CZĘŚĆ I.

Wielkości charakterystyczne dla prądu elektrycznego.

ROZDZIAŁ I.

Siła prądu.

Zasadniczą cechą prądu elektrycznego jest jego siła, inaczej wielkość lub natężenie.

Siłę prądu elektrycznego określamy na zasadzie działania magnetycznego. Dla ilościowego określenia siły prądu konieczne są zatem wyznaczalne ilościowo pojęcia masy magnetycznej i natężenia pola magnetycznego.

1. **Masa magnetyczna.** Masa magnetyczna jest to wielkość, określająca własności magnetyczne ciał namagnesowanych. Wyobrażamy sobie, że jest ona skupiona w biegunach magnetycznych, stanowiących punkty przyczepienia wypadkowej wszystkich sił równoległych, działających na dany biegun magnesu.

Biegun magnesu — oznacza tutaj tę część magnesu, pojętą objętościowo, która znajduje się w pewnym jednoznacznym: północnym lub południowym stanie magnetycznym. Siły zaś równoległe, wspomniane w powyższym twierdzeniu, wyobrażamy sobie, jako pochodzące od działania innych biegunów magnetycznych, znajdujących się w nieskończenie wielkiej odległości.

Ilościowo określa się pojęcie masy magnetycznej ze wzoru Coulomb'a:

$$f = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2},$$

gdzie f oznacza siłę, działającą pomiędzy dwiema masami magnetycznemi m_1 i m_2, skupionemi w punktach, znajdujących się w odległości r od siebie, μ – spółczynnik, zależny od rodzaju ośrodka, w którym znajdują się masy magnetyczne; nazywamy go **przenikliwością** albo **zdolnością magnetyczną** ośrodka.

Kierunek siły leży na prostej, łączącej punkty, w których znajdują się masy m_1 i m_2. Zwykle północną masę magnetyczną uważamy za dodatnią, a południową za ujemną.

Siła spółdziałania mas może więc być tu dodatnią lub ujemną stosownie do tego, czy masy magnetyczne obie są północne albo południowe, czy też jedna jest północna, a druga południowa. Siła dodatnia wyraża odpychanie się mas.

Zakładając w powyższym wzorze dla powietrza $\mu = 1$ i wyrażając f w dynach, a r w centymetrach, otrzymamy następujący wzór, określający wielkość masy magnetycznej w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych:

$$f = \frac{m_1 \,.\, m_2}{r^2}.$$

2. Natężenie pola magnetycznego. Mając ścisłe określenie masy magnetycznej, możemy przejść do następującego pojęcia: **natężenia pola magnetycznego.**

Przestrzeń, w której na bieguny magnesu działają siły magnetyczne, nazywamy polem magnetycznym. Na różnoimienne bieguny siły te działają w przeciwne strony. Wielkość tych sił zależy od dwuch czynników: z jednej strony od stanu magnetycznego magnesu, a więc od mas magnetycznych biegunów, a z drugiej strony od stopnia zmian magnetycznych w eterze [1]).

Oznaczmy przez F siłę, działającą na **północną** masę magnetyczną, umieszczoną w danym punkcie pola magnetycznego, przez m — wielkość tej masy magnetycznej, przez H — natężenie pola magnetycznego, t. j. wielkość, która określa stopień zmian magnetycznych w eterze.

Przyjmujemy, że F jest proporcjonalne do H, więc stąd związek pomiędzy temi wielkościami w nauce o elektromagnetyzmie wyrażamy wzorem:

$$F = H \,.\, m,$$

albo:

$$H = \frac{F}{m}.$$

O ile F podamy w dynach, m w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych, to i H wypadnie w bezwzględnych jednostkach elektromagnetycznych.

Natężenie pola jest wielkością kierunkową i podobnie jak siła może być wyrażona wektorem. Kierunek natężenia określa się kierunkiem siły, działającej na północną masę magnetyczną, umieszczoną w polu.

Linje, styczne w każdym punkcie do kierunku natężenia pola, nazywamy linjami sił. Linjom tym nadajemy kierunek zgodny z kierunkiem natężenia pola. Linje sił są więc linjami geometrycznemi z określonym zwrotem kierunku; na rysunkach wyrażamy to strzałkami, umieszczonemi na tych linjach.

3. Pole magnetyczne, wywołane przez prąd elektryczny. Wiemy z doświadczenia, że wokoło prądu elektrycznego powstaje zawsze pole magnetyczne.

Opierając się na kierunku natężenia pola magnetycznego, wywołanego przez prąd, możemy określić kierunek prądu elektrycznego. Gdy prąd przepływa wzdłuż bardzo długiego [2]) przewodnika prostego, linje sił magnetycznych, wywołane przez ten prąd, znajdują się w płaszczyznach prostopadłych do linji prądu i mają kształt

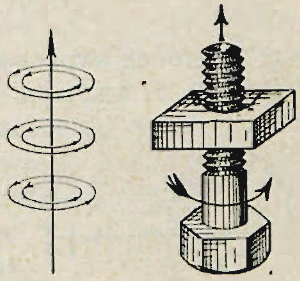
---

[1]) Tak nazywamy ośrodek, wypełniający przestrzeń wszechświata po usunięciu materji ważkiej.

