

CZĘŚĆ II.

Własności obwodu elektrycznego.

ROZDZIAŁ V.

Opór omiczny i przewodnictwo ciał.

1. Określenie zasadnicze. Wiemy z doświadczenia, że wszystkie przewodniki, po których przepływa prąd, ogrzewają się. Jeżeli będziemy mieli na względzie przewodniki jednorodne na całej rozważanej długości, to wywiązywanie się ciepła wyjaśniamy sobie tą własnością przewodników, którą przyjęto nazywać oporem omicznym i uważać za wprost proporcjonalną do ilości ciepła, wywiązującego się w jednostce czasu. Wiadomo też z doświadczenia, że ilość wywiązującego się w przewodniku ciepła jest proporcjonalna do drugiej potęgi prądu. Te zależności wyraża prawo Joule'a.

Mówimy zwykle, że ciepło powstaje skutkiem pracy prądu; jeżeli więc moc prądu, wytwarzającą ciepło, oznaczmy przez W , to będzie ono wprost proporcjonalne do i^2 i do r . Piszemy zatem:

$$W = i^2 r, \text{ stąd } r = \frac{W}{i^2}.$$

Wzór ten określa ściśle pojęcie oporu omicznego — r .

Bezwzględna jednostkę elektromagnetyczną oporu wyprowadzimy z założenia, że prąd w przewodniku posiada siłę bezwzględnej jednostki elektromagnetycznej, a moc jego, wytwarzająca ciepło Joule'a, wynosi jeden erg na sekundę.

Praktyczna zaś jednostka — om ¹⁾ jest to opór takiego przewodnika, w którym, przy prądzie jednego ampera, moc, wytwarzająca ciepło, wynosi jeden wat.

Doświadczeniem stwierdzono, że wielkość oporu jest wprost proporcjonalna do długości przewodnika i odwrotnie poporcjonalna do przekroju, — nadto opór zależy od własności chemicznych i fizycznych przewodnika.

¹⁾ Om oznacza się zwykle przez dużą literę grecką omega: Ω . Określenie oma, podane tutaj, jest teoretyczne, określenie praktyczne czytelnik znajdzie dalej w rozdziale XXVII § 6 i w XXVIII.

Na opór przewodników wpływają rozmaite czynniki zewnętrzne, np. selen jest bardzo wrażliwy na promienie świetlne. Szczególnie pod wpływem promieni żółto-zielonych opór selenu zmniejsza się znacznie. Po usunięciu tego wpływu wielkość oporu wraca do poprzedniej wartości, odbywa się to jednak powoli. Szczególnie wrażliwy na promienie świetlne jest taki selen, który był poprzednio utrzymywany przez czas długi w temperaturze nieco niższej od temperatury topnienia (220°).

Opór bismutu zmienia się pod wpływem pola magnetycznego.

2. **Opór właściwy i przewodnictwo.** W praktyce oprócz długości i przekroju najważniejszymi czynnikami oporu są: skład chemiczny i temperatura.

Zwykle opór przewodników wyraża się wzorem następującym:

$$r = \rho \frac{l}{q}$$

gdzie l — długość przewodnika (najczęściej w metrach), q — przekrój przewodnika (najczęściej w milimetrach kwadratowych), ρ — opór właściwy.

Oprócz oporu przewodników posługujemy się nieraz wielkością odwrotną: przewodnictwem. Jeżeli oznaczmy przewodnictwo pewnego przewodnika przez k , a opór przez r , to

$$k = \frac{1}{r}.$$

Jednostką przewodnictwa będzie przewodnictwo takiego drutu, którego opór równa się jednemu omowi. Taką jednostkę jedni nazywają mo, inni siemens.

Jeżeli ρ jest oporem właściwym, to przewodnictwem właściwym nazwiemy:

$$\gamma = \frac{1}{\rho}.$$

Na zasadzie zaś wzoru dla oporu:

$$r = \rho \frac{l}{q},$$

otrzymamy dla przewodnictwa wzór:

$$k = \gamma \frac{q}{l}.$$

Jako uzupełnienie powyższych wzorów może służyć wzór:

$$\rho_t = \rho_0 (1 + \alpha t),$$

wyrażający z dokładnością dostateczną w zwykłej praktyce ¹⁾ zależność oporu właściwego od temperatury; w tym wzorze ρ_t oznacza opór właściwy w temperaturze t , ρ_0 — opór właściwy przy zerze według skali termometrycznej Celsiusza, α — współczynnik zmienności oporu od temperatury. Częściej stosujemy wzór nieco odmienny:

$$\rho_t = \rho_{15} [1 + \alpha (t - 15)],$$

albowiem w tablicach opory podawane są najczęściej przy temperaturze 15° C.

Ważniejsze dane co do wielkości ρ w omach na metr długości przewodnika

¹⁾ W granicach \pm kilkudziesięciu stopni od temperatury 15° C.

i mm² przekroju przy 15° C. i α na 1000° ¹⁾ podają dla metali i węgla w tablicy według kalendarza Uppenborna z roku 1914.

M a t e r i a ł :	ρ	$\alpha \times 1000$
Drut miedziany (stosowany w praktyce elektro-technicznej): miękki 2	0,01720	4,0
„ twardy 3	0,01750	4,0
Drut i blacha żelazna 15	0,12 — 0,14	4,8 do 4,5
Glin walcowany 6	0,02874	3,7
Ołów prasowany 17	0,20	3,7
Platyna 10	0,094	2,35
Rtęć 20	0,9532	0,873
Srebro miękkie 1	0,0158	3,6
„ twarde 4	0,0175	3,6
Złoto 5	0,022	3,50
Kadm 9	0,068	3,80
Nikiel 13	0,11 — 0,13	4 do 3
Osm 10	0,095	—
Pałac 12	0,11	3
Tantal 16	0,165	3,0
Bismut prasowany 7	1,1 — 1,4	3,5
Cynk prasowany 7	0,059	3,9
Cyna 13	0,11 — 0,14	4,5
Stopy miedzi z glinem 8	0,13 — 0,29	0,5 do 1
Mosiądz (30 % Zn) 8	0,065 — 0,085	2 do 1,2
Stop platyny z rodem (10% Rh) 17	0,20	1,0 do 1,7
Stop platyny ze srebrem (20% Pt) 17	0,20	0,2 do 0,3
Stopy miedzi z manganem 21	0,43 — 1,073	0,00 do 0,05
Stop 84 Cu + 12 Mn + 4 Ni 20	0,41 — 0,46	— 0,003 do 0,01
Stopy miedzi z niklem (i innemi ciałami w drobnych ilościach) 19	0,33 — 0,50	0,005 do 0,053
Stopy miedzi z niklem, cynkiem (i innemi ciałami w drobnych ilościach) 18	0,30 — 0,495	0,072 do 0,350
Stopy żelaza z niklem (i innemi ciałami w drobnych ilościach) 19	0,85 — 0,86	0,69 do 0,73
Grafit i węgiel z retort ²⁾	13 — 100	— 0,8 do — 0,2

¹⁾ Np. gdy opór drutu miedzianego przy 15° wynosi 5 Ω , to przy 60° będzie:
 $5 + 5 \cdot 0,004 \cdot (60 - 15) = 5,9 \Omega$.

²⁾ Djament i zwykły węgiel drzewny mają nadzwyczaj duży opór właściwy.

Ze wzrostem temperatury zwiększa się opór prawie wszystkich metali. Opór zaś węgla przeważnie zmniejsza się, więc α jest tu ujemne; znane są jednak odmiany węgla, posiadające własności metaliczne, t. j. α dodatnie.

Zmiana oporu stopów pod wpływem temperatury jest wogóle znacznie mniejsza, niż zmiana oporu metali czystych. Gdy dla metali czystych przyrost oporu na jeden stopień skali Celsjusza wynosi przeważnie około 0,004, to natomiast niektóre stopy mają współczynnik tysięcy razy mniejszy.

W technice stosowane są zarówno przewodniki o dużym, jak i o małym α . Gdy chodzi o to, aby przy zwiększającej się sile prądu, a więc i wzrastającej temperaturze przewodnika, opór wzrastał, to należy stosować np. miedź lub żelazo. Mając na względzie szersze granice temperatury, należy zaznaczyć, że np. dla żelaza przy wzroście temperatury od 0° do 800° opór wzrasta więcej niż proporcjonalnie do temperatury, a krzywa, wyrażająca tę zależność, ma kształt zbliżony do paraboli.

Przy 800° opór właściwy żelaza jest mniej więcej pięciokrotny w porównaniu z oporem właściwym przy 0°.

Przewodniki o dużym współczynniku cieplnym oporu mają np. zastosowanie przy mierzeniu temperatury sposobem elektrycznym.

Gdy wszakże chodzi o stałość oporu przewodników w rozmaitych okolicznościach, najwłaściwsze są stopy (np. manganin t. j. stop miedzi z manganem i niklem), których opór przy znacznych nawet wahaniach temperatury zmienia się bardzo mało.

Opory właściwe roztworów wykazuje tablica następna ¹⁾, w której podane są w omach na długość 1 cm i przekrój 1 cm² przy 18° C.; współczynnik α na 1° C. wynosi dla wszystkich wymienionych tu roztworów około 2‰ i jest ujemny, tak, że przy ogrzewaniu opór właściwy roztworów zmniejsza się.

Stężenie wpływa na opór roztworów w ten sposób, że roztwory znacznie rozcieńczone i silnie stężone mają opór duży; przy pewnym średnim stężeniu opór roztworu jest najmniejszy ²⁾.

