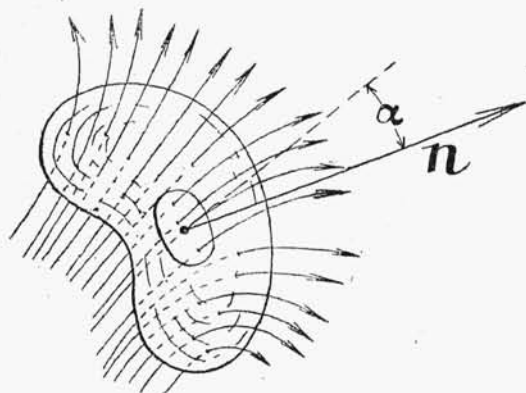


## ROZDZIAŁ VII.

### Obwód magnetyczny.

**1. Strumień indukcji magnetycznej.** Zjawiska magnetyczne, zachodzące w rozmaitych ośrodkach, możemy przedstawić i opisać przez ujęcie w dość proste wzory matematyczne, wprowadzając pojęcie strumienia indukcji magnetycznej, które określamy ściśle w sposób następujący:



Rys. 41.

Przedstawiamy sobie, że linie indukcji magnetycznej przenikają pewną powierzchnię (rys. 41), na której wybieramy tak małą cząstkę  $ds$ , że w jej obrębie wartość indukcji magnetycznej  $B$  możemy uważać za stałą. Wektor  $n$ , prostopadły do  $ds$ , tworzy z kierunkiem indukcji kąt  $\alpha$ , piszemy wzór:

$$d\Phi = B \cdot ds \cdot \cos \alpha,$$

gdzie  $d\Phi$  nazywamy strumieniem indukcji magnetycznej, przechodzącym przez cząstkę powierzchni  $ds$ .

Strumień indukcji uzmysławiamy sobie jako wiązkę linii indukcji, przenikających rozważaną powierzchnię. Zamiast strumienia indukcji niekiedy nawet używamy wyrażenia liczba linii indukcji.

Wyznaczając z powyższego równania  $B$ , otrzymamy:

$$B = \frac{d\Phi}{ds \cdot \cos \alpha}.$$

Na podstawie tego wzoru określamy indukcję magnetyczną jako gęstość linii indukcji, bowiem gdy  $d\Phi$  jest liczbą linii indukcji, to  $B$  jest liczbą tych linii, przypadającą na jednostkę powierzchni prostopadłej do linii. Są to wyrażenia obrazowe, lecz nie ściśle, należy więc ich unikać.

Powyższe linie nazywamy często krócej liniami magnetycznymi, a stąd i strumień indukcji magnetycznej strumieniem magnetycznym.

Prostszą postać przybierają powyższe równania, gdy indukcja  $B$  jest jednostajna na całej powierzchni  $s$ , prostopadłej do linii indukcji; wtedy  $\alpha = 0^\circ$ ,  $\cos 0^\circ = 1$  i strumień indukcji  $\Phi$  przez powierzchnię  $s$  wyniesie:

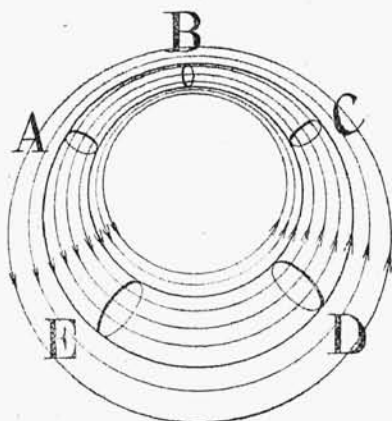
$$\Phi = B \cdot s,$$

a stąd

$$B = \frac{\Phi}{s}.$$

Indukcję magnetyczną  $B$  mierzymy zawsze w bezwzględnych jednostkach elektromagnetycznych, a  $s$  w centymetrach kwadratowych, zatem i strumień indukcji  $\Phi$  otrzymamy z pierwszego równania w bezwzględnych jednostkach elektromagnetycznych. Niektórzy dla bezwzględnych jednostek natężenia pola, a więc i indukcji stosują nazwę gaus, a dla jednostki bezwzględnej strumienia indukcji nazwę maksweł. Więc np., gdy w polu magnetycznym jednostajnym o indukcji magnetycznej 15000 gausów znajduje się płaszczyzna prostopadła do linii indukcji, a pole powierzchni tej płaszczyzny wynosi  $200 \text{ cm}^2$ , to mamy strumień indukcji przenikający tę powierzchnię 3000000 makswełów.

Strumień indukcji magnetycznej ma tę cechę charakterystyczną, że wielkość jego dookoła jest zawsze niezmienna (rys. 42)<sup>1)</sup>. Zgodne to jest z wyobrażeniem o liniach zamkniętych indukcji magnetycznej. Wystawmy sobie w ośrodku, gdzie przebiegają linie indukcji, (rys. 42) rurkę, utworzoną w ten sposób, że linie te układają się wzdłuż ścianek. Wtedy żadna z linii indukcji, znajdujących się wewnątrz rurki, nie wybiega na zewnątrz, gdyż w przeciwnym razie linie na powierzchni rurki przecięłyby się i w jednym punkcie mielibyśmy dwa różne kierunki indukcji, co oczywiście jest niemożliwe. Wobec tego liczba linii indukcji wewnątrz rurki na całej jej długości jest niezmienna.



Rys. 42.

Przetnijmy rurkę szeregiem powierzchni poprzecznych  $A$ ,  $B$ ,  $C$  i  $D$ . Przez każdy przekrój przechodzi ta sama liczba linii, czyli mówiąc ściśle, ten sam strumień indukcji.

Twierdzenie to da się wyrazić wzorem następującym:

$$\int_A B_1 ds_1 \cos \alpha_1 = \int_B B_2 ds_2 \cos \alpha_2 = \int_C B_3 ds_3 \cos \alpha_3 = \int_D B_4 ds_4 \cos \alpha_4.$$

<sup>1)</sup> Patrz uzasadnienie teoretyczne w Rozdziale VII, paragraf 3.

Gdy np. powierzchnie  $A$  i  $B$  są prostopadłe do linii indukcji magnetycznej w odpowiednich miejscach, możemy napisać:

$$\int_A B_1 ds_1 = \int_B B_2 ds_2,$$

a zakładając jeszcze, że na każdej z tych powierzchni indukcja jest jednostajna, otrzymamy:

$$B_1 s_1 = B_2 s_2.$$

Z tego równania wynika, że:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{s_2}{s_1}.$$

Wzór powyższy wskazuje, że w tym przypadku indukcja jest odwrotnie proporcjonalna do pól przekrojów  $s_1$  i  $s_2$ . A więc gdzie rurka jest szersza, tam indukcja mniejsza. W następnych paragrafach damy teoretyczne uzasadnienie ciągłości strumienia indukcji magnetycznej.

**2. Strumień sił.** Rozważmy pole magnetyczne, wywołane przez masę magnetyczną  $m$  (rys. 43). W punkcie  $A$ , znajdującym się na odległości  $r$  od

masy  $m$ , natężenie pola  $H$ , wywołane przez tę masę w ośrodku o przenikalności magnetycznej  $\mu$ , zgodnie z wywodem, podanym w paragrafie 2 rozdziału VI, wyrażamy wzorem:

$$H = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m}{r^2}.$$

Kierunek natężenia wskazuje wektor  $H$ , leżący na przedłużeniu linii  $r$ . W każdym innym punkcie przestrzeni wzór dla  $H$  jest taki sam, kierunki zaś natężeń we wszystkich punktach wokoło masy  $m$  biegną wzdłuż promieni, przeprowadzonych z tego punktu, gdzie znajduje się masa  $m$ .

Rys. 43.

Założymy, że masa  $m$  jest otoczona powierzchnią zamkniętą. Wybieramy taką cząstkę powierzchni  $ds$ , aby w jej środku znajdował się punkt  $A$ ; wektor  $An$  prostopadły do  $ds$ , tworzy z  $H$  kąt  $\alpha$ . Wielkość  $d\Phi'$ , określoną przez wyraz,

$$d\Phi' = H ds \cdot \cos \alpha^1)$$

nazywamy strumieniem sił przez powierzchnię  $ds$ .