[2]) Ściśle — nieskończenie długiego.

kół, których środki leżą na linji prądu; gdy przewodnik ma kształt inny, to inny kształt mają i linje; wiemy o tem z doświadczenia. Doświadczenie również wskazuje, że kierunek linij sił magnetycznych można odwrócić, przemieniając bieguny źródła prądu, wywołującego prąd w rozważanym przewodniku; z tego wynika, że pole magnetyczne wywołane prądem zależy od kształtu przewodnika i od kierunku prądu.

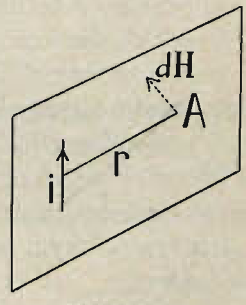
Związek pomiędzy kierunkiem prądu i kierunkiem linji sił, t. j. kierunkiem natężenia pola magnetycznego, przyjęty w nauce elektromagnetyzmu, wyraża się najprościej w sposób następujący (patrz rys. 1): **obracając śrubę z prawym gwintem w kierunku sił magnetycznych, otrzymamy ruch postępowy tej śruby w kierunku prądu elektrycznego.**



Rys. 1.

4. Wielkość siły prądu. Siłę prądu elektrycznego przyjęto wyznaczać ze wzoru ułożonego na podstawie prac uczonych Biot'a, Savart'a i Laplace'a, a określającego wielkość natężenia pola dH, wywołaną w punkcie A (rys. 2) przez nieskończenie mały odcinek prądu, o długości dl. Gdy oznaczymy przez r odległość środka odcinka dl od punktu A, przez α — kąt między kierunkami r i dl, a przez i — siłę prądu, to związek pomiędzy przytoczonemi wyżej wielkościami wyrażamy, ułożonym przez Laplace'a, wzorem:

$$dH = \frac{dl \, . \, i}{r^2} \, . \sin\alpha \, .$$



Rys. 2.

Wzór ten został obmyślony w ten sposób, aby wyniki obliczenia teoretycznego wypadków praktycznych były zawsze zgodne z doświadczeniem w granicach błędu pomiarów. Uwaga ta dotyczy oczywiście tylko zależności natężenia pola od długości przewodnika, odległości r i kąta — α; wielkości te określają położenie i postać przewodnika.

Proporcjonalność natężenia pola do siły prądu i jest założeniem, na którym opiera się ilościowe określenie pojęcia **siły prądu** [1]).

Względne położenie prostych, wyznaczających prąd i natężenie pola, jest zgodnie z doświadczeniem takie, jak wskazuje rys. 2, dH jest tu prostopadłe do płaszczyzny przechodzącej przez dl i r.

Kierunek zaś dH odpowiada przytoczonemu powyżej prawidłu śruby.

Dla określenia jednostki bezwzględnej elektromagnetycznej siły prądu zwróćmy się do układu praktycznie wykonalnego.

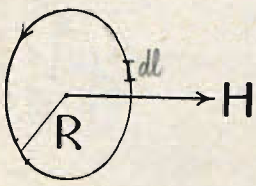
Jak wskazuje rys. 3, prąd płynie po okręgu koła o promieniu R i wywołuje w środku koła natężenie pola magnetycznego H. Wielkość natężenia pola w środku koła wyznaczymy, dodając natężenia nieskończenie małe, wywołane przez nieskończenie małe cząstki obwodu z prądem.

[1]) Zamiast mówić siła prądu, mówi się nieraz *natężenie prądu*; ja często będę pisał poprostu *prąd*.

Mając na względzie, że $r = R$, a $\alpha = 90^0$, otrzymamy:

$$H = \int_0^{2\pi R} \frac{i}{R^2} \cdot dl = \frac{i}{R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{2\pi i}{R}, \text{ skąd: } i = \frac{H \cdot R}{2\pi}.$$

Kierunek wypadkowego natężenia jest prostopadły do płaszczyzny koła. Gdy H jest wyrażone w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych, a R w cm, to obliczymy z tego wzoru i t. j. siłę prądu w jednostkach bezwzględnych elektromagnetycznych.



Rys. 3.

Jednostka praktyczna — **jeden amper** — jest dziesięć razy mniejszą od bezwzględnej. A więc 1 amper = 0,1 bezwzględnej jednostki elektromagnetycznej.

Prądy elektryczne, mające zastosowanie w praktyce, bywają stałe i zmienne co do czasu i co do miejsca w przewodniku.

Najpospolitszy rodzaj prądu jest tak zwany **prąd stały**; siła jego jest **niezmienna w czasie i jednakowa na całej nierozgałęzionej części obwodu.** Następnie szerokie zastosowanie techniczne mają tak zwane prądy zmienne; tu siła prądu zmienia kierunek i wielkość okresowo, ale długość okresu i wielkości maksymalne a także i prawo zmienności pozostają niezmienne w czasie, a nadto są one **jednakowe na całej długości nierozgałęzionego obwodu.**

W telegrafji bez drutu mają zastosowanie prądy t. zw. oscylacyjne. Siła i kierunek prądu oscylacyjnego zmieniają się również okresowo, ale maksimum prądu z biegiem czasu zmniejsza się; stałym jest tylko okres zmian. W obwodzie nierozgałęzionym w danej chwili nie zawsze siła prądu jest w każdym miejscu jednakowa.

Wreszcie, rozważając rozmaite zjawiska, zachodzące w obwodach elektrycznych, wypada nam także mieć do czynienia z prądami najrozmaitszej zmienności.

