. Zwykle linje pola nie są proste, rozłożenie ładunków na elektrodach (okładzinach) nie jest jednostajne. Przyczynia się do tego kształt elektrod i kształt dielektryku, zwykle nieforemny W takich przypadkach obliczenie analityczne jest prawie niemożliwe. Uciekamy się wtedy do sposobu wykreślnego, który wprawdzie tylko w przybliżeniu, jednak z dostateczną dokładnością, pozwala na obliczenie naprężeń i pojemności układów nieforemnych.

Jest to metoda wykreślnego przedstawiania pola elektrycznego w dielektryku za pomocą jednostkowych komórek, wyznaczanych linjami natężenia pola i powierzchniami ekwipotencjalnemi.

Linje kreślimy narazie na oko, a potem stopniowo poprawiamy ich przebieg (*Rys. 9*) W tak przedstawionem polu linje natężenia a, b, c, d) wyznaczają rurki, które mogą być rurkami indukcji (przesunięcia). Rurki wychodzą z jednej elektrody i kończą się na drugiej, strumień indukcji (ładunek) w takiej rurce jest stały Powierzchnie ekwipotencjalne, które są prostopadłe do nich, kreślimy w odstępach równych odstępom linji indukcji tak, że dzielą one rurki na odcinki o tej samej różnicy potencjałów $\Delta\,V$.



Rys. 9.

Każdy odcinek rurki możemy rozważać jako kondensator płaski długości $\Delta\,l$ i powierzchni s równej poprzecznemu przekrojowi rurki. Jego pojemność

$C_0 = \frac{\varepsilon}{4\pi}\,\frac{s}{\Delta\,l}$; tutaj $\frac{\Delta\,l}{\varepsilon\,s}$ jest opornością dielektryczną R_e; rurki a więc pojemność odcinka rurki jednostkowej wyraża się wzorem:

$$C_0 = \frac{1}{4\pi\;R_e}$$

Suma odwrotności pojemności wszystkich odcinków jednej rurki da nam odwrotność pojemności tej rurki, a suma pojemności wszystkich rurek — pojemność układu.

Przekrój rurki dobieramy równy liczbowo jej szerokości CD, wtedy jej głębokość $= 1$, przeto:

$$R_e = k \,.\, \frac{AB}{CD\,.\,1}$$

W ten sposób można obliczyć pojemność każdego układu nieforemnego, o ile tylko można przedstawić układ jego pola.

Naprężenia, o które przeważnie nam idzie, obliczyć łatwo, pamiętając, że dla kondensatora płaskiego $F = \frac{V}{a}$, a więc tutaj dla rurki jednostkowej $(\Delta l = a)$

$$F' = \frac{\Delta\,V}{\Delta\,l} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (22)$$

Sposób omawiany jest stosunkowo prosty przy układach foremnych płaskich.

Układ płaski (*Rys. 9*).—Część układu można tu uważać jako kondensator płaski; w tej części pole jest jednostajne. Przebieg pola zaczynamy kreślić od powierzchni ekwipotencjalnych, z których dwie są dane jako powierzchnie elektrod. Jeżeli mamy wykreślić np jeszcze dwie powierzchnie ekwipotencjalne, to w tym przypadku dzielimy odległość a na trzy równe części, gdyż rozkład potencjałów jest linjowy. Wtedy na każdą powierzchnię przypada $\Delta V = \frac{V}{3}$. Dalszy przebieg szkicujemy tymczasem na oko. Linje natężenia pola muszą być prostopadłe do powierzchni ekwipotencjalnych. Odstęp pomiędzy linjami w środku obieramy równy odstępowi powierzchni ekwipotencjalnych $ab = ac$. Przebieg linji z brzegu kreślimy również na oko, uważając, aby otrzymać komórki mniejwięcej kwadratowe — jako oka siatki, w której każdy kwadrat stanowi przekrój sześcianu o głębokości $= 1$.

Rysunek siatki kontrolujemy, sprawdzając cyrklem kwadraty, w których średni odstęp linji natężenia pola $(g\,h)$ powinien być zawsze równy średniemu odstępowi powierzchni ekwipotencjalnych $(e\,f)$. Otrzymamy w ten sposób komórki jednostkowe, z których każda ma tę samą oporność dielektryczną.

$$R_e = \frac{c'\,f'}{\varepsilon\,.\,g\,h\,.\,1} = \frac{1}{\varepsilon} = \text{const.},$$

innej rurki $R'_e = \frac{c'\,f'}{\varepsilon\,.\,g'\,h'\,.\,1} = \frac{1}{\varepsilon} = \text{const.}$, a zatem

$\frac{R_e}{R'_e} = 1$. Komórki takie zawierają również równe ilości energji elektrycznej. Naprężenie w każdej rurce jednostkowej otrzymamy, dzieląc przypadającą na nią część napięcia ΔV przez długość tej rurki Δl:

$$F = \frac{\Delta V}{\Delta l}.$$

Pozatem gęstość linji pola da jakościowy obraz rozkładu naprężeń.