Suma takich wyrazów, wzięta dla całej powierzchni zamkniętej:

$$\Phi' = \int H ds \cdot \cos \alpha$$

jest strumieniem sił, wywołanych przez masę  $m$  w przestrzeni otaczającej.

<sup>1)</sup> Wektor  $An$  jest zawsze zwrócony na zewnątrz powierzchni zamkniętej, a przeto, zależnie od kierunku natężenia pola,  $\alpha$  może być  $< 90^\circ$ ,  $= 90^\circ$ , albo  $> 90^\circ$ , odpowiednio do tego  $d\Phi' > 0$ ,  $d\Phi' = 0$  i  $d\Phi' < 0$ .

Zapomocą prostego rozumowania możemy tę całkę wyrazić przez masę magnetyczną  $m$ .

Iloczyn  $ds \cdot \cos \alpha$  jest rzutem cząstki powierzchni  $ds$  na powierzchnię prostopadłą do  $H$ , słowem, jest cząstką tej powierzchni prostopadłej do  $H$  a więc i do  $r$ ; taką cząstkę powierzchni możemy wyrazić iloczynem  $d\omega \cdot r^2$  <sup>1)</sup>, oznaczając przez  $d\omega$  kąt bryłowy, odpowiadający cząstce powierzchni  $ds$ : Mamy więc równanie:

$$ds \cdot \cos \alpha = d\omega \cdot r^2.$$

Podstawiając wyrazy dla  $H$  i dla  $ds \cdot \cos \alpha$  w równanie strumienia sił, otrzymamy:

$$\Phi' = \frac{m}{\mu} \cdot \int d\omega.$$

Suma kątów bryłowych cząstkowych, odpowiadających cząstkom powierzchni zamkniętej, równa się kątowi bryłowemu, odpowiadającemu powierzchni kuli t. j.  $= 4\pi$ , stąd:

$$\Phi' = \frac{1}{\mu} \cdot 4\pi m.$$

Gdy wewnątrz powierzchni zamkniętej znajdować się będzie kilka mas magnetycznych, ogólny strumień sił wypadnie:

$$\Phi' = \frac{1}{\mu} \cdot 4\pi \Sigma m.$$

Gdy zaś mas magnetycznych wewnątrz tej zamkniętej powierzchni nie będzie, lub też, gdy suma mas dodatnich będzie równa sumie mas ujemnych,

$$\Sigma m = 0,$$

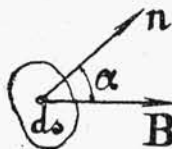
a więc:

$$\Phi' = 0.$$

Wtedy strumień całkowity, przechodzący przez tę powierzchnię, równa się zeru. Nie zawsze to znaczy, że żaden strumień przez tę powierzchnię nie przechodzi, strumień dodatni — wychodzący może się równać strumieniowi wchodzącemu — ujemnemu, tak, że suma wypadła równa zeru.

**3. Ciągłość strumienia indukcji magnetycznej.** Analogicznie do strumienia sił strumieniem indukcji magnetycznej nazywamy wyraz: (rys 44):

$$d\Phi = B \cdot ds \cdot \cos \alpha.$$



Rys. 44.

W ośrodku jednorodnym, w którym  $\mu$  jest wszędzie jednakowe, strumień indukcji magnetycznej podlega temu samemu prawu, co i strumień sił, ponieważ:

$$d\Phi = B ds \cdot \cos \alpha = \mu \cdot H ds \cdot \cos \alpha = \mu \cdot d\Phi'.$$

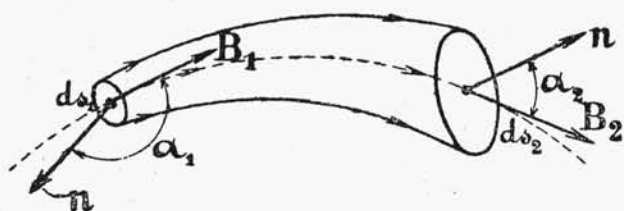
<sup>1)</sup> Jest to wyraz cząstkowy powierzchni kuli, której środek znajduje się w punkcie  $m$ , a promień jest  $r$ .

Wewnątrz ośrodków jednorodnych<sup>1)</sup> w najmieszce nawet objętości suma mas magnetycznych jest równa zero, ponieważ na zasadzie wyobrażeń o budowie molekularnej ciał magnetycznych, najdrobniejsza cząsteczka ciała jest magnesem o dwóch biegunach, a więc o dwóch równych masach magnetycznych<sup>2)</sup>.

Strumień sił przez dowolną zamkniętą powierzchnię wewnątrz ośrodka jednorodnego w powyższych warunkach równa się zero, ponieważ suma algebraiczna mas magnetycznych wewnątrz tej powierzchni jest zero.

Strumień indukcji, jak widzimy z poprzedniego równania, jest proporcjonalny do strumienia sił, gdyż współczynnik  $\mu$  dla całej przestrzeni, według założenia, jest stały. Jeżeli więc strumień sił jest tu równy zero, to równa się zero i strumień indukcji magnetycznej.

Zastosujemy to twierdzenie do rurek indukcji. Gdy w polu indukcji magnetycznej przedstawiamy sobie rurkę (rys. 45), której ścianki boczne



Rys. 45.

mają taki kształt, że linie indukcji układają się na nich, to rurka nazywa się rurką lub strugą indukcji. Na podstawie twierdzeń powyższych łatwo wykażemy, że strumień indukcji wewnątrz takiej rurki w ośrodku jednorodnym jest stały.

Założmy, że rurka jest przecięta w dwóch miejscach płaszczyznami, których części, leżące wewnątrz rurki, oznaczmy przez  $ds_1$  i  $ds_2$ .

Cały strumień indukcji, przepływający przez powierzchnię zamkniętą, składającą się z dwóch podstaw i ścianek bocznych rurki, na zasadzie twierdzenia podanego wyżej, równa się zero.

Strumień, przechodzący przez ściany boczne, równa się zero, gdyż  $\alpha = 90^\circ$ , a więc  $\cos \alpha = 0$ . Pozostaje zatem suma strumieni przez podstawy  $ds_1$  i  $ds_2$ ; suma ta musi równać się zero:

$$B_1 \cdot ds_1 \cdot \cos \alpha_1 + B_2 \cdot ds_2 \cdot \cos \alpha_2 = 0,$$

albo:

$$B_1 \cdot ds_1 \cdot \cos \alpha_1 = -B_2 \cdot ds_2 \cdot \cos \alpha_2.$$

Równanie to wskazuje, że strumień, wchodzący przez podstawę  $ds_1$ , równa się strumieniowi, wychodzącemu przez podstawę  $ds_2$ .

<sup>1)</sup> Mamy tu na myśli takie ośrodki, w których przenikalność magnetyczna  $\mu$  jest wszędzie jednakowa i niezależna od wielkości i kierunku natężenia pola magnesującego.

<sup>2)</sup> Na podstawie doświadczenia w teorii magnetyzmu przyjmujemy, że masy magnetyczne na dwu biegunach magnesu są sobie liczbowo równe.

Mamy więc tu do czynienia ze strumieniem ciągłym, którego wartość wzdłuż każdej strugi jest stałą.

Powyższe dowodzenie stosuje się oczywiście tylko do strug indukcji, przebiegających w ośrodkach jednorodnych.

#### 4. Przejście strumienia indukcji z jednego ośrodka do drugiego.

Założmy, że powierzchnia  $F$  rozdziela dwa ośrodki o różnych przenikalnościach magnetycznych  $\mu_1$  i  $\mu_2$  (rys. 46). Punkt  $P$  leży w ośrodku o przenikalności magnetycznej  $\mu_2$ , a  $Q$  w drugim ośrodku o przenikalności magnetycznej  $\mu_1$ , oba nieskończenie blisko powierzchni  $F$ . Oznaczmy natężenie pola magnetycznego przez  $H$  i założmy, że jest ono skierowane w prawo, prostopadle do powierzchni  $F$ . Magnesy molekularne w rozważanych ośrodkach będą miały różne masy magnetyczne. W tym ośrodku, którego przenikalność  $\mu$  jest większa, a więc i  $\chi$  większe, masy magnetyczne będą większe; przeto na powierzchni  $F$  z dwu stron powstaną dwie warstwy magnetyzmu różnoimienne, jedna południowa, druga północna o różnej gęstości.