R o z t w ó r:	Procentowa zawartość ciała rozpuszczonego w wodzie:						
	5	10	15	25	30	50	80
Kwasu siarkowego H ₂ SO ₄	4,78	2,55	1,84	1,39	<u>1,35</u>	1,85	9,02
„ azotowego HNO ₃	3,87	2,17	1,63	1,30	<u>1,27</u>	1,58	3,75
„ solnego HCl.	2,53	1,59	<u>1,34</u>	1,38	1,51	—	—
Wodorotlenku potasu KHO	5,82	3,17	2,35	1,85	<u>1,84</u>	—	—
Soli kuchennej NaCl.	14,92	8,27	6,10	<u>4,67</u>	—	—	—
Siarczanu miedzi CuSO ₄	52,60	31,30	23,80	—	—	—	—
Siarczanu cynku ZnSO ₄	52,60	31,30	23,80	<u>20,85</u>	22,74	—	—
Siarczanu magnezu MgSO ₄	38,50	24,40	<u>20,85</u>	23,80	—	—	—

¹⁾ Zaczerpnięta z kalendarza Uppenborna za rok 1914 i przeliczona z przewodnictwa na opór.

²⁾ Patrz rozdział XVII, § 3.

Prąd elektryczny przepływa również przez tak zwane ciała izolujące. Opór tych ciał zależy w wysokim stopniu od napięcia prądu, przy którym wykonywane są pomiary, od temperatury i stopnia wilgotności otaczającego powietrza. Na podstawie pomiarów, przeprowadzonych w pracowni miejskiej w Monachjum ¹⁾, podaję tu kilka ważniejszych liczb w omach na 1 cm długości i przy 1 cm² przekroju.

	Opór właściwy.	Napięcie w woltach na 1 mm grubości.	Temperatura powietrza w stop. C.	Wilgotność względna po- wietrza w %.
Szkło	$8,2 \cdot 10^{12}$	450	19	48
"	$6,6 \cdot 10^{12}$	690	17	70
Mika	$2,6 \cdot 10^{12}$	4000	19	48
Kauczuk	$1130 \cdot 10^{12}$	6600	17	80
"	$800 \cdot 10^{12}$	10500	17	80
"	$210 \cdot 10^{12}$	21000	17	80
Guma twarda (ebonit)	$>4200 \cdot 10^{12}$	540	19	48
" "	$3600 \cdot 10^{12}$	910	17	70
Linoleum	$1,3 \cdot 10^{12}$	286	16	70
"	$1,0 \cdot 10^{12}$	572	16	70
Marmur	$510 \cdot 10^6$	33,7	16	70
"	$495 \cdot 10^6$	50,4	16	70
"	$435 \cdot 10^6$	66,5	16	70
Łupek (szyfer)	$0,78 \cdot 10^6$	40,0	16	70
Gлина (wypalona bez glazury) . .	$13000 \cdot 10^6$	92	19	48
Fibra (Vulkanfiber)	$53 \cdot 10^6$	371	19	48
Mikanit	$6500 \cdot 10^{12}$	1250	19	48
Parafina	$3900 \cdot 10^{12}$	435	17	70
"	$240 \cdot 10^{12}$	2860	17	80

Wreszcie zaznaczyć jeszcze można, że opór właściwy wody dystylowanej na 1 cm długości i przy 1 cm² przekroju wynosi od 0,3 do 7 milionów omów ²⁾, smoły drzewnej $1,7 \cdot 10^{15} \Omega$ przy 18° C., a ciężkiego oleju parafinowego $8 \cdot 10^{12} \Omega$ — w tych samych warunkach.

Suche drzewo ma opór właściwy około kilkudziesięciu milionów omów na 1 cm i 1 cm².

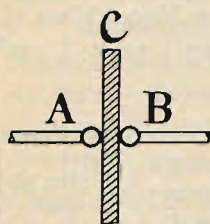
3. Wytrzymałość izolatorów. W praktyce oceniamy zwykle wartość materiałów izolacyjnych nie podług oporu omicznego, lecz według najmniejszego na-
tężenia pola elektrycznego ³⁾, które przebija izolator.

¹⁾ Patrz: Deutscher Kelender für Elektrotechniker von F. Uppenborn. 1914 r.

²⁾ Opór wody rzecznej przy długości 1 cm i przekroju 1 cm² wynosi około 3000 omów wogóle jednak zależy oczywiście w znacznym stopniu od składu chemicznego.

³⁾ Patrz Rozdział IX, § 2.

Gdy mamy izolator *C* (rys. 18), umieszczony pomiędzy dwoma przewodnikami *A* i *B*, to przy pewnym napięciu pomiędzy temi przewodnikami tworzy się w izolatorze otwór, przez który płynie prąd od *A* do *B* w postaci iskry. Najniższe napięcie, przy którym izolator bywa przebity, zależy od wielu okoliczności, a przede wszystkim z jednej strony od kształtu przewodników *A* i *B* i własności elektrycznych obwodu, połączonego z temi przewodnikami, a z drugiej strony od chemicznych i fizycznych własności izolatora, szczególnie od jego grubości, temperatury i wilgotności powietrza otaczającego.



Rys. 18.

Najniższe napięcie, przypadające na jednostkę grubości izolatora, przy którym prąd przebija izolator, nazywamy wytrzymałością izolatora na przebicie.

W celu wykazania, jaka jest wytrzymałość na przebicie najczęściej używanych materiałów izolacyjnych, podaję tu wyniki doświadczeń d-ra Walter'a, który starał się wytworzyć najdogodniejsze warunki dla przebicia izolatorów i otrzymał liczby następujące ¹⁾:

M a t e r j a ł:	Wytrzymałość na przebicie w woltach na milimetr (wartość czynna przy napięciu sinusoidalnie zmiennym).
Guma czysta twarda . .	10000 — 38000
Szkło zwykłe	8000 — 9000
Porcelana zwykła . . .	7500 — 9500
Porcelana twarda . . .	9000 — 10500
Marmur	6500
Mika jednolita	17500 — 28500
Kalafonja	11000
Parafina	11500
Guma miękka	18500

Wytrzymałość na przebicie rozmaitego rodzaju oliwy i nafty, według doświadczeń p. Jona wynosi od 3000 do 710 woltów na milimetr. Za przewodniki, pomiędzy którymi przeskakiwała iskra, były tu stosowane ostrze i płytka. Liczby podane dla napięcia wyrażają wartość czynną napięcia sinusoidalnie zmiennego.

Opór i wytrzymałość na przebicie gazów, a w szczególności powietrza, zależy w wysokim stopniu od prężności i od czynników zewnętrznych tak zwanych jonizujących ²⁾. Wogóle należy zaznaczyć, że powietrze albo np. dwutlenek węgla przy znacznej prężności (kilka atmosfer) są dobrymi bardzo izolatorami; im prężność

¹⁾ Według kalendarza Uppenborna z roku 1914.

²⁾ Rozdz. XVII, § 3.

jest mniejsza, tym mniejszy mają one opór dla prądu elektrycznego, do pewnej jednak tylko granicy, przy bardzo małej prężności opór jest znowu większy, tak, że doskonała próżnia stanowi izolator.

Taka własność gazów daje się wyjaśnić przez teorię jonizacji, polegającą na tem, że prąd elektryczny przepływa przez gaz w sposób podobny, jak w elektrolitach. Prąd przepływa tylko przez gaz zjonizowany, t. j. taki, którego cząsteczki podzieliły się na tak zwane jony. Jony są to cząsteczki materji, naładowane elektrycznością dodatnią lub ujemną. Ruch jonów naelektryzowanych stanowi prąd elektryczny w gazach.

Wszystkie czynniki, ułatwiające tworzenie się jonów, lub też wprost wytwarzające jony zmniejszają opór gazu ¹⁾).

Według doświadczeń W. Weicker'a podana jest w tablicy następującej czynna wartość napięcia sinusoidalnie zmiennego w woltach, wywołująca pierwsze widoczne światelka na przewodnikach, znajdujących się pod napięciem. Zakończenie przewodników wykonano w postaci kulek o różnej średnicy.

Grubość warstwy powietrza pomiędzy kulkami w <i>mm</i> :	Napięcie przy średnicy kulek w <i>mm</i> :		
	10	50	150
10	19900	22800	21000
100	39800	102300	151300
200	43100	126000	—
400	46200	147300	—
600	47400	158900	—

Liczby te stosują się do powietrza w temperaturze 20° C., pod ciśnieniem 740 *mm* wysokości słupa rtęci i przy wilgotności względnej 50%.

¹⁾ Szczegóły, dotyczące przewodnictwa gazów, czytelnik znajdzie w T. III „Zasad fizyki” prof. A. Witkowskiego.

ROZDZIAŁ VI.

Własności magnetyczne ciał.

1. Indukcja magnetyczna. Prąd elektryczny z istoty swojej jest zawsze skojarzony z polem magnetycznym, które często wywiera wpływ na przebieg prądu. Dokładne więc poznanie tego pola oraz własności ciał, podlegających jego wpływom, jest niezbędne w nauce o prądzie elektrycznym.

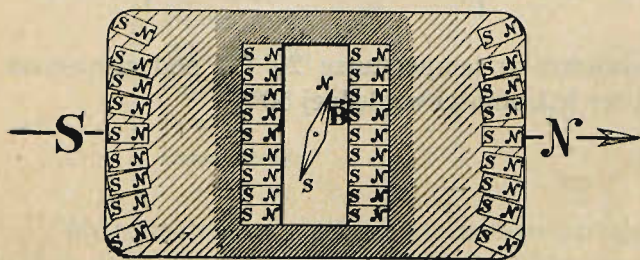
O ile chodzi o pole magnetyczne w próżni lub w ośrodkach nie magnesujących się ¹⁾, wystarcza rozważona powyżej wielkość natężenia pola magnetycznego; gdy jednak w polu magnetycznym umieścimy ciała magnesujące się, wpływ tych ciał na układ sił w polu zniwala do wprowadzenia pojęć nowych, zależnych od własności tych ciał.