Gdy prąd jest stały, to, mówiąc o sile prądu, przebiegającego w pewnym obwodzie, mamy na myśli wielkość jego niezmienną w czasie i stałą na całej długości nierozgałęzionego przewodnika, jednoznacznie więc określoną co do czasu i miejsca na przewodniku, bez dokładniejszych objaśnień.

Inaczej sprawa się przedstawia, gdy prąd jest zmienny. W tym wypadku, mówiąc o sile prądu i chcąc określić go ściśle, musimy podać tę chwilę, w której taki prąd przepływa a nieraz i to miejsce, przez które on przepływa.

5. Wielkość czynna prądu zmiennego. Gdy jednak mamy do czynienia z prądem okresowo zmiennym, stosowanym w praktyce, wtedy ważniejsze znaczenie od wartości prądu w danej chwili ma wartość siły prądu **czynna** (inaczej **efektywna** albo **skuteczna**), którą określamy jako **pierwiastek kwadratowy z przeciętnej z kwadratów wartości chwilowych prądu.**

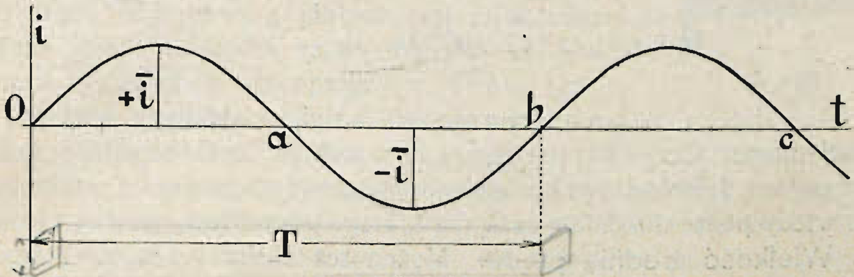
Załóżmy np., że prąd zmienia się z czasem według prawa sinusoidy i oznaczmy przez i_t — siłę prądu w danej chwili t, przez $\bar{i}$ — siłę prądu maksymalną [1])

[1]) W całej książce, przy wykładzie prądów zmiennych, litera ze znaczkiem t u dołu oznacza wartość pewnej wielkości w chwili t, — litera z kreską poziomą u góry oznacza wartość maksymalną, a ta sama litera bez żadnego znaczka oznacza wartość czynną tej wielkości.

i przez T okres zmian; wtedy siła prądu w danej chwili da się wyrazić wzorem:

$$i_t = \bar{i} \, . \sin \frac{2\pi t}{T} \, .$$ równanie sinusoidy

Prąd taki wyobraża się wykresem wskazanym na rys. 4, z którego widzimy, że siła prądu z początku się wzmaga, dochodzi do maksimum, następnie zmniejsza się do zera; potem wielkość prądu staje się ujemną (t. j. prąd płynie w przewodniku w odwrotną stronę) i w tym nowym kierunku siła prądu osiąga to samo maksimum, co poprzednio. Dalej siła prądu zmniejsza się znowu do zera, zmienia kierunek na taki, jaki był na początku i t. d. Czas odpowiadający długości ob na-



Rys. 4.

zywamy okresem. — Krzywa, wyrażająca w ten sposób zmienność prądu stosownie do wyżej podanego równania, nazywa się sinusoidą. (O wykreślaniu sinusoidy patrz rozdział XL).

Wielkość czynną prądu — i otrzymamy na podstawie następującego wzoru matematycznego:

$$i = \sqrt{\frac{1}{T}\int_0^T \bar{i}^2 . \sin^2 \frac{2\pi t}{T} . dt} \, ,$$

który wyraża pierwiastek kwadratowy ze średniej z kwadratów za okres T. Dla wszystkich okresów średnia będzie oczywiście ta sama. Rozwiązanie tej całki otrzymamy łatwo, jeżeli zauważymy, że

$\alpha = \frac{2\pi t}{T}$

$\cos 2\alpha = \cos^2\alpha - \sin^2\alpha$

$\sin^2\alpha = -\cos 2\alpha + \cos^2\alpha$

$2\sin^2\alpha = -\cos 2\alpha + \cos^2\alpha + \sin^2\alpha$

$$\int_0^T \sin^2 \frac{2\pi t}{T} dt = \int_0^T \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos\frac{4\pi t}{T}\right) dt =$$

$$= \int_0^T \frac{1}{2} dt - \int_0^T \frac{1}{2}\cos\frac{4\pi t}{T} dt = \frac{T}{2} - \frac{1}{2} \cdot \frac{T}{4\pi} \cdot \left[\sin\frac{4\pi t}{T}\right]_0^T = \frac{T}{2} \, .$$

$\sin^2\alpha = \frac{1-\cos 2\alpha}{2}$

$\sin^2\frac{2\pi t}{T} dt =$

$= \sin^2 = \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{2}\cos\frac{4\pi t}{T}\right) dt$

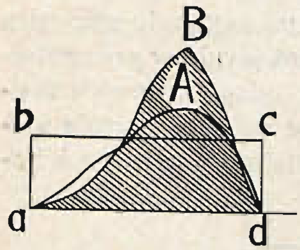
Wobec tego:

$$i = \sqrt{\frac{\bar{i}^2 . T}{T . 2}} = \frac{\bar{i}}{\sqrt{2}} \, . \quad = 0.7\bar{i}$$

Taki jest związek pomiędzy maksymalną i czynną wielkością prądu zmiennego, gdy prąd zmienia się według prawa sinusoidy.