Założmy, że gęstość jednej warstwy w ośrodku o przenikalności  $\mu_1$  jest  $g_1$ , a w ośrodku o przenikalności  $\mu_2$  jest  $g_2$ , wtedy natężenie pola całkowite w punktach  $P$  i  $Q$  wyrazić możemy wzorami: <sup>1)</sup>

$$H_Q = H + \frac{1}{\mu_0} 2\pi \cdot g_2 - \frac{1}{\mu_0} 2\pi \cdot g_1,$$

$$H_P = H - \frac{1}{\mu_0} 2\pi \cdot g_2 + \frac{1}{\mu_0} 2\pi \cdot g_1.$$

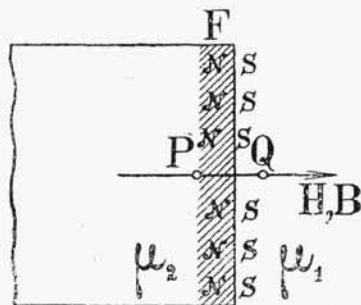
Indukcja magnetyczna w punktach  $P$  i  $Q$  będzie:

$$B_Q = \mu_0 \cdot H + 2\pi \cdot g_2 - 2\pi \cdot g_1 + 4\pi \cdot g_1 = \mu_0 \cdot H + 2\pi \cdot (g_1 + g_2),$$

$$B_P = \mu_0 \cdot H - 2\pi \cdot g_2 + 2\pi \cdot g_1 + 4\pi \cdot g_2 = \mu_0 \cdot H + 2\pi \cdot (g_1 + g_2).$$

Z tych wzorów widzimy, że natężenie pola zmienia się przy przejściu z jednego ośrodka do drugiego, natomiast indukcja magnetyczna pozostaje w rozważanym wypadku bez zmiany, a więc i ciągłość strumienia magnetycznego zachowuje się przy przejściu z jednego ośrodka do drugiego.

Rozważmy jeszcze wypadek inny (rys. 47), gdy natężenie pola magnetycznego  $H$  jest skierowane pod kątem  $\gamma$  względem linii, prostopadłej do powierzchni  $F$ . W tym razie na powierzchni  $F$  powstają również masy



Rys. 46.

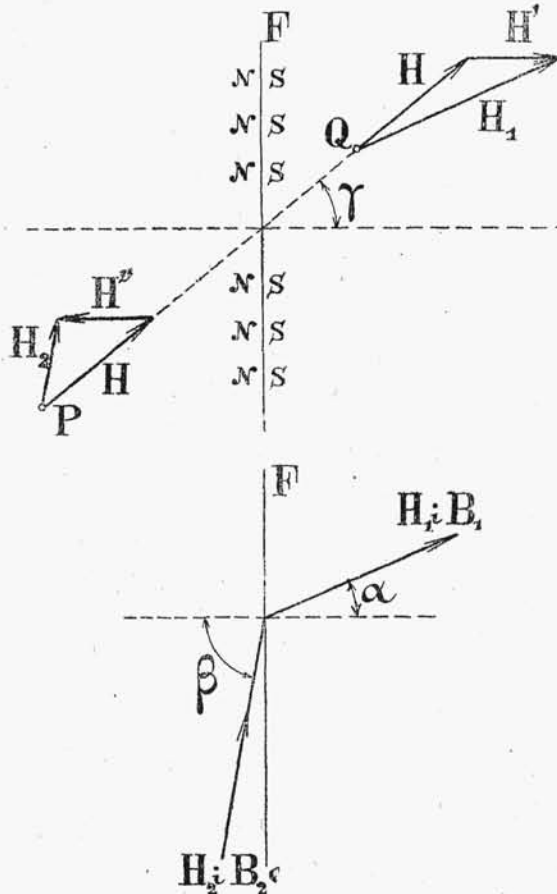
<sup>1)</sup> Patrz wyprowadzenie wzoru dla indukcji magnetycznej w Rozdziale VI, § 4. Zwrócić również należy uwagę na to, że warstwa magnetyzmu północnego wywołuje w punkcie  $Q$  natężenie pola, zwrócone w prawo, a południowego w lewo, w punkcie zaś  $P$  naodwrot, magnetyzm północny wywołuje natężenie pola wlewo, a południowy w prawo.

magnetyczne o gęstościach  $g_1$  i  $g_2$ . Natężenie pól, pochodzące od tych mas,<sup>1)</sup> oznaczone na rysunku przez  $H'$  i  $H''$ , będą jednak dodawać się do natężenia magnesującego geometrycznie i wypadkowe natężenie pól, wzdłuż których jest skierowana również indukcja magnetyczna, tworzą z prostą prostopadłą do powierzchni  $F$  kąty różne  $\alpha$  i  $\beta$  (rys, 48).

Wyznamy przedewszystkiem stosunek tangensów kątów  $\alpha$  i  $\beta$ .

Biorąc rzuty natężeń pól  $H_1$  i  $H_2$  prostopadłe do powierzchni  $F$  otrzymamy:

$$\mu_1 \cdot H_1 \cdot \cos \alpha = \mu_2 H_2 \cos \beta, \quad \dots \dots \dots (a)$$



gdyż według poprzedniego twierdzenia składowe indukcji magnetycznej prostopadłe do powierzchni  $F$  po obu stronach tej powierzchni są równe. Z układu trójkątów na rys. 47. Widzimy, że:

$$H_1 \sin \alpha = H \sin \gamma$$

$$H_2 \sin \beta = H \sin \gamma$$

$$\text{przeto: } H_1 \sin \alpha = H_2 \sin \beta \dots (b)$$

Biorąc stosunek równań (b) i (a) otrzymamy:

$$\frac{\lg \alpha}{\mu_1} = \frac{\lg \beta}{\mu_2},$$

a więc:

$$\frac{\lg \alpha}{\lg \beta} = \frac{\mu_1}{\mu_2}.$$

Wzór ten wskazuje że, linie indukcji magnetycznej załamują się i stosunek tangensów kątów padania i załamania równa się stosunkowi przenikalności magnetycznych ośrodków.

W praktyce najważniejsze znaczenie ma przypadek,

gdy w układzie jednostek bezwzględnych elektromagnetycznych  $\mu_1 = 1$ , a  $\mu_2$  jest bardzo duże, np. wynosi kilka tysięcy; ma to miejsce wtedy, gdy

<sup>1)</sup> Na rysunku przyjmujemy, że  $g_2 > g_1$ , więc wpływ warstwy magnetycznej północnej przeważa, wskutek czego  $H'$  jest zwrócone w prawo, a  $H''$  w lewo.



linje indukcji przechodzą z żelaza do powietrza; w tych warunkach nawet przy dużym kącie  $\beta$ , kąt  $\alpha$  jest blizki  $0^\circ$ , a więc linje indukcji są zawsze prawie prostopadłe do powierzchni żelaza.

Z powyższych wzorów łatwo również znajdziemy stosunek wielkości indukcji magnetycznej w punktach  $P$  i  $Q$ .

Wiemy, że:

$$B_1 = \mu_1 \cdot H_1,$$

$$B_2 = \mu_2 \cdot H_2,$$

a z trójkątów na rys. 47 wypada, że rzuty  $H_1$  i  $H_2$  na płaszczyznę  $F$  są równe, ponieważ rzuty te są równe rzutom wielkości  $H$ . Przeto:

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{\sin \beta}{\sin \alpha}.$$

Mając to na względzie i przyjmując pod uwagę wzór, wyrażający stosunek  $\mu_1$  do  $\mu_2$ , otrzymamy:

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{\sin \beta \cdot \operatorname{tg} \alpha}{\sin \alpha \cdot \operatorname{tg} \beta} = \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}.$$

Widzimy stąd, że indukcja magnetyczna w punkcie  $P$  nie równa się indukcji magnetycznej w punkcie  $Q$ .