W tym razie posługujemy się zwykle wielkością, która w układzie jednostek bezwzględnych, elektromagnetycznych ma wymiary te same, co i natężenie pola i nazywa się indukcją magnetyczną. Wielkość indukcji magnetycznej określamy

przez natężenie pola wewnątrz wąskiej szczeliny, wyciętej w badanym przedmiocie, który został umieszczony w polu magnetycznym; ścianki boczne szczeliny są prostopadłe do kierunku natężenia pola magnesującego (patrz rys. 19).

Oznaczmy indukcję magnetyczną przez B , a natężenie pola magnesującego

przez H . Łatwo zauważyć, że B nie może być równe H , ponieważ na igłę magnetyczną, umieszczoną wewnątrz szczeliny, będą działały, oprócz pola H , jeszcze i bieguny magnetyczne, powstające w rozważanym przedmiocie, jedno na końcach, z prawej i z lewej strony, drugie zaś wewnątrz, na bocznych ściankach szczeliny. Te bieguny są wynikiem odpowiedniego układu cząsteczek wewnątrz przedmio-



Rys. 19.

¹⁾ Powietrze magnesuje się nadzwyczaj słabo, praktycznie zatem może ono być uważane za ośrodek niemagnesujący się.

tu namagnesowanego. Częsteczki, według teorii molekularnej magnetyzmu, są magnesami o dwóch biegunach i układają się swemi osiami magnetycznymi równolegle do natężenia pola magnesującego; kierunek od S do N w każdej częsteczce zgodny jest z kierunkiem natężenia pola.

Oznaczmy siłę działania pola magnesującego na biegun igły magnesowej przez F_1 , siłę działania biegunów zewnętrznych S i N przez F_2 , wewnętrznych zaś powierzchni biegunowych szczeliny przez F_3 i założmy, że wybraliśmy taki punkt pola, gdzie kierunki wszystkich sił leżą na jednej prostej; wtedy siła wypadkowa, działająca na biegun igły magnesowej, będzie:

$$F = F_1 - F_2 + F_3.$$

Siła F_2 ma znak minus, ponieważ, jak widać z rysunku, działanie biegunów zewnętrznych jest odwrotne do działania biegunów wewnętrznych i do natężenia pola magnesującego.

Jeżeli wszystkie składniki równania powyższego podzielimy przez masę bieguna igły magnesowej — m , otrzymamy zamiast równania sił równanie natężeń pól:

$$\frac{F}{m} = \frac{F_1}{m} - \frac{F_2}{m} + \frac{F_3}{m}.$$

Wyraz $\frac{F}{m}$ nazywamy indukcją magnetyczną — B ; $\frac{F_1}{m}$ oznaczamy przez H , a $\frac{F_2}{m}$ przez H' i $\frac{F_3}{m}$ przez H'' , wtedy:

$$B = H - H' + H''^1).$$

Ponieważ H'' jest zwykle znacznie większe od H' , więc B wypada większe od H .

Gdy zamiast rozważanego przedmiotu mamy całą nieograniczoną przestrzeń, wypełnioną jednorodnym magnesującym się ośrodkiem, to wielkość H' , którą zwykle nazywamy rozmagasowującym natężeniem końców magnesu, nie istnieje; wtedy więc:

$$B = H + H''.$$

W takich warunkach stosunek $\frac{B}{H}$ oznaczamy przez μ i nazywamy przenikliwością lub zdolnością magnetyczną ośrodka.

Jest to, jak później ²⁾ zobaczymy, ta sama wielkość, o której wspomniałem w rozdziale I-ym, mówiąc o prawie Coulomb'a.

Badanie wielkości B na podstawie podanego tu określenia nastęrcza wielkie trudności praktyczne; z tego względu dokonywamy tych badań zazwyczaj drogą pośrednią, korzystając z tego, że wielkość siły elektromotorycznej prądu elektrycz-

¹⁾ Stosujemy tu układ miar bezwzględny elektromagnetyczny; ściślejsze i ogólniejsze określenie wielkości B a także uzasadnienie różnych cech charakterystycznych tej wielkości podaję dalej w paragrafie 2-gim.

²⁾ Patrz § 2.

nego indukcyjnego zależna jest od zmiany indukcji B w danym ośrodku. Szczegóły dotyczące tej sprawy podane są w rozdziale XXXVIII, § 2.

Zakładając jak wyżej:

$$\frac{B}{H} = \mu,$$

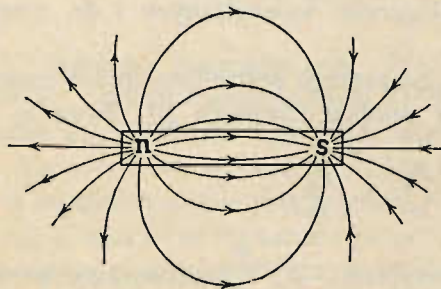
otrzymamy

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

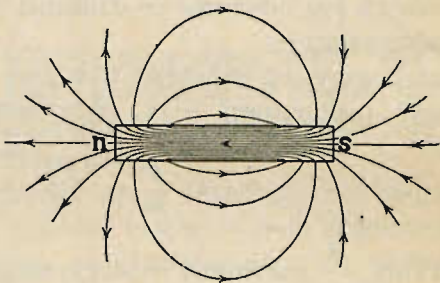
wielkość μ — w stosowanym tu układzie jednostek uważamy za liczbę oderwaną i skutkiem tego mierzymy B i H w tych samych jednostkach.

Jest jednak pewna zasadnicza różnica pomiędzy wielkościami B i H .

Natężenie pola magnetycznego H wokół magnesu uzmysławiamy sobie za pomocą linii sił magnetycznych, które biegną od bieguna północnego do bieguna



Rys. 20.



Rys. 21.

południowego (rys. 20). Linie te w każdym punkcie są styczne do kierunku natężenia pola; strzałki wskazują, w którą stronę jest zwrócone to natężenie.

Dla uzmysłowania sobie indukcji magnetycznej, posługujemy się również liniami, stycznymi w każdym punkcie do kierunku indukcji magnetycznej; linie te jednak mają pewną cechę, zasadniczo różną od linii natężenia pola. Linie indukcji magnetycznej są zawsze liniami zamkniętymi. Na rys. 19 widzimy, że B wewnątrz żelaza jest skierowane od S do N , więc w magnesie np. linie indukcji będą miały postać wskazaną na rys. 21. Wszystkie linie tworzą obwody zamknięte, w których kierunek obwodu jest niezmienny, linia środkowa idzie z nieskończoności do nieskończoności.

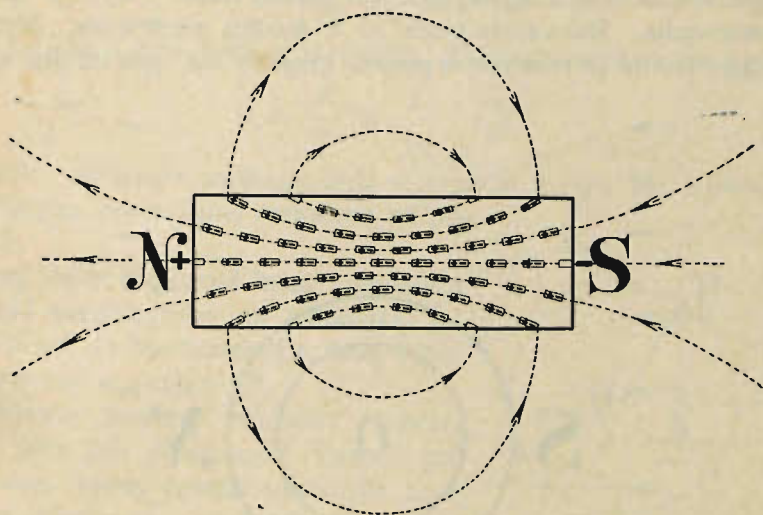
Zarys linii indukcji zewnątrz magnesu wskazują opłatki żelazne rozsypane wokół magnesu na papierze; o liniach indukcji magnetycznej wewnątrz magnesów można powziąć pewne wyobrażenie, zastanawiając się nad układem magnesów częściowych, jak to widzimy na rys. 22.

Przy przejściu z żelaza do powietrza linie indukcji załamują się, o ile przechodzą przez powierzchnię, oddzielającą żelazo od powietrza, pod kątem różnym od prostego. Nazewnątrz żelaza w pobliżu jego powierzchni linie indukcji są zwykle prawie prostopadłe do tej powierzchni ¹⁾.

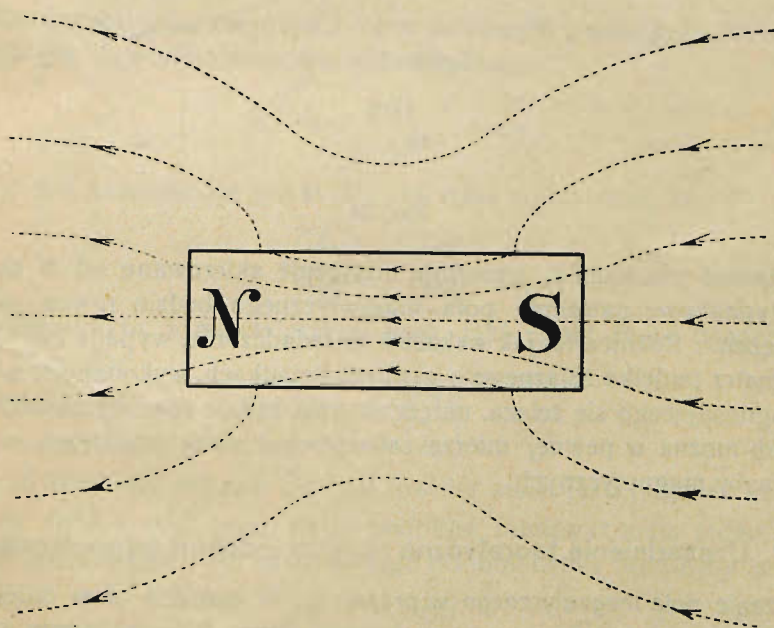
Na rys. 23 wskazany jest przebieg linii indukcji w polu magnetycznym początkowo jednostajnym, w którym został umieszczony kawałek żelaza. W polu

¹⁾ Dowód ścisły czytelnik znajdzie w paragrafie następnym.

jednostajnym kierunek i wielkość natężenia pola jest wszędzie jednakowa. Pod wpływem tego pola żelazo magnesuje się, powstają na nim bieguny, wskutek tego



Rys. 22.