$\int \cos ax = \frac{1}{a}\sin ax$

Przy innym prawie zmienności, nie dającym się wyrazić prostym wzorem matematycznym, lecz również okresowym, najłatwiej jest rozwiązać zagadnienie sposobem wykreślnym. Załóżmy np., że zależność okresowo zmiennego prądu od czasu wyraża się dla połowy okresu krzywą A, wskazaną na rys. 5. Podnosimy rzędne krzywej A do kwadratu i wykreślamy drugą krzywą B, przedstawiającą zmienność kwadratu prądu w zależności od czasu. Następnie na podstawie ad wykreślamy w jakikolwiek sposób prostokąt $abcd$, którego pole jest równe zakreskowanemu polu krzywej B; wysokość ab tego prostokąta jest średnią z kwadratów rzędnych krzywej A. Wymierzywszy w odpowiedniej skali wysokość ab i wyciągnąwszy pierwiastek kwadratowy z otrzymanej wielkości, znajdziemy wielkość czynną prądu zmiennego. Oczywistą jest rzeczą, że w podobny sposób znaleźć można także wielkość czynną dowolnego prądu zmiennego, nawet nie okresowo zmiennego; trzeba tylko wtedy podać dokładnie czas, dla którego bierzemy przeciętną z kwadratów.



Rys. 5.

6. Wielkość średnia prądu. Można też obliczać i mierzyć średnią siłę prądu w ciągu pewnego okresu czasu.

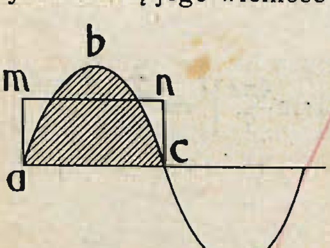
Przy prądach okresowo zmiennych pewne praktyczne znaczenie posiada średnia dla połowy okresu, t. j. dla oa (rys. 4); w tym czasie prąd jest zawsze dodatni i ponieważ kształt krzywej zachowuje się dalej z biegiem czasu bez zmiany, to łatwo spostrzec, że obliczona w ten sposób średnia będzie wogóle średnią siłą prądu w ciągu dowolnej liczby całych półokresów, branych niezależnie od kierunku.

Dla sinusoidy taki średni prąd i_s znajdziemy w sposób następujący:

$$i_s = \frac{1}{\frac{T}{2}} \int_0^{\frac{T}{2}} i \,.\, \sin\frac{2\pi t}{T} \,.\, dt$$

$$i_s = \frac{2\,i}{T} \,.\, \frac{T}{2\pi}\left[-\cos\frac{2\pi t}{T}\right]_0^{\frac{T}{2}} = \frac{2}{\pi} \,.\, i. \quad = 0{,}6\,i$$

Podobnie jak wielkość czynną prądu, można też znaleźć sposobem wykreślnym średnią jego wielkość dla połowy okresu. Określi się ona oczywiście wysokością prostokąta $amnc$ (rys. 6), mającego za podstawę odcinek, wyrażający czas połowy okresu, a pole równe polu krzywej abc, zakreskowanemu na rysunku.



Rys. 6.

Przy prądach okresowo zmiennych, najczęściej używanych w technice, częstość zmian tych prądów jest tak mała w porównaniu z szybkością przenoszenia się wzdłuż przewodników bodźca, wprawiającego w ruch elektryczność, że przyjmujemy wartość chwilową wielkości siły prądu, a także wartość czynną i średnią prądu za niezmienne na całej długości nierozgałęzionego obwodu.

ROZDZIAŁ II.

Ilość elektryczności.

Wychodząc z założenia, że prąd elektryczny jest ruchem elektryczności wzdłuż przewodnika, przyjmujemy, że iloczyn siły prądu przez czas da nam ilość elektryczności, która w tym czasie przepłynęła przez dany przekrój przewodnika.

Należy tu nadmienić, że tego rodzaju określenie jest zupełnie niezależne od wyobrażeń, jakie mamy o ruchu elektryczności w przewodnikach, t. j. niezależne od tego, czy prąd uważamy za ruch dodatniej tylko elektryczności, lub też tylko ujemnej, a może obu razem. Gdy wypadnie kiedy uczynić w tym względzie jakieś założenia, to będziemy przyjmowali, że ilością całkowitą elektryczności, przepływającą przez dany przekrój przewodnika, jest suma arytmetyczna ilości elektryczności dodatniej i ujemnej, przepływających przez ten przekrój w kierunkach odwrotnych.