Rozważmy teraz strumień indukcji magnetycznej, przechodzący przez cząstkę powierzchni  $F$ ; oznaczmy cząstkę tę przez  $ds$  (rys. 49). Strumień, wychodzący z ośrodka o przenikalności  $\mu_2$ , będzie:

$$B_2 \cdot ds \cdot \cos \beta$$

a wchodzący do ośrodka o przenikalności  $\mu_1$ :

$$-B_1 \cdot ds \cdot \cos \alpha.$$

Ze stosunku  $B_1$  do  $B_2$  wynika, że:

$$B_1 \cdot \cos \alpha = B_2 \cdot \cos \beta,$$

przeto:

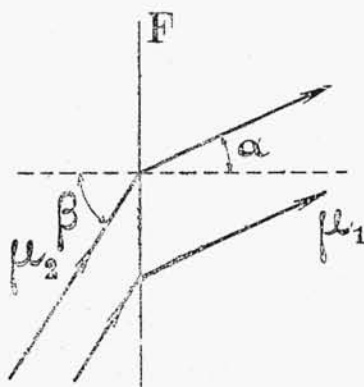
$$B_1 \cdot ds \cdot \cos \alpha = B_2 \cdot ds \cdot \cos \beta.$$

Ciągłość więc strumienia indukcji magnetycznej i w tym razie jest zachowana.

Z tych wszystkich rozumowań wynika, że strumień indukcji magnetycznej jest zawsze ciągły, a to jest możliwe tylko wtedy, gdy linje indukcji magnetycznej są linjami zamkniętymi.

Pole magnetyczne w dowolnym układzie ośrodków przedstawia się więc jako zespół zamkniętych strumieni indukcji magnetycznej (rys. 50)

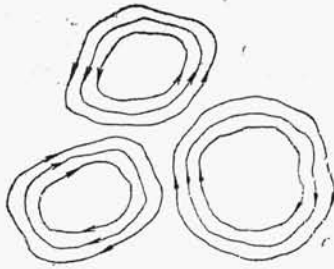
Na wzmiankę zasługuje jednak wypadek, który pozornie wymyka się z pod tej zasady. Chodzi tu o pole magnetyczne, wywołane przez biegun



Rys. 49.



magnetyczny północny lub południowy; z własności takiego pola korzystaliśmy nieraz i będziemy korzystali w dalszym ciągu. W tym wypadku



Rys. 50.

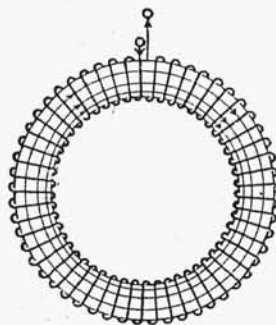
linje sił wybiegają promieniami z bieguna magnetycznego, podobnie więc zachowują się i zgodne z nimi co do kierunku linje indukcji magnetycznej. Nie należy jednak zapominać, że jak wiemy z doświadczenia, magnesów jedno biegunowych niema skoro więc mówimy tylko o jednym biegunie i tylko jego wpływ rozważamy, należy przypuścić, że drugi biegun magnesu znajduje się w odległości nieskończenie wielkiej, czyli,

że magnes jest nieskończenie długi. Z przebiegu linii indukcji wokoło takiego magnesu zdamy sobie sprawę, o ile wyobrazimy sobie, że magnes przedstawiony na rys. 20 został wydłużony do tego stopnia, że przy wyznaczeniu kierunku linii nazewnątrz magnesu wokoło jednego bieguna obecność drugiego bieguna może być nie brana pod uwagę; natomiast wewnątrz magnesu linje indukcji zawsze będą biegły od jednego bieguna do drugiego, a więc ostatecznie zawsze to będą linje zamknięte.

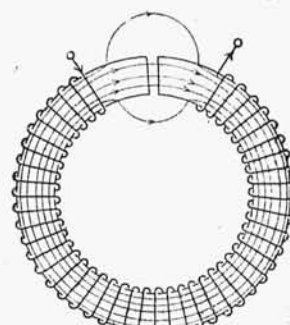
**5. Rodzaje obwodów magnetycznych.** W elektrotechnice wszelkie obliczenia, dotyczące elektromagnesów lub magnesów stałych, dokonywane są na podstawie pojęcia obwodu magnetycznego.

Obwodem magnetycznym nazywamy szereg ciał, przez które przebiega strumień indukcji magnetycznej. Obwody magnetyczne mogą być doskonałe i niedoskonałe. Doskonałymi obwodami są takie, w których linje indukcji na całej swej długości przebiegają w żelazie. Gdy linje indukcji chociaż część szlaku zakreslają w powietrzu, wtedy obwód magnetyczny nazywamy niedoskonałym.

Najprostszy obwód doskonały stanowi pierścień żelazny, w którym



Rys. 51.

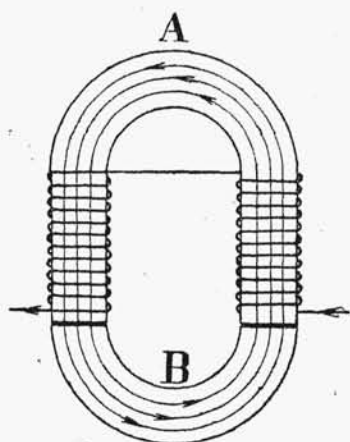


Rys. 52.

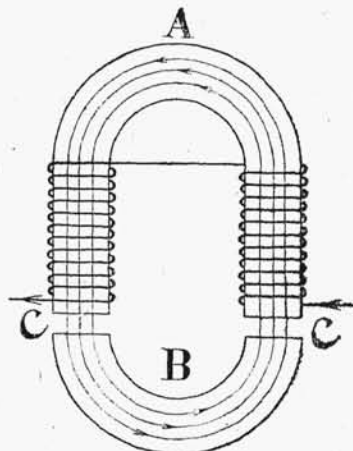
przebiega strumień magnetyczny, wywołany przez prąd, przepływający w uzwojeniu, tak, jak to widzimy na rys. 51. /

Gdy taki pierścień rozetniemy (rys. 52), linie magnetyczne zmieniają swój kształt i część szlaku swego zakreślają w powietrzu, mamy więc tu obwód magnetyczny niedoskonały.

Na rys. 53 i 54 mamy jeszcze inne przykłady. Na tych rysunkach pokazany jest elektromagnes w kształcie podkowy — *A*, która magnesuje się



Rys. 53.



Rys. 54.

prądem, przebiegającym w zwojnicy, i przyciąga kotwicę *B*. Gdy kotwica szczelnie przylega do podkowy (rys. 53), strumień magnetyczny, wskazany na rysunku kilku liniami, przebiega całkowicie w żelazie, obwód więc tego strumienia jest doskonały; natomiast na rys. 54, gdzie, wbrew sile przyciągania, kotwica jest trochę odsunięta od biegunów podkowy, obwód strumienia magnetycznego jest niedoskonały; strumień ten, w miejscach oznaczonych literą *C*, przebiega przez dwie warstwy powietrza.

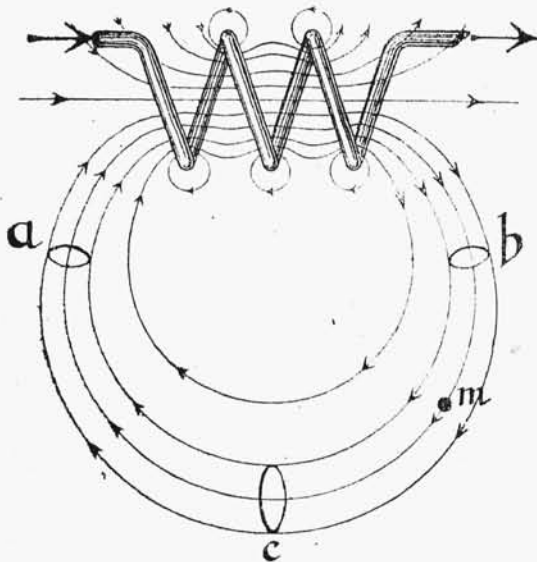
Obwody magnetyczne znajdziemy wszędzie, gdzie mamy linie indukcji. Obwód niedoskonały posiada strumień magnetyczny wytworzony przez prąd w zwojnicy owiniętej wokół zwykłego kawałka żelaza, również niedoskonałym jest obwód strumienia magnetycznego zwojnicy z prądem bez rdzenia żelaznego. Magnesy stałe (rys. 20) również posiadają strumień indukcji magnetycznej, który ma swój obwód magnetyczny.