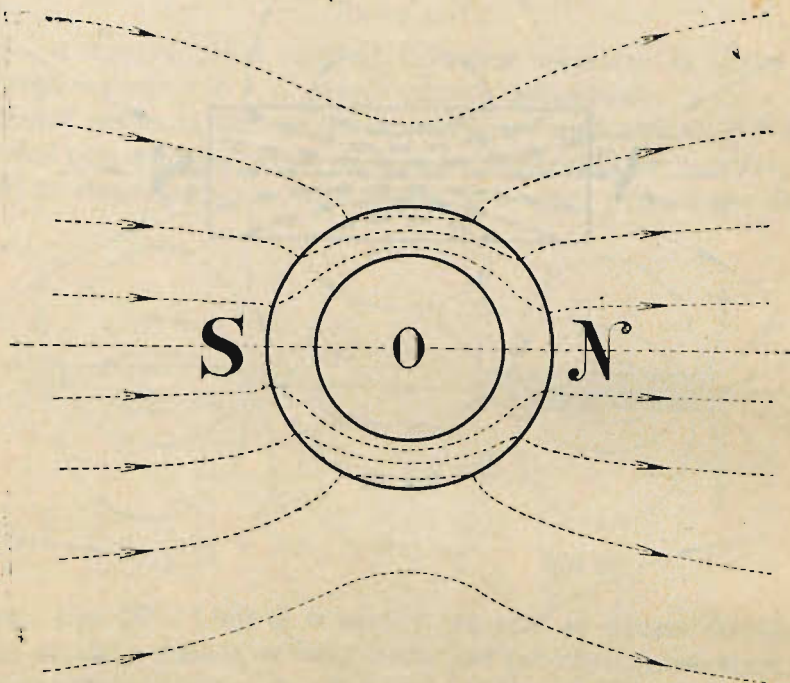


Rys. 23.

pole przestaje być jednostajnym i linie indukcji mają przebieg, wskazany na rysunku; linie te, jak widzimy, skupiają się w żelazie.

Ważne znaczenie praktyczne ma też wypadek układu linii indukcji, które otrzymujemy przy umieszczeniu w polu magnetycznym, początkowo jednostajnym,

pierścienia żelaznego. Układ linii indukcji w takich warunkach wskazany jest na rys. 24. Linje przechodzą tu przeważnie po pierścieniu, omijając jego wnętrze. Wewnątrz pierścienia pole magnetyczne jest bardzo słabe. Wynika to z następującego rozumowania. Rozważmy punkt O w środku pierścienia. Natężenie pola magnesującego jest tu skierowane w prawo, bieguny zaś, powstające na zewnętrz-



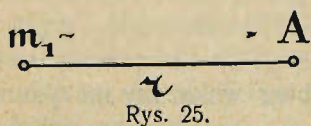
Rys. 24.

nej powierzchni pierścienia, wywołują natężenie skierowane od N do S , a więc w lewo, wypadkowe natężenie pola magnetycznego będzie równe różnicy tych dwóch natężeń. Różnica ta, jak wskazuje doświadczenie, wypada zwykle mała.

Wewnątrz pudełka żelaznego o grubych ściankach, wykonanych z miękkiego, dobrze magnesującego się żelaza, natężenie pola będzie również niewielkie. W ten więc sposób można w pewnej mierze zabezpieczać daną przestrzeń od zewnętrznych wpływów magnetycznych.

2. Uzasadnienie teoretyczne pojęcia indukcji magnetycznej.

Natężenie pola magnetycznego w próżni.¹⁾ W punkcie A w odległości r od masy magnetycznej m (rys. 25) znajdziemy wielkość natężenia pola, posługując się wzorem Coulomb'a.



Rys. 25.

Gdy umieścimy próbną masę m w punkcie A , to według wzoru Coulomb'a, oznaczając przenikliwość ma-

¹⁾ Praktycznie tę samą przenikliwość magnetyczną, którą posiada próżnia, mają powietrze i inne ciała magnesujące się słabo. Próżnia jest to przestrzeń pozbawiona zwykłej materji waźklej.

gęstość prądu przez μ_0 , siłę działania masy m_1 na m wyrażamy wzorem:

$$f = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m_1 \cdot m}{r^2}.$$

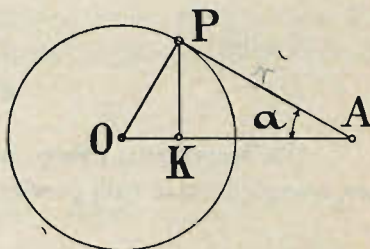
A więc natężenie pola według określenia, podanego w rozdziale 1-ym, będzie:

$$H = \frac{f}{m} = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m_1}{r^2} \dots \dots \dots (a)$$

Wyznamy następnie natężenie pola w punkcie A (rys. 26), wywołane przez masę magnetyczną, jednostajnie rozłożoną na powierzchni kuli.

Oznaczmy przez g gęstość masy magnetycznej t. j. ilość magnetyzmu na jednostkę powierzchni, a przez ds nieskończenie małą cząstkę powierzchni kuli w punkcie P .

Na podstawie symetrii twierdzić możemy, że natężenie pola jest skierowane wzdłuż prostej OA , a więc należy znaleźć wyraz dla sumy odpowiednich rzutów natężeń, pochodzących od wszystkich poszczególnych cząstek magnetyzmu kuli.



Rys. 26.

Cząstka magnetyzmu, znajdująca się w dowolnym punkcie P , według wzoru poprzedniego (a) da wzdłuż kierunku OA składową:

$$dH = \frac{g ds}{\mu_0 AP^2} \cdot \cos \alpha \dots \dots \dots (b)$$

Na linii OA znajduje się punkt K , który ma tę własność, że:

$$\frac{OK}{OP} = \frac{OP}{OA}.$$

Położenie punktu K nie zależy od tego, jaki punkt P na powierzchni kuli rozważamy, ponieważ:

$$OK = \frac{OP^2}{OA},$$

gdzie OA jest długością stałą, a OP jest również stałe, jako promień kuli.

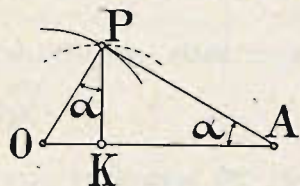
Trójkąty OPK i AOP są do siebie podobne, ponieważ mają jeden kąt wspólny i boki proporcjonalne. Na zasadzie tego podobieństwa będzie my mieli:

$$\frac{AP}{PK} = \frac{OA}{OP} \quad \text{gdzie } AP = \frac{OA \cdot PK}{OP}$$

Określając z tego równania odcinek AP i wprowadzając jego wyraz do równania (b), otrzymamy:

$$dH = g \frac{ds \cdot \cos \alpha}{\mu_0 \cdot PK^2} \cdot \frac{OP^2}{OA^2}.$$

Iloczyn $ds \cdot \cos \alpha$ jest rzutem cząstki powierzchni ds na powierzchnię prostopadłą do \overline{PK} , ponieważ $\angle OPK = \angle PAO = \alpha$ (rys. 27). Cząstkę zaś powierzchni prostopadłą do \overline{PK} , jako cząstkę powierzchni kuli, której środek jest w punkcie K , możemy wyrazić wzorem:



Rys. 27.

$$d\omega \cdot \overline{PK}^2.$$

$d\omega$ wyraża tu kąt bryłowy, odpowiadający rozważanej cząstce powierzchni kuli.

Na podstawie tego rozumowania otrzymujemy:

$$ds \cdot \cos \alpha = d\omega \cdot \overline{PK}^2.$$

A więc:

$$dH = g \cdot \frac{\overline{OP}^2}{\mu_0 \overline{OA}^2} \cdot d\omega.$$

Dla otrzymania całego natężenia dodajemy poszczególne natężenia cząstkowe, uwzględniając całą powierzchnię kuli,

$$H = g \cdot \frac{\overline{OP}^2}{\mu_0 \cdot \overline{OA}^2} \cdot \int d\omega.$$

Suma cząstek kąta bryłowego $d\omega$ dla całej powierzchni kuli, na której rozłożona jest masa magnetyczna, wynosi oczywiście 4π , ¹⁾ a więc:

$$H = \frac{g \cdot 4\pi \overline{OP}^2}{\mu_0 \cdot \overline{OA}^2}.$$

$4\pi \overline{OP}^2$ wyraża powierzchnię kuli, na której jest rozłożona jednostajnie masa magnetyczna, przeto, gdy oznaczymy całą masę przez m , otrzymamy:

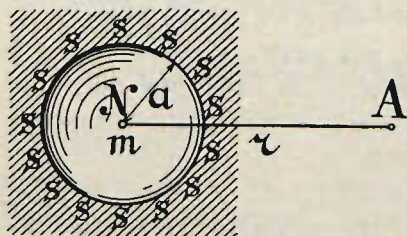
$$m = g \cdot 4\pi \overline{OP}^2.$$

A więc:

$$H = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m}{\overline{OA}^2}.$$

Z tego wzoru widzimy, że natężenie pola w punkcie A jest takie, jak gdyby cała masa była skupiona w środku kuli — O .