Oznaczmy siłę prądu w danym przekroju przewodnika w chwili t przez i_t, a ilość elektryczności, która przepłynęła w czasie dt przez dq, w takim razie:

$$dq = i_t \,.\, dt.$$

W ciągu czasu t przepłynie oczywiście przez ten przekrój pewna ilość elektryczności:

$$q = \int_0^t i_t \,.\, dt.$$

Przy prądzie stałym wynik całkowania da nam wzór:

$$q = i \,.\, t.$$

Przy prądzie okresowo zmiennym może być mowa o ilości elektryczności, przepływającej np. w ciągu połowy okresu; wtedy, zakładając prąd sinusoidalnie zmienny, otrzymamy:

$$q = \int_0^{\frac{T}{2}} \bar{i} \,.\, \sin \frac{2\pi t}{T} \,.\, dt = i_s \,.\, \frac{T}{2},$$

$$\bar{i}\ \frac{T}{2\pi}\left(-\cos\frac{2\pi t}{T}\right)$$

$$= \bar{i}\ \frac{T}{2\pi}\left[(-\cos\pi)-(-\cos 0)\right]$$

$$(1)-(-1)$$

a więc:

$$q = \bar{i} \,.\, \frac{2}{\pi} \,.\, \frac{T}{2} = \frac{\bar{i} \,.\, T}{\pi}.$$

W sprawie jednostek, używanych do mierzenia ilości elektryczności należy zaznaczyć, że z powyższych wzorów otrzymamy ilość elektryczności w bezwzględnych jednostkach elektromagnetycznych, gdy wprowadzimy siłę prądu w bezwzględnych jednostkach elektromagnetycznych, a czas w sekundach.

Praktyczne jednostki **kulomb** i **amperogodzina** odpowiadają innym jednostkom czasu i siły prądu. Kulomb — odpowiada amperom i sekundom, a amperogodzina — amperom i godzinom [1]).

[1]) Patrz Rozdział XXVII.

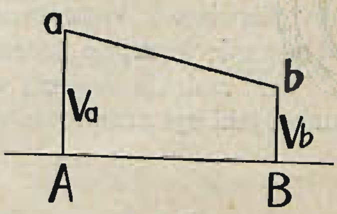
ROZDZIAŁ III.

Napięcie prądu, jego praca i moc.

Wiadomo z doświadczenia, że w każdej części obwodu, po której przebiega prąd elektryczny, odbywają się przemiany energji.

Rozważmy wskazaną na rys. 7 część obwodu AB, w której prąd płynie od A do B. W tej części obwodu wywiązuje się energja w jakiejkolwiek postaci, np. otrzymuje się ciepło, przewodnik ogrzewa się; w takim wypadku utarł się zwyczaj oznaczania tego końca przewodnika, którym prąd wchodzi, przez (+) a tego, którym wychodzi przez (—).

Rys. 7.



Rys. 8.

Dla wyrażenia ilościowego pracy, wykonanej przez prąd, zgodzono się określać zdolność elektryczności do wykonania pracy pojęciem, które nazywamy **potencjałem** i mówić, że w punkcie A potencjał jest wyższy — V_a, a w punkcie B niższy — V_b. Sposobem wykreślnym potencjały dadzą się przedstawić tak, jak to widzimy na rys. 8. Różnica odcinków Aa i Bb wyraża spadek potencjału na drodze prądu AB lub też, jak zwykle mówimy, **napięcie** na końcach części obwodu AB.

Napięcie oznaczamy zwykle literą e, a więc:

$$e = V_a - V_b \,.$$

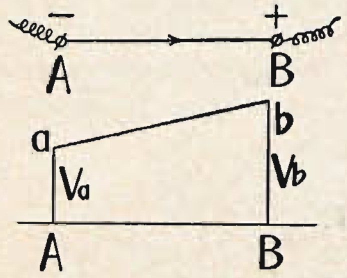
Ścisłe ilościowe określenie napięcia wyprowadzamy ze wzoru:

$$A = e \,.\, q \,,$$

gdzie A oznacza energję, wywiązującą się w części obwodu AB przy przejściu od A do B ilości elektryczności q, gdy napięcie pomiędzy A i B jest stałe i równe e.

$$e = \frac{A}{q} \,.$$

Może być jeszcze inny wypadek, mianowicie gdy w części obwodu AB (patrz rys. 9) nie wywiązuje się energja, ale pochłania się np. w wewnętrznym obwodzie jakiegokolwiek źródła prądu. W tym wypadku ten koniec, którym prąd wchodzi, oznaczamy przez (—), a ten, którym prąd wychodzi, przez (+). Potencjał w punkcie B jest wtedy zgodnie z poprzednim określeniem wyższy, niż w pnnkcie A i sposobem wykreślnym zmiana potencjału da się wyobrazić, np. tak, jak na rys. 10.



Rys. 9 i 10.

Napięcie jest tu:

$$e = V_b - V_a.$$

i określi się ściśle również wzorem:

$$A = e \cdot q,$$

gdzie A oznacza energję pochłoniętą przez część obwodu AB.

Jednostki służące do mierzenia napięcia są rozmaite, zależnie od tego, w jakich jednostkach mierzymy pracę i ilość elektryczności.

Bezwzględną jednostką elektromagnetyczną napięcia prądu jest takie napięcie, przy którym **przesunięcie jednej bezwzględnej elektromagnetycznej jednostki ilości elektryczności wywiązuje lub pochłania jeden erg pracy.** Jednostka praktyczna **wolt** [1]) określa się w podobnyż sposób, przyjmując za jednostkę ilości elektryczności jeden **kulomb**, a za jednostkę pracy jeden **dżaul.**

Gdy mamy napięcie okresowo zmienne przy niezmiennej długości okresu i niezmiennych maksymalnych wartościach napięcia, to znaczenie praktyczne posiada pierwiastek kwadratowy z przeciętnej z kwadratów wartości chwilowych. Jest to napięcie **czynne** inaczej efektywne lub skuteczne.