**6. Związek pomiędzy natężeniem prądu a strumieniem indukcji magnetycznej.** Wyprowadźmy wzór ogólny obwodu magnetycznego. Rozważmy pole magnetyczne, wytworzone przez prąd elektryczny, przebiegający w zwojnicy (rys. 55).<sup>1)</sup> Prąd ten wywołuje strumienie magnetyczne, obejmujące częściowo lub całkowicie zwoje drutu.

<sup>1)</sup> Linie indukcji, wywołane przez przedstawioną zwojnicę, są w rzeczywistości w jednorodnym ośrodku nazewnątrz zwojnicy bardziej rozbieżne niż to wskazano na rysunku.

Weźmy pod uwagę strumień indukcji magnetycznej, przebiegający w rurce *abc*.

Założmy przekrój rurki tak cienki, że będziemy mogli przyjąć natężenie indukcji w przekroju poprzecznym za jednostajne. Ośrodek, w którym



Rys. 55.

przebiegają linie indukcji, jest taki, iż kształt linii natężenia pola magnetycznego *H* oraz linii indukcji *B* jest jednakowy. Oznaczmy strumień przebiegający w rurce *abc* przez  $\Phi$ , przekrój poprzeczny prostopadły do linii magnetycznych w którymkolwiek miejscu przez *s*, przenikalność magnetyczną ośrodka w tym miejscu przez  $\mu$ , wtedy:

$$\Phi = B \cdot s = \mu \cdot H \cdot s.$$

Oznaczmy następnie przez *dl* część średniej linii indukcji wewnątrz rurki *abc* i pomnożmy obie strony powyższego równania przez *dl* otrzymamy wtedy:

$$\Phi dl = \mu \cdot s \cdot H \cdot dl,$$

albo:

$$\Phi \frac{dl}{\mu \cdot s} = H \cdot dl.$$

Całkując obie strony równanie wzdłuż całego obwodu rurki i mając na względzie, że strumień  $\Phi$  w całym obwodzie jest wielkością stałą, otrzymamy:

$$\Phi \cdot \int \frac{dl}{\mu \cdot s} = \int_0 H \cdot dl \dots \dots \dots (a)$$

$\int_0 H \cdot dl$  możemy wyrazić za pomocą natężenia prądu elektrycznego

w zwojnicy i liczby jej zwojów. W celu wyprowadzenia tego wyrazu, wyobraźmy sobie masę magnetyczną *m*, oprowadzaną dookoła, wzdłuż, wspomnianej poprzednio, średniej linii magnetycznej wewnątrz rurki *abc* (rys. 55).

Jeżeli ta masa jest północna i ruch jej przyjmiemy zgodny z kierunkiem linii sił, wtedy siły pola magnetycznego wykonają pracę, która wyrazi się wzorem:

$$\int_0 m \cdot H \cdot dl = m \int_0 H \cdot dl. ^1)$$

Pracę tę można wyrazić także inaczej. W rozdziale XXI wyprowadzono, że przy ruchu względnym przewodnika i pola magnetycznego praca wyraża się iloczynem natężenia prądu i strumienia indukcji magnetycznej, przeciętego przez przewodnik. W rozważanym przypadku mamy ruch względny przewodnika w stosunku do pola magnetycznego, wywołanego przez masę magnetyczną  $m$ . Z rozdziału VII § 2 wiemy, że strumień sił, wybiegający z masy magnetycznej  $m$ , wyraża się wzorem:

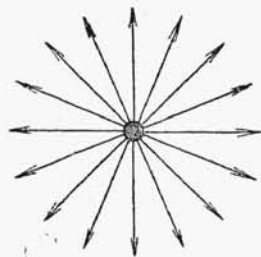
$$\frac{1}{\mu} 4\pi \cdot m.$$

Według określenia indukcji magnetycznej strumień indukcji będzie  $\mu$  razy większy:

$$\frac{1}{\mu} \cdot 4\pi \cdot m \cdot \mu = 4\pi \cdot m$$

Strumień ten wybiega we wszystkie strony wzdłuż promieni, przeprowadzonych od punktu, gdzie znajduje się masa  $m$ , jak to wskazuje rys. 56. Łatwo zauważyć, że przy przejściu jedno-razowo masy magnetycznej dookoła średniej linii rurki  $abc$  każdy zwój drutu przetnie raz jeden cały strumień  $4\pi m$ . Załóżmy, że zwojnica ma  $\zeta$  zwojów. Każdy zwój przetnie strumień  $4\pi m$ , wszystkie więc zwoje przetną strumień  $4\pi m \cdot \zeta$ . Gdy natężenie prądu w zwojnicy oznaczmy przez  $i$ , praca wykonana przy ruchu masy  $m$ , będzie:

$$4\pi \cdot m \cdot \zeta i.$$



Rys. 56.

Z dwóch wyrażeń pracy, wykonanej przez siły, poruszające masę magnetyczną przy jednym jej obiegu dookoła średniej linii rurki  $abc$ , możemy utworzyć równanie:

$$m \cdot \int_0 H \cdot dl = 4\pi \cdot m \cdot \zeta i,$$

a więc:

$$\int_0 H \cdot dl = 4\pi \cdot \zeta i.$$

$\int_0 H \cdot dl$  wyrażamy zwykle w jednostkach bezwzględnych, natomiast  $i$  w amperach. Chcąc więc zachować znak równania, należy liczbę, wyra-

<sup>1)</sup>  $mH$  jest to siła działania pola magnetycznego o natężeniu  $H$  na masę magnetyczną  $m$ . Patrz Rozdział I, paragraf 2,

żając natężenie prądu podzielić przez 10, by zamienić ampery na jednostki bezwzględne. Wtedy będzie:

$$\int_0 H \cdot dl = \frac{4\pi}{10} \tilde{\epsilon} i = 1,256 \cdot \tilde{\epsilon} i.$$

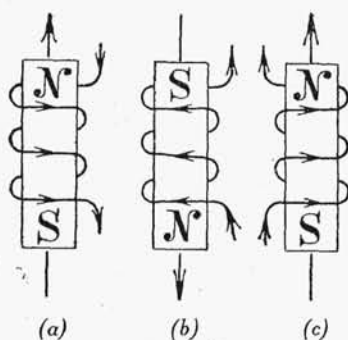
Iloczyn  $\tilde{\epsilon} i$  przedstawia amperozwoje.

Podstawiając wartość całki:  $\int_0 H \cdot dl$  do wyrazu strumienia indukcji magnetycznej, (patrz wzór *a*), będziemy mieli:

$$\Phi = \frac{1,256 \cdot \tilde{\epsilon} i}{\int_0 \frac{dl}{\mu_s}} \dots \dots \dots (b)$$

Przez analogję do prawa Ohma wyraz  $1,256 \cdot \tilde{\epsilon} i$  nazywamy siłą magnetomotoryczną, a  $\int_0 \frac{dl}{\mu_s}$  opornością magnetyczną.<sup>1)</sup>

**7. Siła magnetomotoryczna.** Jest to wielkość kierunkowa. Kierunek siły magnetomotorycznej wyznaczają linie sił, wywołane przez prąd w zwojnicy, do której ta siła magnetomotoryczna się stosuje. Na rys. 57



Rys. 57.

wskazana jest zależność kierunku siły magnetomotorycznej od kierunku prądu i od układu zwojów. Kierunek linii magnetycznych jest tu podany zgodnie z określeniem, wskazanym na rys. 1 str. 8; łatwo spostrzec, że do zwojnic z prądem może być zastosowane правило śruby w inny, bardziej dogodny sposób. Jeśli śrubę z prawym gwintem ustawimy wzdłuż linii magnetycznych i będziemy ją obracać zgodnie z kierunkiem prądu w zwojnicy, wtedy ruch

postępowy śruby wskaże kierunek linii magnetycznych, a więc i kierunek siły magnetomotorycznej zwojnicy.