Natężenie pola magnetycznego w ośrodku magnesującym się. Gdy mamy masę



Rys. 28.

magnetyczną m (rys. 28), umieszczoną w ośrodku magnesującym się, to w punkcie A na odległości r masa ta nie wywoła takiego samego natężenia pola, jak poprzednio.

Możemy sobie przedstawić wokół masy m przestrzeń, w kształcie kuli, o dowolnie małym promieniu a , wydrążoną w magnesującym się ośrodku. Jeżeli założymy, że

¹⁾ Wypływa to stąd, że powierzchnia kuli o promieniu r jest $4\pi r^2$, więc kąt bryłowy, odpowiadający całej powierzchni kuli wypadnie $\frac{4\pi r^2}{r^2} = 4\pi$.

masa m jest północna, to na wewnętrznej powierzchni kulistego wydrążenia wytworzy się przez wpływ warstwy masy magnetycznej południowej.

Przy wyznaczeniu masy magnetycznej w magnesującym się ośrodku, należy uwzględnić wpływ nie tylko masy m , ale i magnetyzmu na wewnętrznej powierzchni kulistego wydrążenia.

Na podstawie poprzednio wyprowadzonych wzorów wypada, że w próżni natężenie pola magnetycznego w odległości a od masy magnetycznej m wyrażamy wzorem:

$$\frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m}{a^2},$$

a natężenie pola, wywołanego w tym samym miejscu przez masę magnetyczną m' ¹⁾, znajdującą się na wewnętrznej powierzchni kuli o promieniu a , wyrażamy wzorem:

$$- \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m'}{a^2}.$$

Całkowite natężenie pola w odległości a od masy m wynosi:

$$H' = \frac{1}{\mu_0 a^2} \cdot (m - m').$$

To natężenie wywołuje stan magnetyczny w ośrodku, a więc i masę m' .

Oznaczmy ilość masy magnetycznej, przypadającą na jednostkę powierzchni wydrążenia kulistego, przez g . Zależność tej gęstości od natężenia pola magnesującego H' wyrażamy przy pomocy współczynnika ν , który nazywamy współczynnikiem magnetycznym magnesującego się ośrodka.

Zazwyczaj dla wyrażenia gęstości g stosujemy wzór, w którym, niezależnie od współczynnika ν , wprowadzamy współczynnik μ_0 , określający własności magnetyczne próżni:

$$g = \nu \cdot \mu_0 H',$$

a stąd, uwzględniając poprzednie równanie:

$$g = \frac{\nu}{a^2} \cdot (m - m');$$

ponieważ jednak:

$$4 \pi a^2 g = m',$$

przeto:

$$g = \frac{m'}{4 \pi a^2}.$$

Zestawiając w jedno równanie dwa wyrazy tej samej wielkości, otrzymamy:

$$\frac{m'}{4 \pi a^2} = \frac{\nu}{a^2} \cdot (m - m'),$$

a wyznaczając z tego równania m' , otrzymamy:

$$m' = \frac{4 \pi \nu}{1 + 4 \pi \nu} \cdot m.$$

¹⁾ m jest masa północna, a m' południowa.

Natężenie pola, wywołane w rozważanych warunkach przez masę m w punkcie A (rys. 28), znajdującym się np. w żelazie w odległości r od masy m , składa się z dwóch czynników: natężenia, wywołanego przez masę m w próżni, i natężenia, wywołanego w tym samym punkcie przez masę m' , wzbudzoną w magnesującym się ośrodku. Przy wyrażaniu tych dwóch natężeń uwzględniamy przenikliwość magnetyczną próżni — μ_0 . Na podstawie takiego rozumowania otrzymamy:

$$H = \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m}{r^2} - \frac{1}{\mu_0} \cdot \frac{m'}{r^2} = \frac{m}{\mu_0 r^2} \left(1 - \frac{4\pi\chi}{1 + 4\pi\chi} \right),$$

albo:

$$H = \frac{m}{\mu_0 r^2} \cdot \frac{1}{1 + 4\pi\chi} \dots \dots \dots (c)$$

Możemy jednak rozumować jeszcze inaczej. W punkcie A umieścimy masę magnetyczną m_1 i oznaczmy przenikliwość magnesującego się ośrodka przez μ , wtedy siła działania masy m na masę m_1 według wzoru Coulomb'a będzie:

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

a natężenie pola według określenia, podanego w rozdziale I, będzie:

$$H = \frac{f}{m_1} = \frac{1}{\mu} \cdot \frac{m}{r^2} \dots \dots \dots (d)$$

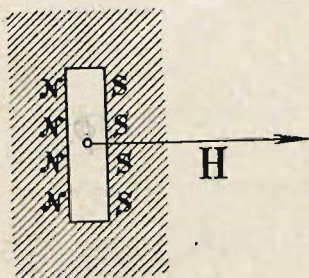
Porównyując wzory (c) i (d), widzimy, że:

$$\mu = \mu_0 (1 + 4\pi\chi) \dots \dots \dots (e)$$

W układzie jednostek bezwzględnych elektromagnetycznych $\mu_0 = 1$, więc:

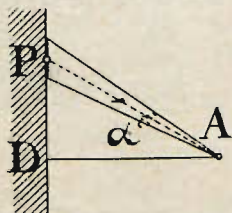
$$\mu = 1 + 4\pi\chi.$$

Indukcja magnetyczna. Magnesujący się ośrodek znajduje się pod wpływem natężenia pola magnesującego H . Przedstawmy sobie wewnątrz tego ośrodka (rys. 29) szczelinę nieskończonej wązkiej, prostopadłą do kierunku natężenia pola magnesującego. Całkowite natężenie pola wewnątrz takiej szczeliny składa się z dwóch części: z natężenia pola magnesującego i natężenia pola powstającego od mas magnetycznych północnych i południowych, pokrywających ścianki szczeliny.



Rys. 29.

Przedstawmy sobie nieograniczoną płaszczyznę (rys. 30), pokrytą jednostajnie magnetyzmem o gęstości g . Określmy natężenie pola w punkcie A w pobliżu tej płaszczyzny.



Rys. 30.

Z symetrii układu wypływa, że natężenie wypadkowe będzie skierowane wzdłuż linii AD prostopadłej do płaszczyzny.

Dla określenia więc natężenia całkowitego należy wyznaczyć sumę rzutów natężeń, wywołanych przez wszystkie cząstki masy magnetycznej na płaszczyznę.

Masa magnetyczna $ds \cdot g$, znajdująca się w punkcie P , wywoła natężenie pola w punkcie A , które wyrażamy wzorem:

$$\frac{ds \cdot g}{\mu_0 AP^2},$$

a rzut na kierunek AD :

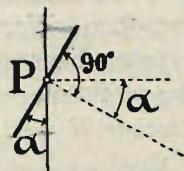
$$dH = \frac{ds \cdot g}{\mu_0 AP^2} \cdot \cos \alpha.$$

Z rys. 31 widzimy, że $ds \cdot \cos \alpha$ jest rzutem cząstki płaszczyzny ds na powierzchnię prostopadłą do AP , więc, oznaczając przez $d\omega$ kąt bryłowy mający wierzchołek w A i odpowiadający cząstce powierzchni ds , możemy napisać:

$$ds \cdot \cos \alpha = d\omega \cdot \overline{AP^2}.$$

Podstawiając tę wartość we wzór powyższy, otrzymamy:

$$dH = \frac{1}{\mu_0} g \cdot d\omega.$$



Rys. 31.

Biorąc sumę natężeń cząstkowych dla całej nieograniczonej płaszczyzny, będziemy mieli:

$$H = \frac{1}{\mu_0} 2\pi g.^1)$$

Ten sam wzór otrzymamy oczywiście i wtedy, gdy płaszczyzna będzie wprawdzie ograniczona, lecz odległość AD będzie nieskończenie mała.

Wracając do rys. 29, widzimy, że mamy tam dwie płaszczyzny, pokryte masami magnetycznymi. Natężenia pola, wzbudzone przez obie warstwy magnetyzmu, są wewnątrz szczeliny zwrócone w prawo, ponieważ jedna z nich jest północna, a druga południowa.

Natężenie pola, wywołane przez obie warstwy, wyniesie:

$$\frac{1}{\mu_0} \cdot 4\pi g.$$

Całkowite natężenie pola wewnątrz szczeliny — H , znajdziemy, dodając natężenie powyższe do natężenia magnesującego, a więc:

$$H_1 = H + \frac{1}{\mu_0} \cdot 4\pi g.$$

Indukcją magnetyczną — B w danym ośrodku nazywamy iloczyn $\mu_0 \cdot H_1$, więc:

$$B = \mu_0 H_1.$$

Uwzględniając poprzednie równanie, otrzymamy:

$$B = \mu_0 H + 4\pi g.$$

Według określenia wartości współczynnika magnetycznego ciał — ν , otrzymujemy:

¹⁾ Kąt bryłowy całkowity odpowiada w tym wypadku półkuli, a więc $= 2\pi$.

$$g = \nu \mu_0 H. {}^1)$$

Podstawiając wartość g w równanie powyższe, otrzymamy:

$$B = \mu_0 H (1 + 4 \pi \nu).$$

Z poprzednich wywodów [wzór (e)] wiemy, że:

$$\mu_0 (1 + 4 \pi \nu) = \mu,$$

więc:

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

Spółczynnik μ wyraża własności magnetyczne ośrodka, w którym wyobrażamy sobie szczelinę. Wzór ten pozostaje bez zmiany dla wszystkich układów jednostek. ²⁾ Wartość jednak współczynnika μ w rozmaitych układach jest różna. W układzie bezwzględny elektromagnetyczny μ wyraża stosunek przenikliwości magnetycznej danego ośrodka do przenikliwości powietrza — jest więc liczbą oderwaną; H i B mierzymy przeto w tych samych jednostkach.