6. Zjawiska termiczne w dielektrykach.

Przez dielektryk, znajdujący się w polu elektrycznem, wytworzonem przez napięcie przyłożone do jego elektrod, przepływają prądy różnego rodzaju.

Prąd ładowania. — Wyobraźmy sobie (*Rys. 1*) dielektryk idealny, umieszczony między dwiema płytkami metalowemi, ściśle przylegającemi do niego. Pod wpływem pola nastąpi wzdłuż każdej rurki przesunięcie tej samej ilości elektryczności $+Q$ w kierunku pola. Przez każdy element ds pola przesunie się ładunek dQ.

Przesunięciu elektryczności $D = \frac{dQ}{ds}$ w dielektryku odpowiada prąd elektryczny w przewodzie, to też stosunek przyrostu strumienia do czasu albo przyrostu ładunku do czasu, $\left(\frac{d\Psi}{dt} = \frac{dQ}{dt}\right)$, nazywa się prądem przesunięcia. Wobec tego w rurce jednostkowej prąd przesunięcia:

$$I_p = \frac{dD}{dt} \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (23)$$

Przy napięciu stałem 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 energji, który idzie — jak mówimy — na ładowanie dielektryku (kondensatora). 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 zmiennem. Wtedy przesunięcie zachodzi przy każdej zmianie wielkości napięcia, przeto prąd przesunięcia występuje stale, stanowiąc niejako dalszy ciąg prąd, upływającego w przewodnikach i w ten sposób sprawia zamknięcie obwodu dla tego prądu.

Jeżeli przeto dielektryk poddany jest działaniu pola zmieniającego się np. sinusoidalnie według wzoru:

$$F = F_m \sin \omega t,$$
$$\text{to i } D = D_m \sin \omega t.$$

Prąd przesunięcia zaś wypadnie według równania (23):

$$ip = \frac{d\,(D_m \sin \omega t)}{dt} = \frac{\varepsilon}{9 \,.\, 10^{-11}} \cdot \frac{d\,(F_m \sin \omega t)}{dt} =$$

$$= \varepsilon\,\omega\, F_m \cos \omega t \,.\, \frac{1}{9} \cdot 10^{-11} \quad . \ . \ . \quad (24)$$

Prąd przesunięcia zależy od częstotliwości i wyprzedza pole o 90°, odpowiada mu prąd ładowania i_c w przewodach, który jest przesunięty naprzód o 90° względem napięcia przyłożonego.

Prąd skrośny. — Zwykły dielektryk nie jest idealnym izolatorem, musi więc przez niego płynąć wskroś prąd odpowiedni do jego oporności i przyłożonego napięcia. Prąd ten wynikający z prawa Ohma — nazywać będziemy skrośnym, dla odróżnienia od prądu przesunięcia. Najważniejszą jest gęstość prądu skrośnego J, mierzona w amp./cm², czyli prąd I_s płynący przez rurkę jednostkową, ($I_s = J_s$); tu strugi prądu wpadają w linje natężenia pola.

Gęstość prądu skrośnego można wyrazić w funkcji natężenia pola F. Jeżeli oporność rzeczywista R rurki jednostkowej (o przekroju 1 cm²) długości a jest $\frac{a}{\gamma}$, gdzie γ jest przewodnością właściwą dielektryku, to w polu jednostajnem (t. j. gdy $V = Fa$):

$$J = \frac{V}{R} = \frac{Fa\gamma}{a} = \gamma F \ \text{amp/cm}^2 \quad . \ . \quad (25)$$

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

Przy prądzie zmiennym, kiedy natężenie F zmienia się sinusoidalnie, gęstość prądu skrośnego będzie:

$$j_s = \gamma F \sin \omega t \quad . \ . \ . \ . \ . \quad (26)$$

jest on więc w fazie z natężeniem pola, to znaczy, że jest prądem watowym. Od częstotliwości on niezależy.

Prąd histerezowy. — Oprócz tego występuje jeszcze inna przyczyna wydatku energji 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 energji, którą dielektryk czerpie ze źródła prądu. Energja ta przekształca się w ciepło i ogrzewa dielektryk.

Ten wydatek energji jest proporcjonalny do częstotliwości zmian prądu. Odpowiadający mu prąd, dostarczany przez źródło prądu, jest takiej samej natury, jak prąd skrośny, jest więc prądem watowym, który dodaje się do prądu skrośnego. Nazywamy go prądem histerezowym I_h.