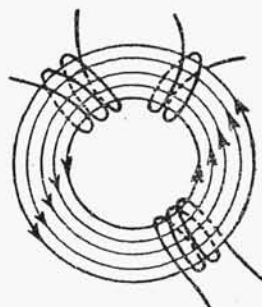
Zgodnie z tem prawidłem, na rys. 57. wskazane są kierunki prądów i linii magnetycznych, oraz podane nazwy biegunów, powstających na końcach rdzeni żelaznych, umieszczonych wewnątrz zwojnic. Biegun północny jest zawsze tam, gdzie linie magnetyczne wychodzą z żelaza. Porównując rys. 57 (*a*) z 57 (*b*) widzimy, że kierunek siły magnetomotorycznej można odwrócić, zmieniając kierunek prądu, porównanie zaś rys. 57 (*b*) z 57 (*c*) wskazuje, że można również odwrócić kierunek siły magnetomotorycznej, zmieniając układ czyli kierunek zwojów, stosując np. zamiast prawego lewy, przyczem kierunek prądu w drutach należy pozostawić bez zmiany.

<sup>1)</sup> Dla jednostek bezwzględnych siły magnetomotorycznej niektórzy wprowadzają nazwę *dźilbert* (Gilbert), a dla jednostek bezwzględnych oporności magnetycznej — nazwę *ersztet* (Oerstedt).

Jeżeli ten sam strumień magnetyczny przebiega kolejno przez kilka zwojnic z prądami  $i_1$ ,  $i_2$  i  $i_3$  i liczbą zwojów  $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$ ,  $\zeta_3$  (rys. 58), to siła magnetomotoryczna wyraża się wzorem:

$$1,256 (\zeta_1 i_1 + \zeta_2 i_2 + \zeta_3 i_3).$$

Dodawanie należy tu uskutecznić algebraicznie, biorąc znaki (—) i (+) odpowiednio do kierunków sił magnetomotorycznych wzdłuż obwodu magnetycznego. Za kierunek dodatni przyjmuje się kierunek zgodny z biegiem wskazówki zegarka lub odwrotnie.



Rys. 58.

### 8. Oporność magnetyczna. Całka $\int_0^l \frac{dl}{\mu s}$

wyraża całkowitą oporność rurki  $abc$  (rys. 55.)<sup>1)</sup>.

Ze wzoru widzimy, że oporność tę określają wymiary rurki i własności magnetyczne ośrodka, w którym rurka przebiega. Z poprzedniego rozdziału wiemy, że przenikalność magnetyczna żelaza zależy od indukcji magnetycznej, oporność więc obwodu w żelazie jest wielkością zmienną, zależną od wielkości strumienia magnetycznego.

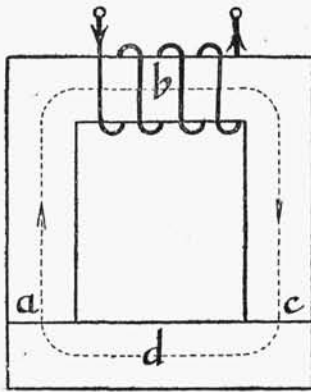
Pamiętać należy, że wzór (b) dla strumienia magnetycznego jest ścisły tylko w tym wypadku, gdy przekrój  $s$  strugi magnetycznej jest bardzo mały, wtedy bowiem tylko indukcja magnetyczna na całym przekroju poprzecznym może być przyjęta jako wielkość stała. W strugach grubych, np. w pierścieniu (rys. 51 str. 60), indukcja w pobliżu obwodu wewnętrznego jest większa niż przy obwodzie zewnętrznym; łatwo tego dowieść, dzieląc strumień magnetyczny na strugi drobne. Siła magnetomotoryczna dla wszystkich strug cząstkowych będzie jednakowa, lecz struga znajdująca się najbliżej obwodu wewnętrznego jest najkrótsza, przeto oporność jej jest najmniejsza, a więc strumień będzie tu największy. Uwydatniłem to na rysunku przez niesymetryczny układ linii indukcji.

**9. Obwód magnetyczny doskonały.** Na podstawie podanej wyżej zależności pomiędzy prądem elektrycznym w zwojnicy a strumieniem indukcji magnetycznej, układają się następujące wzory przybliżone, stosowane w praktyce.

Rozważmy elektromagnes (rys. 59), w którym kotwica przylega ściśle do podkowy. Doświadczenie wskazuje, że w tych warunkach tylko bardzo nieznaczna liczba linii magnetycznych przebiega częściowo w powietrzu; możemy przeto przyjąć w przybliżeniu, że cały strumień, wywołany przez

<sup>1)</sup> Opór magnetyczny według Hewiside'a nazywamy także *reluktancją*.

zwojnice, przebiega w żelazie i na podstawie powyżej wyprowadzonego wzoru ogólnego dla obwodu doskonałego (rys. 59) napisać:



Rys. 59.

$$\Phi = \frac{1,256 \cdot \tilde{\gamma} i}{\frac{l_1}{\mu_1 \cdot s_1} + \frac{l_2}{\mu_2 \cdot s_2}}$$

$\Phi$  — strumień indukcji magnetycznej w żelazie

$\tilde{\gamma}$  — liczba zwojów zwojnicy,

$i$  — natężenie prądu w drucie,

$l_1$  — długość średniej linii indukcji  $abc$  w podkowie,

$l_2$  — długość średniej linii indukcji  $adc$  w kotwicy,

$s_1$  — przekrój poprzeczny podkowy,

$s_2$  — przekrój poprzeczny kotwicy,

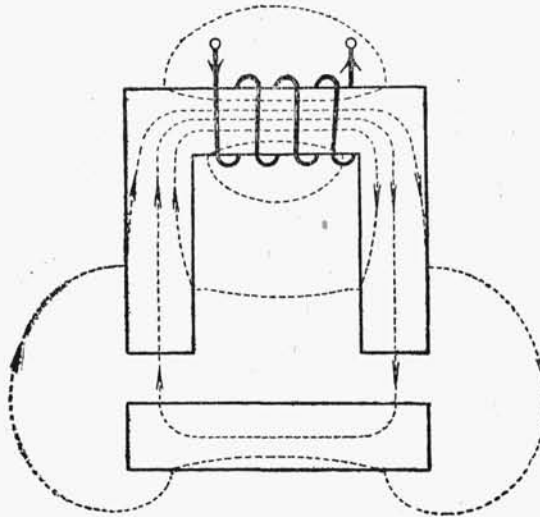
$\mu_1$  — przenikalność magnetyczna podkowy,

$\mu_2$  — przenikalność magnetyczna kotwicy.

$\frac{l_1}{\mu_1 \cdot s_1}$  wyraża oporność magnetyczną podkowy,

a  $\frac{l_2}{\mu_2 \cdot s_2}$  oporność magnetyczną kotwicy.

**10. Obwód magnetyczny niedoskonały.** Gdy kotwica nie przylega do podkowy, obwód magnetyczny jest niedoskonały; wtedy sprawa staje się bardziej złożoną (rys. 60).



Rys. 60.

W tym przypadku cały strumień magnetyczny, wytworzony przez zwojnice, można podzielić na dwa strumienie: główny, przechodzący przez kotwicę, i rozproszony, który przez kotwicę całkiem nie przebiega i tylko część szlaku swego zakreśla w podkowie a resztę w powietrzu. Otóż w elektromagnesie jest zawsze pewien przekrój, w danym razie w środku zwojnicy, przez który przechodzą oba strumienie, pomijając oczywiście pewną drobną liczbę linii magnetycznych, nieobejmujących wszystkich zwojów zwojnicy.

Stosunek całkowitego strumienia  $\Phi_e$  do głównego  $\Phi$  nazywamy współczynnikiem rozproszenia obwodu magnetycznego i oznaczamy go przez  $\sigma$ , a więc

$$\sigma = \frac{\Phi_e}{\Phi},$$

ponieważ  $\Phi_e > \Phi$ , przeto  $\sigma$  będzie zawsze  $> 1$ .