Wszystkie ciała w przyrodzie dadzą się pod względem własności magnetycznych podzielić na trzy zasadnicze grupy: ciała magnetycznie obojętne, diamagnetyczne i paramagnetyczne.

Dla ciał magnetycznie obojętnych $\nu = 0$, a więc $\mu = \mu_0$ i $B = \mu_0 H$.

Dla ciał diamagnetycznych $\nu < 0$, $\mu < \mu_0$, a $B < \mu_0 H$.

Dla ciał paramagnetycznych $\nu > 0$, $\mu > \mu_0$ i $B > \mu_0 H$.

Są to wzory ogólne, inne równania i nierówności otrzymamy, stosując bezwzględny układ elektromagnetyczny jednostek; w tym układzie przyjmujemy, że przenikliwość magnetyczna próżni (powietrza) $\mu_0 = 1$ i wtedy będzie np. dla ciał paramagnetycznych $\nu > 0$, $\mu > 1$, a $B > H$.

Najważniejsze ciała diamagnetyczne są bismut i antymon, a paramagnetyczne żelazo, kobalt, nikiel, sole tych metali, palad, platyna, glin i wreszcie stop miedzi, manganu i glinu ³⁾, wynaleziony w roku 1901 przez Heusler'a. Niektórzy wyróżniają jeszcze ciała ferromagnetyczne, do których zaliczają żelazo, kobalt, nikiel i stop Heusler'a. Ciała te mają znacznie większą przenikliwość magnetyczną niż wszystkie inne ciała paramagnetyczne.

3. Własności magnetyczne żelaza. Jako materiał dobrze magnesujący się, tylko żelazo we wszystkich odmianach ma zastosowanie w elektrotechnice.

Inne materiały, stosowane w elektrotechnice, są praktycznie niemagnesujące się, np. miedź, mosiądz, materiały izolacyjne i t. p. Umieszczone w polu magnetycznym, magnesują się one nadzwyczaj słabo, podobnie jak powietrze; magnetyzm ich nie ma praktycznego znaczenia, przeto na podstawie powyższych rozważań otrzymamy dla tych ciał:

$$\mu = 1 \text{ i } B = H. {}^4)$$

¹⁾ Tutaj niema dodatkowego natężenia magnesującego, bo nazewnątrz szczeliny działania mas magnetycznych znoszą się nawzajem.

²⁾ Patrz Rozdział XXVII.

³⁾ Aluminium.

⁴⁾ Patrz paragraf 1 Rozdziału VI, tu H' i $H'' = 0$.

Wszędzie więc, gdzie mamy do czynienia z ciałami tego rodzaju, przyjmujemy przy obliczeniach przenikliwość magnetyczną tych ciał równą jednostce.

Żelazo natomiast magnesuje się silnie i B jest zawsze większe od H , a więc $\mu > 1$.

Wzór określający własności magnetyczne żelaza jest następujący:

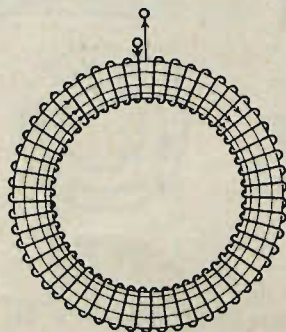
$$B = \mu \cdot H.$$

B oznacza tu indukcję magnetyczną w żelazie, które zostało poddane wpływowi pola magnesującego o natężeniu H , wywołanego czynnikami zewnętrznymi, np. prądem elektrycznym, przebiegającym po drutach, którymi owinięto żelazo; μ — przenikliwość magnetyczna żelaza. Wzór ten nie przedstawia jednak własności żelaza wyczerpująco. Według określenia przenikliwości magnetycznej, podanego w paragrafie pierwszym tego rozdziału, wzór ten z całą ścisłością może być stosowany tylko w tym wypadku, gdy kawałek żelaza nie ma biegunów rozmagnesowujących, które wywołują natężenie pola, skierowane w stronę przeciwną względem pola magnesującego, jak wyjaśniono w paragrafie pierwszym tego rozdziału. Bieguny rozmagnesowujące powstają na końcach kawałka żelaza, gdzie wchodzi i wychodzą linie indukcji. Gdyby kształt kawałka żelaza i układ linii indukcji były takie, że linie indukcji nigdzie nie wychodziłyby z żelaza, to wzór powyższy w tym wypadku mógłby być stosowany z całą ścisłością. Można to praktycznie urzeczywistnić przez nadanie kawałkowi żelaza kształtu pierścienia, który magnesuje się prądem, przepływającym po drucie, nawiniętym na pierścieniu, jak to wskazuje rys. 32. Linie sił magnetycznych mają wtedy postać kół spółśrodkowych, przebiegających całkowicie w żelazie, i oczywiście żadnych biegunów żelazo posiadać nie będzie; ¹⁾ dla indukcji zaś magnetycznej można zastosować wzór: ²⁾

$$B = H + H'',$$

w tym więc wypadku:

$$\frac{B}{H} = \mu.$$



Rys. 32.

Należy też zaznaczyć, że doświadczenie wykazuje pewną zależność μ od B , czyli innymi słowy: współczynnik μ nie jest wielkością stałą.

Wreszcie, przy danym B , wielkość μ nie zawsze jest jedną i tą samą; zależy to jeszcze od poprzednich stanów magnetycznych żelaza. Skład chemiczny i temperatura oczywiście także mają pewien wpływ na współczynnik μ .

Warunki obróbki hutniczej i mechanicznej żelaza wpływają bezwątpienia także na przenikliwość magnetyczną; trudno jest jednak ująć te wpływy krótko i ściśle. To też wszędzie, gdzie chodzi o wartości ścisłe, należy przeprowadzać próby szczegółowe z każdym gatunkiem żelaza, a nawet w wypadkach wyjątko-

¹⁾ Ścisłe mówiąc, linie magnetyczne nie wybiegają nazewnątrz pierścienia tylko wtedy, gdy zwoje zupełnie szczelnie owijają cały pierścień wokoło.

²⁾ Patrz paragraf pierwszy tego rozdziału.

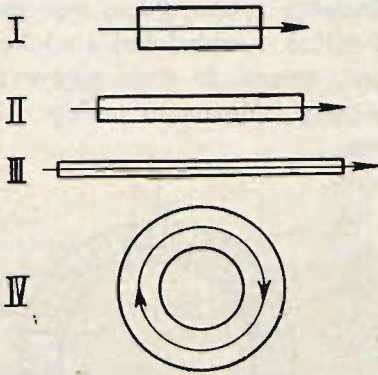
wych z poszczególnymi kawałkami żelaza, celem dokładniejszego zbadania omawianych tu własności. Większe fabryki elektrotechniczne systematycznie poddają próbom kawałki żelaza z poszczególnych dostaw, stosując w tym celu przyrządy, o których będzie mowa dalej przy pomiarach magnetycznych.

W dalszym ciągu rozważymy szczegółowo szereg najważniejszych czynników, wpływających na własności magnetyczne żelaza. Czynniki te są następujące: 1) kształt kawałka żelaza, 2) wielkość indukcji B , 3) poprzednie stany magnetyczne, 4) skład chemiczny, 5) temperatura, 6) czas działania pola magnesującego.

Wpływ kształtu kawałka żelaza. Z określenia wielkości B za pomocą wzoru:¹⁾

$$B = H - H' + H''$$

wynika, że na B mają wpływ bieguny, powstające na końcach kawałka żelaza. Z tego powodu, im kawałek żelaza będzie krótszy i grubszy, tym większy wpływ będą miały bieguny na stan magnetyczny wewnątrz kawałka żelaza. Jak widać ze wzoru, działanie biegunów H' jest rozmagnesowujące, im więc stosunek grubości do długości kawałka żelaza będzie większy, tym mniejszą indukcję magnetyczną B otrzymamy wewnątrz żelaza.



Rys. 33.

Magnesując kawałki żelaza rozmaitego kształtu (rys. 33), łatwo przekonać się można, że w I-ym kawałku otrzymamy indukcję najslabszą, w II-im już nieco większą, a w III-im i w IV-ym — największą.

W dalszym ciągu dla uniknięcia nieporozumień, o ile nie będzie odpowiedniego omówienia, będę miał na myśli zawsze żelazo w kształcie pierścienia.

Wpływ indukcji magnetycznej. We wzorze

$$B = \mu \cdot H \text{ dla żelaza } \mu \text{ jest wielkością zmienną,}$$

różną dla rozmaitych B , jednakże zależność μ od B jest o tyle zawiła, że w praktyce nie są stosowane żadne wzory, które mogłyby mniej lub więcej dokładnie przedstawić zależność μ od B . Natomiast posługujemy się odpowiednimi tablicami i krzywami. Dane praktyczne będą przytoczone we właściwym miejscu, obecnie zaś zwracam uwagę na dwie krzywe, przedstawiające zależność B od H i μ od H na rys. 34 i 35.