Przy zmianie napięcia według prawa sinusoidy, na podstawie podobnego rachunku, jaki był przeprowadzony przy omawianiu siły prądu, wypada

$$e = \frac{\bar{e}}{\sqrt{2}}.$$

e — jest to napięcie czynne, a $\bar{e}$ — wartość maksymalna napięcia.

Inne uwagi, dotyczące krzywej prądu, mogą być również zastosowane do krzywej napięcia, wyrażającej zależność napięcia od czasu.

Praca prądu może być wyrażona także przez siłę prądu; jeżeli przyjąć pod uwagę, że

$$q = i \cdot t,$$

wtedy:

$$A = e \cdot i \cdot t.$$

W praktyce najczęściej wyrażamy e — w woltach, i w amperach i t w godzinach, wtedy otrzymujemy A w watogodzinach, albo, dzieląc przez 1000, w kilowatgodzinach.

Przechodząc od pracy A do mocy W prądu (inaczej sprawności lub dzielności), otrzymamy:

$$W = \frac{A}{t} = e \cdot i.$$

---

[1]) Patrz Rozdział XXVII.

Gdy e jest wyrażone w woltach, a i w amperach, to W otrzymujemy w watach, albo, dzieląc przez 1000, w kilowatach.

Gdy prąd i napięcie są zmienne, to praca w ciągu nieskończenie małego czasu dt wyrazi się wzorem:

$$dA = e_t \,.\, i_t \,.\, dt,$$

a w ciągu czasu skończonego t — wzorem:

$$A = \int_0^t e_t \,.\, i_t \,.\, dt.$$

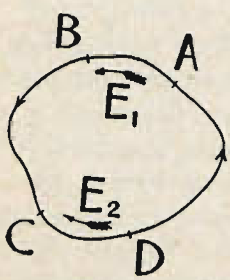
Moc prądu zmiennego w chwili t będzie:

$$W_t = \frac{dA}{dt} = e_t \,.\, i_t.$$

ROZDZIAŁ IV.

Siła elektromotoryczna.

1. **Określenie zasadnicze.** Pojęcie siły elektromotorycznej określamy w sposób następujący: Wyobraźmy sobie, jak wskazano na rys. 11, obwód zamknięty, po którym płynie prąd elektryczny. Załóżmy, że pomiędzy punktami A i B obwodu zostaje pochłonięta energja, dopływająca z zewnątrz w jakiejkolwiek postaci. Twierdzimy wtedy, że w części obwodu AB, w tym miejscu, gdzie odbywa się owa przemiana energji, istnieje siła elektromotoryczna E_1, która określa się ściśle wzorem:



Rys 11.

$$dA = E_1 \, . \, dq,$$

gdzie dA — energja dopływająca z zewnątrz, dq — ilość elektryczności, która przepłynęła od A do B w tym czasie, kiedy pochłoniętą została ilość energji dA.

Jeżeli siła prądu będzie i_t, a czas dt, to, ponieważ $dq = i_t \, dt$, możemy więc napisać:

$$dA = E_1 \, . \, i_t \, . \, dt;$$

a dla skończonego okresu czasu t:

$$A = \int_0^t E_1 \, . \, i_t \, . dt.$$

Gdy E_1 i i_t w ciągu czasu t mają wielkości stałe, to

$$A = E_1 \, . \, i \, . \, t,$$

albo:

$$A = E_1 \, . \, q.$$

Kierunek tej siły elektromotorycznej E_1 uważamy za **zgodny** z kierunkiem prądu.

Może zachodzić inny jeszcze wypadek, gdy pomiędzy punktami C i D obwodu wywiązuje się energja. W tym razie również twierdzimy, że istnieje w tej części obwodu siła elektromotoryczna E_2 określona ściśle wzorem:

$$dA = E_2 \, . \, dq,$$

albo jak poprzednio:

$$A = E_2 \, . \, i \, . \, t$$

i

$$A = E_2 \, . \, q.$$

gdzie A — energja, wywiązująca się pomiędzy punktami C i D, w tym czasie, gdy od C do D przepłynęła ilość elektryczności q.

Kierunek siły elektromotorycznej E_2 uważamy w tym razie za odwrotny względem kierunku prądu [1]).

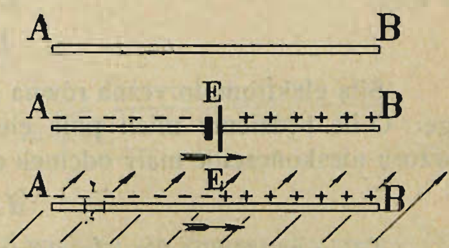
Z podanych tu wyrażeń siły elektromotorycznej widzimy, że wymiar tej wielkości jest taki sam, jak wymiar napięcia elektrycznego. Wobec tego do mierzenia siły elektromotorycznej stosujemy te same jednostki, co i do mierzenia napięcia.

2. **Siła elektromotoryczna w elektrostatyce.** Można jeszcze wyjaśnić pojęcie siły elektromotorycznej w inny sposób.

Rozważmy wskazany na rys. 12 odcinek przewodnika AB, usunięty od wszelkich wpływów, działających na ładunki elektryczne.

Przewodnik ten, według pojęć współczesnych, ma ładunki elektryczne dodatnie i ujemne, rozłożone jednostajnie w całej swojej objętości [2]).