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

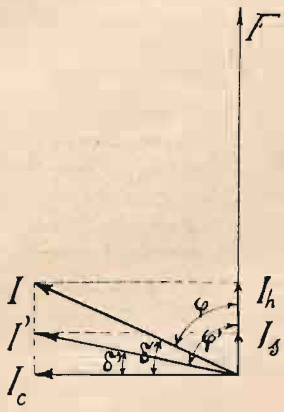
Straty dielektryczne. — Całkowity prąd I, dostarczony przez źródło prądu, składa się (*Rys. 10*) z prądu przesunięcia I_p wyprzedzającego F o 90°, oraz prądów skrośnego I_s i histerezowego I_h, będących w fazie. Zwykle I_s i I_h są znacznie mniejsze od I_c tak, że spółczynnik mocy ($\cos\varphi$) dielektryku jest bardzo mały. Jeżeli uwzględnimy tylko I_s, to $\cos\varphi$ jest jeszcze mniejszy tak, że można przyjąć,

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

Podstawiwszy za I_p i I_s wartości ze wzorów (24) i (26), otrzymamy:

$$tg\ \delta' = \frac{\gamma}{\varepsilon\,\omega} \,.\, 9 \,.\, 10^{-11} \quad . \; . \; . \; . \quad (27)$$

Kąt δ' jest charakterystyczną wielkością dla dielektryku, gdyż daje on miarę strat w dielektryku pod wpływem prądów I_s i I_p. Ze wzoru (27) widzimy, że



Rys. 10.

zależy on od stosunku γ do ε, który, — jak z ustępu 2. wynika, — ma również wpływ na rozdział napięć w dielektryku uwarstwionym.

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

Wybraźmy sobie, że prądy watowe 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 I_u.

Jeżeli dielektryk znajduje się pod napięciem V, to napięcie to wywoła prądy: upływowy (watowy)

$$I_u = I_w + I_h = A V$$

i ładowania (bezwatowy)

$$I_o = \omega\, C\, V$$

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

Strata mocy w dielektryku:

$$P = V\, I_u = A\, V^2 = \omega\, C\, V^2\, tg\ \delta \quad . \; . \quad (28)$$

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 materjałów izolacyjnych, izolacji kabli, izolatorów i t. d. W nauce przejawia się dążność do znalezienia kryterjum dobroci izolacji raczej przez określanie jej stratności, niż wytrzymałości elektrycznej, względnie do znalezienia związku między temi czynnikami.

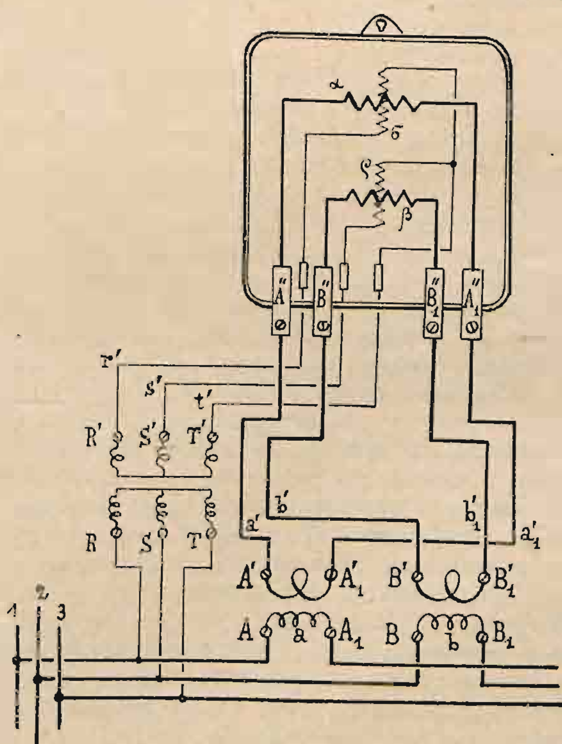
Błędne połączenia liczników trójfazowych na wysokie napięcie.

inż.-elektr. L. Faterson. †

(Ciąg dalszy).

Przejdziemy obecnie do rozważenia, w jakich warunkach powstać mogą połączenia wymienione, to znaczy, kiedy zajdzie przełączenie kołowe lub parzyste.

Przełączenia proste są możliwe w przyrządach, które posiadają dostępne zaciski dopływowe i odpływowe. W układzie licznika wysokiego napięcia (rys. 9) powstać one mogą w uzwojeniach prądowych samego licznika, jak również w uzwojeniach pierwotnem i wtórnem transformatorów prądowych. Przełączenia proste nie mogą powstać w żadnym z obwodów transformatora napięciowego, ponieważ obwody pierwotny i wtórny łączone są w gwiazdę [1]), której punkty wspólne są niedostępne. Podobnie przełączenia proste są niemożliwe do wykonania w transformatorach napięciowych, łączonych w trójkąt, gdyż dostępne są jedynie zaciski wierzchołków trójkąta. Przełączenie to nie może powstać również na zaciskach napięciowych licznika, gdyż, jak wskazuje schemat połączeń rys. 9, dostępne są jedynie zaciski, stanowiące początki uzwojeń.



Rys. 9.

[1]) Lub w postaci litery V jeżeli mamy układ dwóch transformatorów jednofazowych.