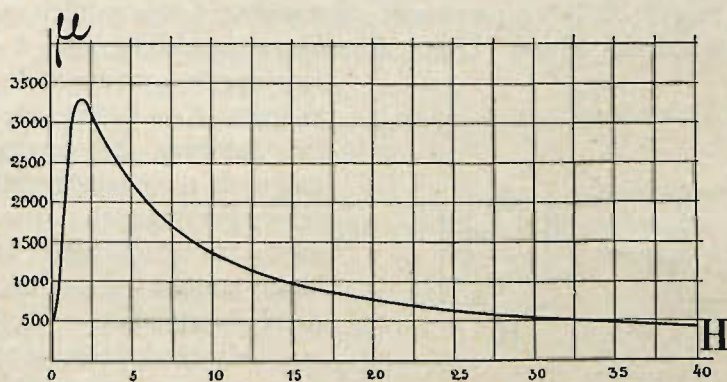
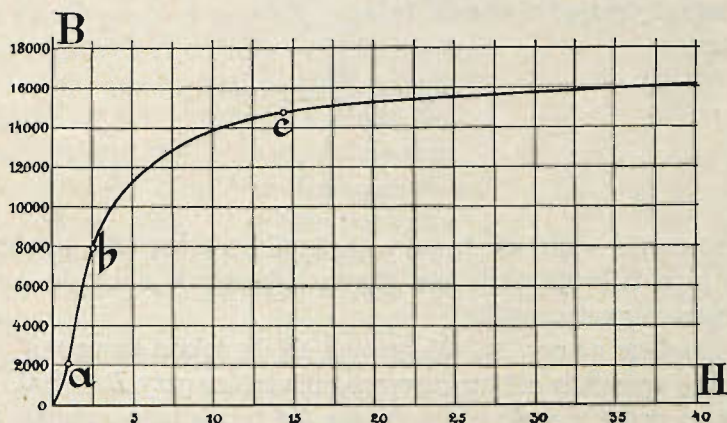
Na wykresie rys. 34 skala dla B jest znacznie większa niż dla H , ponieważ przy względnie niewielkich wartościach natężenia pola otrzymujemy w żelazie znaczną indukcję magnetyczną.

Krzywa $B = f(H)$ ²⁾ ma kilka części charakterystycznych. Przy małych natężeniach pola magnesującego (odcinek oa) krzywa jest nieco wypukłą ku dołowi, co świadczy, że indukcja B wzrasta więcej, niż proporcjonalnie do przyrostu H .

¹⁾ Patrz rys. 19.

²⁾ Czytaj: B funkcja H .

Przy średnich wielkościach natężenia pola magnesującego odcinek ab krzywej jest prawie prosty, indukcja zmienia się prawie proporcjonalnie do przyrostu natężenia pola magnesującego. Dalej zaś w części bc widzimy wypukłość ku górze, co świadczy, że indukcja magnetyczna wzrasta coraz wolniej, aż wreszcie poza punktem c linia zbliża się do prostej, pochylonej pod małym kątem względem osi H . Wtedy żelazo jest namagnesowane prawie do nasycenia i zachowuje



Rys. 34 i 35.

się względem przyrostu pola magnesującego prawie tak samo, jak ciało magnetyczne obojętne. Linia prosta, do której zbliża się rozważana krzywa za punktem c , może być wyrażona wzorem:

$$B = B' + H, \dots \dots \dots (a)$$

gdzie B' oznacza dla tej prostej odcinek rzędnych, odpowiadający $H=0$. B' jest tu oczywiście wielkością stałą, określającą stan magnetyczny żelaza. Stan ten nie zmienia się przy wzroście pola magnesującego.

Odpowiednio do krzywej $B = f(H)$ wykreślono na rys. 35 krzywą $\mu = f(H)$, która wskazuje zależność przenikliwości magnetycznej od natężenia pola magnesującego; μ obliczono ze wzoru $\mu = \frac{B}{H}$. Przy małych natężeniach pola magnesującego

jącego, μ wzrasta szybko. Największa przenikliwość żelaza odpowiada temu punktowi krzywej $B = f(H)$ (rys. 34), gdzie krzywa ta jest styczną do prostej, przeprowadzonej z początku współrzędnych do punktu na krzywej. Punkt taki znajduje się trochę niżej od punktu b . Dalej ze wzrostem pola magnesującego przenikliwość zmniejsza się z początku prędko, potem powoli. Gdy stan magnetyczny żelaza zbliża się do nasycenia, zmienność μ zbliża się do zmiany według wzoru, który otrzymamy, uwzględniając równanie (a).

Ponieważ:

$$\mu = \frac{B}{H},$$

więc:

$$\mu = \frac{B'}{H} + 1.$$

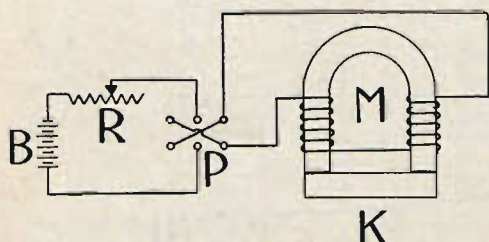
Z tego równania wypływa, że przy nieskończonej wielkości natężeniu pola magnesującego przenikliwość staje się równą jedności w układzie bezwzględnych jednostek elektromagnetycznych.

Krzywe podane na rys. 34 i 35 stosują się do żelaza kutego.

Największą przenikliwość magnetyczną ma żelazo przy $B=6800$ i H = około 2.

Największa przenikliwość magnetyczna dla żelaza tego gatunku wynosi 3300.

Wpływ poprzednich stanów magnetycznych. Histereza. Za pomocą urządzenia, wskazanego na rys. 36, łatwo przekonać się o wpływie poprzednich stanów magnetycznych na własności żelaza. Litera B oznacza tu źródło prądu, R — opór regulacyjny, P — przełącznik, M — elektromagnes, K — kotwicę elektromagnesu.



Rys. 36.

Założmy, że żelazo w elektromagnecie nie posiada całkiem własności magnetycznych i prąd nie płynie, wtedy kotwica K nie będzie przyciągana do podkowy i — o ile nie jest podparta — odpadnie.

Gdy zamkniemy prąd i będziemy go stopniowo zwiększali, przesuwając kontakt opornika R , to podkowa będzie przyciągała kotwicę coraz silniej w miarę wzrostu prądu. Siła przyciągania takiej kotwicy, jak to zobaczymy dalej, jest proporcjonalna do drugiej potęgi indukcji magnetycznej w żelazie, możemy więc twierdzić, że wraz ze wzrostem prądu powiększa się stopniowo indukcja B . Mierzając prąd i siłę przyciągania, możemy wyrazić zależność B od H za pomocą krzywej OA na rys. 37, odkładając na rzędnych pierwiastki kwadratowe z liczb, wyrażających siły przyciągania, proporcjonalne do B , a na odciętych — prądy, proporcjonalne do H .

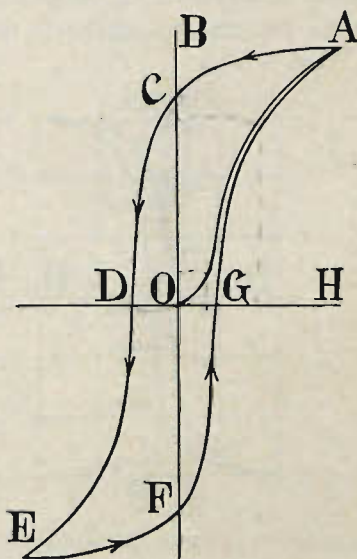
Gdy dojdziemy w ten sposób na krzywej do punktu A i za pomocą opornika R zaczniemy zmniejszać prąd stopniowo aż do zera, mierząc siły przyciągania podkowy przy różnych prądach, przekonamy się, że krzywa będzie inna, niezgodna z OA ; mianowicie, pójdzie ona wzdłuż AC . Indukcja magnetyczna pozostanie, że tak powiem, w tyle względem natężenia pola magnesującego. Od

greckiego słowa *ὑστέρησις* — spóźnianie się — pochodzi właśnie „histereza“, nazwa omawianego tu zjawiska.

Żelazo posiada zatem własność **histerezy**. Przy sile prądu równej zero kotwica K już nie odpada, bo w żelazie istnieje magnetyzm tak zwany **szczątkowy**, którego wielkość wyraża się indukcją B , odpowiadającą $H = 0$; miarą jej jest więc odcinek OC .

Jeżeli zmienimy teraz za pomocą przełącznika P kierunek prądu w elektromagniesie i zwiększając go będziemy powoli, przesuwając kontakt opornika R , to ostatecznie przy pewnej sile prądu kotwica odpadnie, żelazo będzie rozmagnesowane, a indukcja $B = 0$. Przebieg zjawiska odpowiada tu części krzywej CD . Wielkość natężenia pola magnesującego H , wyrażona odcinkiem OD , jest miarą, t. zw. koercji magnetycznej żelaza. To natężenie pola będziemy nazywać **koercyjnym**.

Przesuwając kontakt opornika dalej, zwiększymy jeszcze siłę prądu aż do tej wielkości największej, jaką miał w poprzednim kierunku. Kotwica będzie przyciągana równie mocno, jak w tym stanie elektromagnesu, który odpowiada punktowi A krzywej histerezy. Zmieniając następnie prąd z powrotem, otrzymamy dalszy ciąg krzywej $EFGA$. Krzywą linję zamkniętą $ACDEFGA$ nazywamy **pętlą histerezy**. $\overline{OC} = \overline{OF}$ i $\overline{OD} = \overline{OG}$.



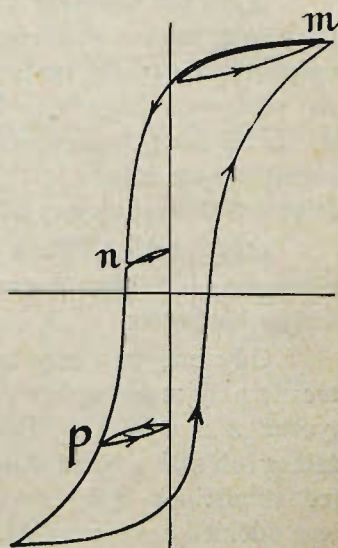
Rys. 37.