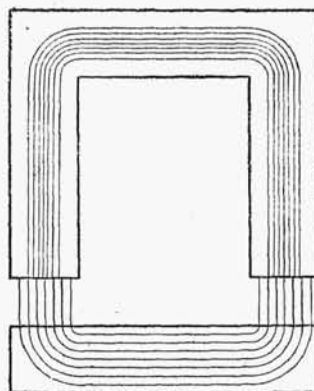


Wielkość tego współczynnika zależy przede wszystkim od grubości warstwy powietrza pomiędzy podkową a kotwicą, następnie od własności magnetycznych żelaza i od indukcji magnetycznej w kotwicy i podkowie. Współczynnik  $\sigma$  w praktyce zawiera się zwykle w granicach od 1,1 do 1,6.

Największe znaczenie praktyczne ma wzór na strumień główny, obejmujący oczywiście wszystkie zwoje zwojnicy i przebiegający przez podkową, szczeliny powietrzne i kotwicę. W kotwicy strumień ten wypełnia przekrój całkowicie; również wchodzi on do podkowy przez cały przekrój powierzchni dolnych. Natomiast wewnątrz podkowy przebiega tylko w części przekroju, ponieważ resztę zajmuje strumień rozproszony.

Celem uproszczenia wzoru, wyrażającego oporności obwodu magnetycznego, czynimy zazwyczaj pewne przypuszczenia, zbliżone do rzeczywistości.

Najprostszy i praktycznie dość dokładny wzór otrzymamy dla rozważanego przykładu, zakładając, że strumień główny w podkowie zajmuje  $\frac{1}{\sigma}$  część całego przekroju podkowy na całej jej długości. Wtedy układ linii strumienia głównego przedstawi się, jak pokazano na rys. 61, a wzór dla tego strumienia, przy zastosowaniu oznaczeń podanych dalej, przybierze postać:



Rys. 61.

$$\Phi = \frac{1,256 \cdot \lambda i}{\frac{l_1 \cdot \sigma}{\mu_1 \cdot s_1} + \frac{2\delta}{s_3} + \frac{l_2}{\mu_2 \cdot s_2}}$$

gdzie  $\sigma$  — współczynnik rozproszenia,

$s_3$  — średni przekrój strumienia magnetycznego w powietrzu,

$\delta$  — średnia długość linii indukcji w szczelinie powietrznej pomiędzy podkową a kotwicą.

Inne oznaczenia są te same, co i w przykładzie poprzednim.

We wzorze powyższym  $\frac{l_1 \cdot \sigma}{\mu_1 \cdot s_1}$  stanowi oporność części obwodu magnetycznego strumienia  $\Phi$  w podkowie,  $\frac{2\delta}{s_3}$  oporność magnetyczną dwóch warstw powietrza, dla którego przenikalność  $\mu = 1$ , i wreszcie  $\frac{l_2}{\mu_2 \cdot s_2}$  oporność magnetyczną kotwicy.

**11. Sposób praktyczny obliczenia liczby amperozwojów.** Zagadnienia praktyczne, dotyczące obwodów magnetycznych, sprowadzają się zazwyczaj do obliczenia liczby amperozwojów, niezbędnych do wywołania pewnego strumienia w obwodzie, którego wymiary i materiał są wskazane.

Rozważmy np. wyrażenie dla obwodu niedoskonałego. Z tego wyrażenia wypada:

$$\Sigma i = 0,797 \cdot \frac{\Phi \cdot \sigma}{s_1} \cdot \frac{l_1}{\mu_1} + 0,797 \cdot \frac{\Phi}{s_3} \cdot 2\delta + 0,797 \cdot \frac{\Phi}{s_2} \cdot \frac{l_2}{\mu_2}.$$

Całkowita liczba amperozwojów składa się z trzech części. Pierwszą część stanowi liczba amperozwojów, niezbędna do wywołania strumienia magnetycznego w podkowie, drugą — do wywołania strumienia magnetycznego w szczeliny powietrznej, a trzecią — do wywołania strumienia magnetycznego w kotwicy.

Amperozwoje dla szczeliny powietrznej obliczamy wprost z drugiej części powyższego wyrażenia, zaokrąglając liczbę 0,797 do 0,8 przyczem  $\frac{\Phi}{s_3} = B$  wyraża indukcję magnetyczną w szczeliny w bezwzględnych jednostkach elektromagnetycznych. Liczba zatem amperozwojów, niezbędna do wywołania indukcji  $B$  w szczeliny, wyniesie:

$$0,8 \cdot B \cdot 2\delta,$$

gdzie  $\delta$  wyrażamy w centymetrach.

Natomiast amperozwoje dla kotwicy i dla podkowy obliczamy nie według powyższego wzoru, lecz nieco prościej.

Przenikalność magnetyczna żelaza zależy, jak wiemy, od całego szeregu najrozmaitszych czynników. Otóż z doświadczeń nad żelazem w kształcie pierścienia, posiadamy krzywe, wyrażające wprost zależność indukcji magnetycznej  $B$  od liczby amperozwojów niezbędnych do wywołania określonej indukcji w żelazie, przypadających na jeden centymetr długości linii indukcji.

Wspomniane krzywe, otrzymane z doświadczenia, są wskazane na rysunkach 62 i 63.<sup>1)</sup> Krzywa 1 dotyczy zwykłej blachy żelaznej, stosowanej do budowy dynamomaszyn, 2 — odlewów stalowych, 3 — blachy żelaznej nakrzemionej, a 4 dotyczy odlewów z żeliwa.

Wobec tego wystarcza obliczyć indukcję magnetyczną dla podkowy i dla kotwicy i znaleźć podług tej indukcji z wykresu odpowiednią liczbę amperozwojów na centymetr długości linii magnetycznej. Mnożąc tę liczbę przez długość średniej linii magnetycznej odpowiedniej części obwodu magnetycznego, otrzymamy szukaną liczbę amperozwojów.

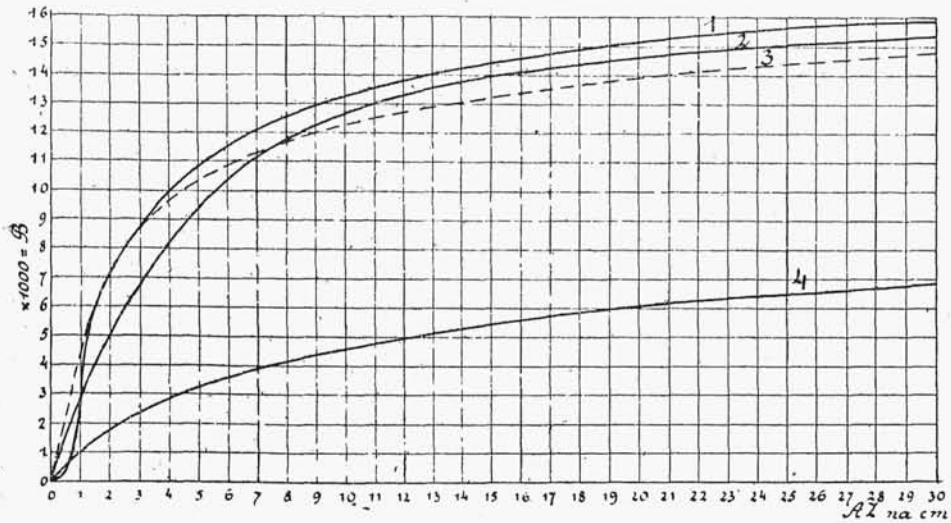
Do lepszego zorientowania się w podanym tu sposobie obliczenia posłużyć może przykład następujący.

Mamy np. obliczyć amperozwoje potrzebne do wywołania określonego strumienia w elektromagnesie (rys. 61).