Z chwilą, gdy umieścimy w środku tego przewodnika ogniwo galwaniczne, jak wskazano na rys. 13, lub też jeśli poddamy go indukcyjnemu działaniu pola magnetycznego, np. poruszając przewodnik w tym polu (rys. 14), jednostajność układu ładunków, jak to wiadomo z doświadczenia, będzie naruszona: jedna połowa przewodnika naelektryzuje się dodatnio, a druga ujemnie.



Rys. 12, 13, 14.

Tego rodzaju układ ładunków jest statyczny, wypadkowa więc wszystkich sił, działających na te ładunki, musi być równa zeru.

Wiadomo, że ładunki różnoimienne przyciągają się; wskutek więc oddziaływania na siebie ładunków, wywiązują się siły, które jednak równoważy inna siła odwrotna, pochodząca od tak zwanej siły elektromotorycznej. W przypadku, wskazanym na rys. 13, mamy siłę elektromotoryczną ogniwa, a w przewodniku na rys. 14 siłę elektromotoryczną indukcji.

Pod wpływem współdziałania ładunków ładunek dodatni przewodnika AB na rys. 13 przesunąłby się na lewo; czynnik więc, równoważący powyższe działanie, musi być skierowany na prawo. Taki właśnie kierunek przyjmujemy dla siły elektromotorycznej ogniwa. Siła elektromotoryczna sprawia zatem przesunięcie ładunków w przewodnikach i utrzymuje je w nowym położeniu.

Z określenia siły elektromotorycznej, wyprowadzonego na przykładzie obwodu z prądem, widać jednak, że, nie bacząc na nazwę, siła elektromotoryczna nie jest siłą w mechanicznym tego słowa znaczeniu.

---

[1]) Bez wyobrażenia takiej siły elektromotorycznej obchodzimy się tylko w jednym wypadku, gdy w jednorodnym przewodniku wywiązuje się ciepło, tak zwane ciepło Joule'a (patrz rozdział XVI, § 1).

[2]) Każde ciało, będące w stanie elektrycznie obojętnym, posiada w każdej cząsteczce ładunki elektryczne dodatnie i ujemne w równych ilościach.

Na przykładzie statycznym własność powyższa da się uwydatnić jeszcze wyraźniej. Przedtem jednak ustalmy jeszcze jedno pojęcie elektrostatyczne.

Gdy w przestrzeni, gdzie działają siły elektryczne, t. j. w polu elektrycznym na ładunek q działa pewna siła f, to własności pola elektrycznego[1]) w tym punkcie, gdzie znajduje się ładunek q, określają się wielkością $\mathbf{E}$, którą nazywamy **natężeniem pola elektrycznego** i wyrażamy wzorem:

$$f = \mathbf{E} \cdot q, \text{ skąd } \mathbf{E} = \frac{f}{q}.$$

Poprzednio dla określenia siły elektromotorycznej podaliśmy wzór,

$$A = E \cdot q.$$

Załóżmy, że praca A została wykonana przy przesuwaniu ilości elektryczności q w polu elektrycznym o natężeniu $\mathbf{E}$ wzdłuż drogi l, zgodnej co do kierunku z $\mathbf{E}$. Wtedy:

$$A = f \cdot l = \mathbf{E} \cdot q \cdot l,$$

a więc:

$$E \cdot q = \mathbf{E} \cdot q \cdot l$$

$$\text{i} \quad E = \mathbf{E} \cdot l.$$

Siła elektromotoryczna równa się zatem iloczynowi natężenia pola przez drogę. O ile będziemy mieli pole elektryczne niejednostajne, to wprowadzimy do wzoru nieskończenie mały odcinek drogi dl i wtedy otrzymamy wzór:

$$dE = \mathbf{E} \cdot dl.$$

Takie wyrażenie dla siły elektromotorycznej wyjaśnić można na przykładzie, przedstawionym na rys. 14.

W każdym odcinku przewodnika AB powstaje pod wpływem pola magnetycznego siła elektromotoryczna. Rozważając odcinek nieskończenie małej długości dl, mamy w nim nieskończenie małą siłę elektromotoryczną $d\,E$, skierowaną na prawo, a jednocześnie ładunki, zebrane na przewodniku AB, wywołują pewne natężenie pola elektrycznego $-\mathbf{E}$, skierowane na lewo. Otóż siła elektromotoryczna jest tutaj tym czynnikiem, który wywołuje pole o natężeniu $+\mathbf{E}$ zwrócone na prawo. Wielkość tego natężenia określamy wzorem:

$$\mathbf{E} = \frac{dE}{dl}.$$

Tak, że ostatecznie wewnątrz przewodnika natężenie pola elektrycznego równa się zeru, i ładunki mogą być w równowadze.

Kierunek siły elektromotorycznej przyjmujemy za zgodny z wywołanym przez nią natężeniem pola.

Cała siła elektromotoryczna na długości AB wyrazi się oczywiście całką:

$$E = \int_{AB} \mathbf{E} \cdot d\,l.$$

Podane tu wzory dla siły elektromotorycznej wskazują, że w każdym polu

---

[1]) O polu elektrycznym patrz Rozdział IX.

elektrycznym może być mowa o sile elektromotorycznej jako całce iloczynów natężenia pola przez cząstki drogi wzdłuż linji natężenia [1]).