Bardzo charakterystyczną przytym jest ta okoliczność, że powyższa krzywa zachowuje ogólną swą postać nawet w tym wypadku, gdy zmiany w prądzie nie są tak prawidłowe, jak wyżej.

Na rys. 38 widzimy krzywą, otrzymaną przez zmianę cykliczną prądu, taką jak poprzednio, z tą tylko różnicą, że w chwilach, odpowiadających punktom krzywej m , n i p , prąd zmniejszono i znowu zwiększano do poprzedniej wielkości; odpowiedni przebieg zmian indukcji magnetycznej wskazują pętliczki ze strzałkami. Z kierunku tych strzałek widzimy, że dla pętliczki m zmianie wielkości B przy zmniejszaniu prądu odpowiada górna część pętliczki, a przy zwiększaniu siły prądu dolna, dla pętliczek zaś n i p — naodwrot.

Kształt pętlicy histerezy w wysokim stopniu zależy od gatunku żelaza.

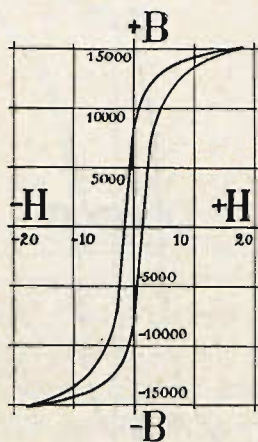
Na rys. 39 wskazana jest pętlica histerezy miękkiego żelaza kutego, a na rys. 40 stali hartowanej. Porównywając te dwa rysunki, widzimy, że po doprowadzeniu stali nawet do mniejszej



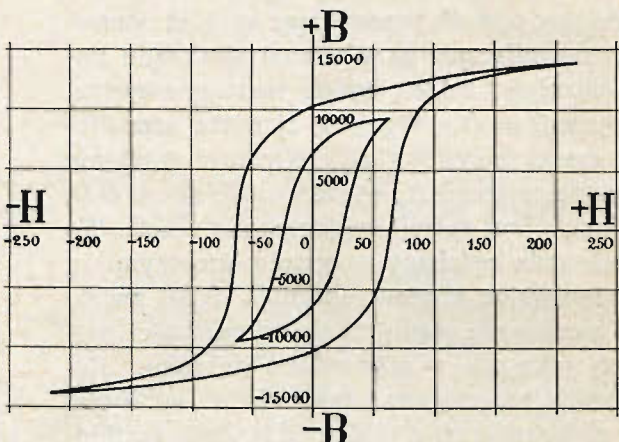
Rys. 38.

indukcji maksymalnej magnetyzm szczątkowy w takiej stali jest większy niż w żelazie. Koercja w stali jest również znacznie większa niż w żelazie. Należy tu jednak mieć na względzie, że do magnesowania stali użyto pole magnetyczne dziesięć razy większe niż do magnesowania żelaza.

Pętlica wewnętrzna pokazana na rys. 40 odpowiada tej samej stali przy mniejszym maksymalnym natężeniu pola magnesującego. Kształt ogólny pętlicy pozostaje bez zmiany, zniknęły tu tylko ostre występy. Porównyując tę małą pętli-



Rys. 39.



Rys. 40.

cę z pętlą histerezy żelaza na rys. 39, łatwo spostrzec, że magnetyzm szczątkowy w żelazie jest tym razem większy niż w stali, jakkolwiek maksymalne natężenie pola magnetycznego, magnesującego stal, jest i tu większe od takiejże wartości pola dla żelaza.

Własność histerezy umożliwia otrzymywanie magnesów stałych. Gdy kawałek żelaza ma kształt pierścienia i bieguny na nim nie powstają (rys. 32), to stan magnetyczny żelaza po przerwaniu prądu określa magnetyzm szczątkowy. Z wyżej podanych krzywych histerezy dla żelaza i stali wynika, że, przy zastosowaniu tej samej maksymalnej wartości natężenia pola magnesującego, magnetyzm szczątkowy w żelazie jest silniejszy. Stały więc magnes żelazny w kształcie pierścienia będzie silniejszy od stalowego.

Gdy jednak chodzi o otrzymanie stałego magnesu z biegunami np. w kształcie pręta, lub igły magnesowej, należy mieć na względzie rozmagnesowujący wpływ biegunów.

Gdy magnesujemy taki kawałek żelaza lub stali prądem, jego stan magnetyczny przy maksymalnym natężeniu pola magnesującego wyraża indukcja magnetyczna $A'A$ (rys. 41). Po przerwaniu prądu magnesującego, rozważany kawałek żelaza lub stali będzie magnesem stałym. Jego stanu magnetycznego nie wyraża jednak odcinek OB , odpowiadający szczątkowemu magnetyzmowi w pierścieniu, lecz odcinek mniejszy CD , ponieważ, po przerwaniu prądu, pozostaje rozmagnesowujące działanie biegunów, wyrażone odcinkiem OC .

Mając to na uwadze, widzimy, że stan magnetyczny takiego stałego magnesu wyłącznie prawie określa koercja, t. j. natężenie pola, znoszące magnetyzm szczątkowy. W stali koercyjne natężenie pola jest znacznie większe, więc na krzywej histerezy stali odcinek CD będzie większy, niż na krzywej histerezy żelaza. Dlatego to magnesy stałe z biegunami wyrabiane są ze stali. Im krótszy jest magnes w porównaniu do grubości, tym z twardszej i lepiej zahartowanej stali należy go wykonać.

Wpływ składu chemicznego na przenikliwość magnetyczną żelaza. Skład chemiczny żelaza ma znaczny wpływ na wielkość indukcji magnetycznej.

W praktyce technicznej stosujemy zwykle pięć gatunków żelaza. Najlepiej magnesuje się, a więc największą ma przenikliwość żelazo miękkie normalne w postaci cienkiej blachy. Dla przykładu podaję, że przy natężeniu pola magnesującego 25 c. g. s.¹⁾, indukcja magnetyczna w takim żelazie wynosi 15 100 c. g. s.

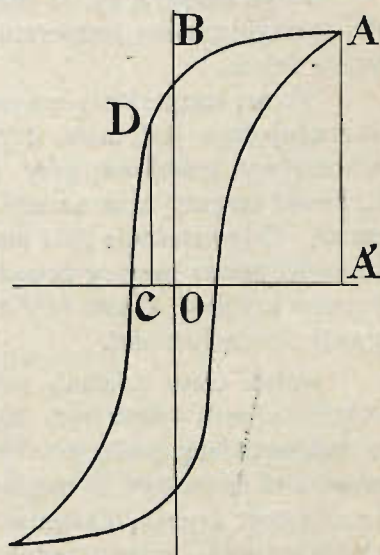
Znacznie gorzej magnesuje się blacha żelazna, nakrzemiona (do 4% krzemu), bo przy tymże natężeniu pola magnetycznego indukcja wynosi 13 900 c. g. s.

Odlewy stalowe magnesują się nieco lepiej, przy tym samym bowiem natężeniu pola magnesującego indukcja wynosi w nich 14 600 c. g. s.

Najmniejszą indukcję w tych samych warunkach otrzymujemy w żeliwie, mianowicie: 6 100 c. g. s.

Twarda stal hartowana magnesuje się trochę lepiej niż żeliwo i w warunkach powyższych indukcja wynosi w niej 7 000 c. g. s.

Niektóre inne szczegóły podaję według wyników prac pp. Gumlich'a i Schmidt'a w tablicy:



Rys. 41.

Gatunek żelaza:	Indukcja maksymalna.	Indukcja szczątkowa.	Natężenie pola koercyjne.	Przenikliwość maksymalna.
Żelazo czyste, bardzo miękkie . . .	18 000	8 000	0,7	6 000
Blacha żelazna do dynamomaszyn . .	18 300	10 000	1,2	4 500
Odlew stalowy	18 200	10 000	2,4	2 800
Żeliwo	10 000	5 000	11	200
Stal twarda	18 000	11 000	15–60	300

¹⁾ c. g. s. — skrócone oznaczenie jednostek w układzie bezwzględny.

Wszystkie podane wyżej gatunki żelaza znajdują zastosowanie przy budowie maszyn i przyrządów elektrycznych.

Wpływ temperatury na przenikliwość magnetyczną żelaza. W warunkach zwykłej praktyki zmiany temperatury wpływają bardzo mało na przenikliwość magnetyczną żelaza.

Wzrost temperatury ma rozmaite skutki, zależnie od tego, czy natężenie pola magnesującego jest małe, czy też duże. Gdy ogrzewamy żelazo, poczynając od temperatury pokojowej przy słabym polu magnesującym, np. 25 c. g. s., przenikliwość magnetyczna narazie wzrasta, osiąga maximum i dalej szybko zmniejsza się. Gdy natężenie pola magnesującego jest znaczne, np. 1000 c. g. s., przenikliwość żelaza przy ogrzewaniu odrazu zmniejsza się, z początku do 600° powoli, a potem szybko. Około 800° dla żelaza i 650° dla stali przenikliwość staje się prawie równą jedności.

Wpływ czasu działania pola magnetycznego. Gdy puścimy prąd do zwojów elektromagnesu (patrz rys. 36), indukcja magnetyczna nie osiąga zaraz wartości, odpowiadającej sile, przebiegającego w zwojach prądu. Indukcja magnetyczna wzrasta stopniowo z biegiem czasu. Przy dużych natężeniach pola indukcja wzrasta dość szybko, natomiast gdy natężenie pola magnesującego jest małe, np. 0,1—0,5 c. g. s., wzrost indukcji odbywa się nieraz w ciągu kilku minut. Również powoli zmienia się indukcja, gdy zmieniamy natężenie pola magnesującego w nieznacznym stopniu.