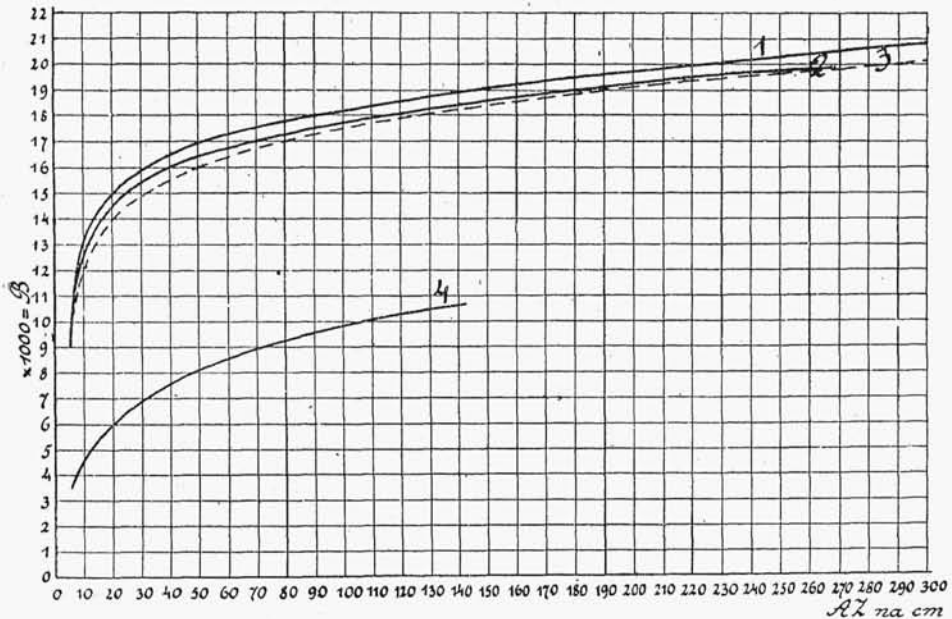
<sup>1)</sup> Oba rysunki przedstawiają te same linie wykreślone w różnych skalach, co ułatwia odczytywanie dokładne przy małej liczbie amperozwojów. Krzywe te są zaczerpnięte z niemieckiego kalendarza dla elektrotechników Uppenborna na r. 1914 i odpowiadają przeciętnym gatunkom żelaza używanym w owym czasie w elektrotechnice. Przy obliczeniach przypadków konkretnych należy w miarę możliwości zdobyć wykresy dla tego gatunku żelaza, który stosujemy.

Założmy  $\Phi = 10^6$  c. g. s. :  $s_1 = 100 \text{ cm}^2$ ,  $s_2 = 200 \text{ cm}^2$ ,  $s_3 = 100 \text{ cm}^2$ ,  
 $\mu = 1,1$ ,  $\delta = 0,2 \text{ cm}$ ,  $l_1 = 60 \text{ cm}$ ,  $l_2 = 40 \text{ cm}$ .

Indukcja w powietrzu będzie:  $\frac{10^6}{100} = 10000$  c. g. s.



Rys. 62.



Rys. 63.

Liczba zatem amperozwojów niezbędna do wywołania strumienia magnetycznego w powietrzu wyniesie:  $0,8 \cdot 10000 \cdot 2,0,2 = 3200$ .

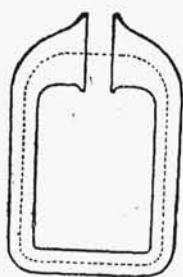
Indukcja magnetyczna w podkowie będzie:  $1,1 \cdot \frac{10^6}{100} = 11000$ ,  
a w kotwicy:  $\frac{10^6}{200} = 5000$ .

Z wykresów na rys. 62 widzimy, że dla odlewu stalowego przy indukcji 11000 należy wziąć 6,8 amperozwojów na jeden centymetr długości linii indukcji, a ponieważ  $l_1 = 60 \text{ cm}$ , przeto dla wywołania strumienia magnetycznego w podkowie potrzeba  $6,8 \times 60 = 408$  amperozwojów.

Przy indukcji 5000 wystarcza wziąć, jak widać z wykresu (rys. 62), 2 amperozwoje na jeden centymetr długości linii indukcji, a ponieważ  $l_2 = 40 \text{ cm}$ , zatem na całą kotwicę przypada  $2 \times 40 = 80$  amperozwojów.

Tym sposobem zwojnica magnesująca powinna mieć ogółem  $3200 + 408 + 80 = 3688$  amperozwojów.

**12. Obliczenie magnesów stałych, stanowiących obwód prawie doskonały.**<sup>1)</sup> Wzory obwodów magnetycznych mogą być także zastosowane do przybliżonego wyznaczenia strumienia magnetycznego szczątkowego w magnesie stałym.



Rys. 64.

Na rys. 64 widzimy magnes stały, namagnesowany w ten sposób, że linje indukcji przebiegają znaczną część drogi w żelazie, a tylko niewielką w powietrzu.

Oznaczmy strumień magnetyczny, przebiegający w żelazie i w szczelinie przez  $\Phi$ . Zachodzące bowiem rozproszenie, jako nieznaczne, można pominąć. Oznaczmy długość linii średniej w żelazie przez  $l$ , a w powietrzu przez  $\delta$ , średni przekrój żelaza — przez  $s$ , a przekrój strumienia w szczelinie powietrznej, prostopadły do linii indukcji — przez  $s'$ . Załóżmy następnie, że strumień ten został wywołany początkowo przez jakąś zwojnicę z prądem o  $\chi i$  amperozwojach. Możemy wówczas ułożyć zależność następującą:

$$1,256 \cdot \chi i = \Phi \cdot \left( \frac{l}{\mu \cdot s} + \frac{\delta}{s'} \right),$$

albo:

$$1,256 \cdot \chi i = \frac{\Phi \cdot l}{\mu \cdot s} + \frac{\Phi \cdot \delta s}{s \cdot s'}.$$

Oznaczmy  $\frac{\Phi}{\mu \cdot s}$  przez  $H$ , a  $\frac{\Phi}{s}$  przez  $B$ , wtedy otrzymamy:

$$1,256 \cdot \chi i = H \cdot l + B \cdot \frac{\delta \cdot s}{s'},$$

skąd:

$$H = \frac{1,256 \cdot \chi i}{l} - B \cdot \frac{\delta \cdot s}{l \cdot s'},$$

<sup>1)</sup> Według Gerard'a.

Wielkość  $H$  nazywać będziemy natężeniem magnesującym. Składa się ono z dwóch części: jedną daje zwojnica magnesująca, druga, wywołuje szczelina powietrzna, bo gdy  $\delta = 0$ , to i cały ten wyraz równa się zero. Stały magnes, pozbawiony zwojnicy magnesującej, będzie oczywiście znajdował się pod wpływem rozmagnezowującego natężenia:  $B \frac{\delta \cdot s}{l \cdot s'}$ .

Mając pętlę histerezy dla danego gatunku żelaza (rys 65), łatwo znaleźć sposobem wykreślnym  $B$  przy  $H = B \frac{\delta \cdot s}{l \cdot s'}$

Wystarczy tylko przeprowadzić prostą  $oh$  pod pewnym kątem  $\alpha$  do osi  $H$ ; kąt ten musi być wybrany w ten sposób, aby

$$\tan \alpha = \frac{B}{H} = \frac{l \cdot s'}{\delta \cdot s}$$

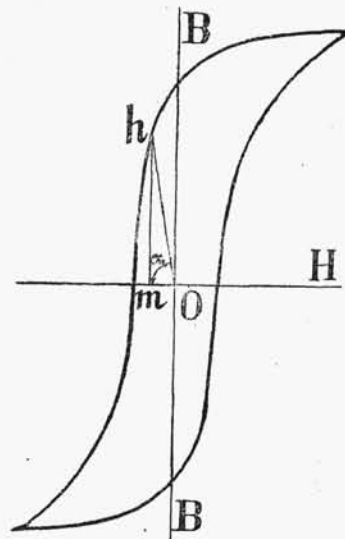
Mając więc wymiary żelaza, łatwo znaleźć  $\alpha$ , a prowadząc prostą  $oh$ , znajdziemy odcinek  $mh$ , który wyraża wielkość indukcji  $B$  w żelazie po przerwaniu prądu.

W magnesach tego rodzaju, stosowanych w praktyce do galwanometrów, stosunek  $\frac{l \cdot s'}{\delta \cdot s}$  równa się około 200.

Taka wielka liczba osiąga się głównie przez zmniejszenie grubości szczeliny powietrznej  $\delta$  i przez zwiększenie jej przekroju  $s'$ .

Chcąc obliczyć indukcję w powietrzu, należy  $B$  zmniejszyć w stosunku  $\frac{s}{s'}$ ; indukcja w powietrzu będzie przeto:

$$B' = B \cdot \frac{s}{s'}$$



Rys. 65.