3. Kształt krzywej siły elektromotorycznej. Siły elektromotoryczne mogą być niezmienne w czasie co do wielkości i co do kierunku, lub też mogą się zmieniać w najrozmaitszy sposób. Uwagi, przytoczone przy omawianiu napięć zmiennych, stosują się w całości do sił elektromotorycznych. Na szczególną jednak uwagę przy siłach elektromotorycznych zasługuje spółczynnik, który jest charakterystyczny dla kształtu krzywej siły elektromotorycznej; nazywamy go **spółczynnikiem kształtu krzywej** i określamy jako stosunek wartości czynnej do średniej. Oznaczmy go przez f i obliczmy jego wartość dla sinusoidy.

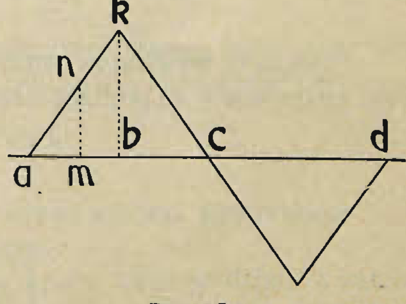
$$f = \frac{E}{E_i} = \frac{\sqrt{\frac{2}{T}\int\limits_0^{T/2} E_i^2\,dt}}{\frac{2}{T}\int\limits_0^{T/2} E_i\,dt},$$

albo:

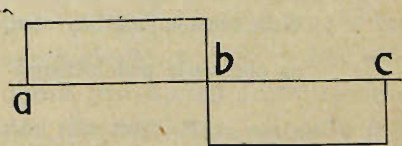
$$f = \frac{E\frac{1}{\sqrt{2}}}{E\frac{2}{\pi}} = \frac{\pi}{2\sqrt{2}} = 1{,}11.$$

Dla krzywych bardziej ostrych wypadnie f większe, natomiast dla krzywych bardziej płaskich niż sinusoida, spółczynnik kształtu będzie mniejszy od powyższego.

P r z y k ł a d y. Przedewszystkim podaję tu dwie linje najbardziej charakterystyczne, wyrażające siłę elektromotoryczną okresowo-zmienną. Na rys. 15 linja łamana jest ułożona w trójkąty, a na rys. 16 w prostokąty. Średnia siła elektromotoryczna dla połowy okresu (od a do c) (rys. 15) jest taka sama, jak dla ćwierci okresu (od a do b), i równa się $\frac{1}{2}\bar{E}$ ($\bar{E}$ oznacza wartość maksymalną). Pierwiastek kwadratowy ze średniej z kwadratów dla tejże części okresu znajdziemy z wzorów następujących:



Rys. 15.



Rys. 16.

$$E = \sqrt{\frac{1}{T/4}\int\limits_0^{T/4} E_i^2\,dt},$$

[1]) Patrz jeszcze bardzo charakterystyczny wypadek powstawania siły elektromotorycznej w pierścieniu, znajdującym się w zmiennym polu magnetycznym (Rozdział XX, 5).

w powyższym wzorze $\quad E_t = \frac{E}{T/4} \cdot t$ [1])

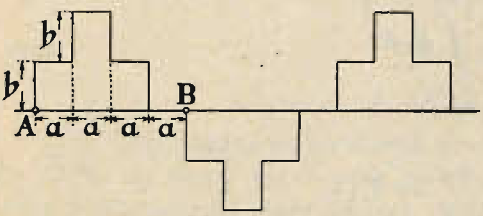
a więc $\quad E = \frac{E}{\sqrt{3}}$,

a $\quad f = \frac{E}{E_{\acute{s}}} = \frac{2 \cdot E}{\sqrt{3} \cdot E} = 1{,}15.$

Dla linji rys. 16 średnia i pierwiastek kwadratowy ze średniej z kwadratów są równe, a więc spółczynnik kształtu będzie:

$$f = 1.$$

Są takie kształty krzywych siły elektromotorycznej, jak np. na rys. 17, dla których spółczynnik kształtu można wyznaczyć bardzo łatwo geometrycznie. Ponieważ spółczynnik nie może zależeć od skali, wybranej dla wykreślenia krzywej, więc, oznaczywszy odcinki rzędnych przez b, a odcinki odciętych przez a, jak wskazano na rys. 17, łatwo znajdziemy omawiany spółczynnik, stosując we wzorach te oznaczenia.



Rys. 17.

Ponieważ pół okresu dla rozważanej krzywej odpowiada odległości od A do B, średnia rzędna na pół okresu wyrazi się wzorem:

$$\frac{2ab + a2b}{4a} = b.$$

Średnią z kwadratów otrzymamy, podnosząc rzędne do kwadratu i pisząc wzór analogiczny do poprzedniego:

$$\frac{2ab^2 + a(2b)^2}{4a} = \frac{3}{2} b^2.$$

Spółczynnik kształtu będzie:

$$f = \frac{\sqrt{\frac{3}{2} b^2}}{b} = \sqrt{\frac{3}{2}} = 1{,}225.$$

[1]) Wzór ten otrzymujemy stąd, że, jak to widać z rysunku, na podstawie podobieństwa trójkątów: $\frac{mn}{am} = \frac{bk}{ab}$, a $mn = E_t$, $am = t$; $bk = E$: $ab = \frac{T}{4}$ (cały okres ciągnie się od a do d), więc:

$$\frac{E_t}{t} = \frac{E}{\frac{T}{4}}, \text{ skąd } E_t = \frac{E}{\frac{T}{4}} \cdot t.$$