

DR. INŻ. STANISŁAW FRYZE
PROF. POLITECHNIKI LWOWSKIEJ

ELEKTROTECHNIKA OGÓLNA

TOM PIERWSZY
ELEKTRYCZNOŚĆ I MAGNETYZM
CZEŚĆ DRUGA
MAGNETYZM.

LWÓW

NAKŁADEM „KOMISJI WYDAWNICZEJ” TOWARZYSTWA BRATNIEJ POMOCY
STUDENTÓW POLITECHNIKI LWOWSKIEJ
1926.

Wydział - Biuro:

Dział:

Referat:

69/979

Używanie obcych tek jest zakazane

12/10
12453



S.05

S.96

S.73

S.70

69

TOMU PIERWSZEGO.

E L E K T R Y C Z N O Ś Ć I M A G N E T Y Z M .

Część druga: Magnetyzm.

	Str.
ISTOTA MAGNETYZMU	1 - 10
1. Teorja fluidów magnetycznych	1
2. Teorja cząstek magnetycznych Webera	2
3. Teorja prądów molekularnych Ampère'a	3
4. Teorja eteroidalna magnetyzmu	4
5. Teorja elektronowa magnetyzmu	5
Stanowisko elektrotechniki wobec powyższych teoryj ..	7
II. ŹRÓDŁA STANÓW MAGNETYCZNYCH	8
III. PRZEGLĄD ZJAWISK MAGNETOSTATYCZNYCH	9

M A G N E T O S T A T Y K A .

I. POJĘCIA, WIELKOŚCI I PRAWA ZASADNICZE	11 - 29
1. Analogje i różnice między stanem magnetycznym a elek- trycznym. Masa magnetyczna (m)	11
2. Prawo Coulomba. Jednostka masy magnetycznej. Układ magnetostatyczny miar	14
3. Przenikalność magnetyczna (μ)	16
4. Jawne i utajone masy magnetyczne	19
II. POLE MAGNETYCZNE	30 - 31

III. ZASADNICZE WIELKOŚCI CHARAKTERYZUJĄCE POLE MAGNETYCZNE	32 - 56
1. Natężenie pola magnetycznego (H). Linje sił	32
2. Indukcja magnetyczna (B). Linje indukcji	35
3. Strumień indukcji (Φ). Prawo Gaussa. Pole magnetyczne zewnątrz magnesu	38
4. Ciągłość strumienia indukcji. Pole wewnątrz magnesu..	42
5. Potencjał w polu magnetostaticznem. Powierzchnie ekwipotencjalne	50
6. Napięcie w polu magnetycznym. Prawo koła napięć	54
IV. ENERGJA POLA MAGNETOSTATYCZNEGO	57 - 58
V. MASA MAGNETYCZNA ROZŁOŻONA	59 - 78
1. Układ magnetostaticzny realny	59
2. Moment magnetyczny (M)	60
3. Natężenie magnetyzacji (J)	63
4. Magnes elementarny idealny	69
5. Nić magnetyczna	71
6. Płytką magnetyczna	73
VI. POLARYZACJA MAGNETYCZNA	79 - 88
1. Magnesowanie ośrodków para- i diamagnetycznych	79
2. Fizykalne znaczenie linii indukcji	84
3. Fikcyjny pomiar natężenia (H) i indukcji (B)	86
4. Załamane linij magnetycznych	87
VII. OŚRODKI FERROMAGNETYCZNE	89 - 152
1. Właściwości ośrodków ferromagnetycznych	89
2. Magnesowanie ciał ferromagnetycznych	91
3. Charakterystyki magnetyczne	97
4. Nasycenie magnetyczne	104
5. Remanent magnetyczny	106

	Str.
6. Koercja magnetyczna	110
7. Histereza magnetyczna	113
8. Odmagnesowujące działanie biegunów	119
9. Wpływ ciepła na magnesowanie. Temperatura krytyczna. Starzenie żelaza	136
10. Praca magnesowania. Energia ośrodka namagnesowanego ..	139
11. Magnesy sztuczne	146
12. Udźwig magnesu	150
13. Osłony magnetyczne	152
VIII. MAGNETYZM ZIEMSKI	153 - 160
1. Pole magnetyczne ziemskie	153
2. Natężenie pola magnetycznego ziemskiego	154
3. Zmiany ziemskiego pola magnetycznego	158
4. Wyzyskanie działań magnetycznych ziemskich	159
IX. POMIARY MAGNETYCZNE	161 - 175
1. Waga Coulomba	161
2. Pomiar masy magnetycznej (m) i momentu magnet. (M)	162
3. Pomiar natężenia pola magnetycznego (H) w powietrzu	167
4. Pomiar natężenia H w ośrodkach materialnych	169
5. Pomiar indukcji (B)	169
6. Pomiar natężenia magnetyzacji (J)	173
7. Pomiar współczynników materiałowych (μ, κ)	173
8. Pomiar napięcia magnetycznego (Um)	174
9. Inne pomiary magnetyczne	175
LITERATURA DO CZĘŚCI DRUGIEJ	176
ERRATA DO CZĘŚCI DRUGIEJ	177

Metoden iterativa

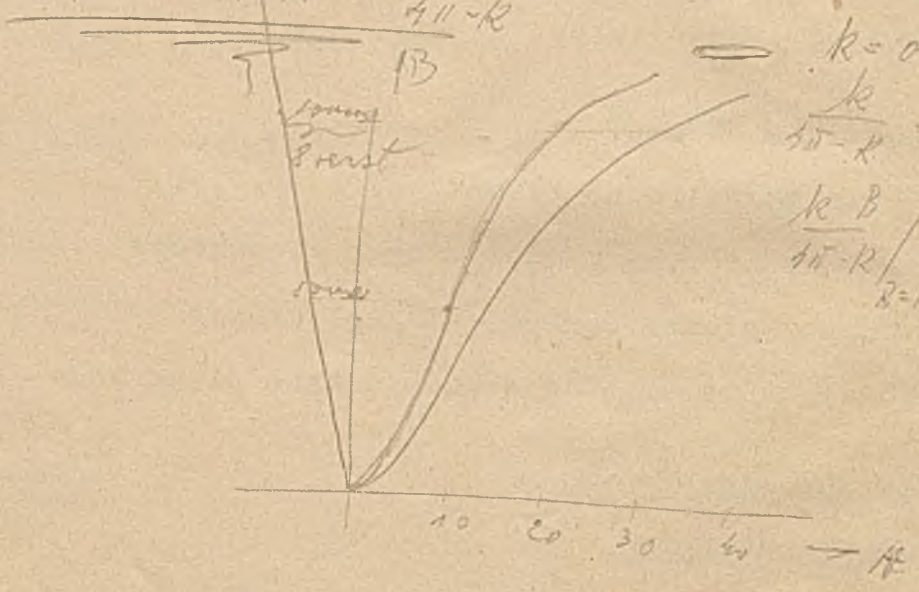
$B = f(H)$ cheq. mure = $B = f(H)$

$H = H_i - k \cdot y$

$y = \frac{B - H_i}{4H - R}$ } rumme

$H = \frac{H_i(4H - R)}{4H - R} - \frac{kB}{4H - R} + \frac{kH_i}{4H - R}$

$H = H_i - \frac{kB}{4H - R} + \frac{kH_i}{4H - R}$



$k = 0.01$
 $\frac{k}{4H - R} = 0.00$
 $\frac{k \cdot B}{4H - R} = 8$
 $B = 1.4 \text{ km}$

T O M I.

E L E K T R Y C Z N O Ś Ć I M A G N E T Y Z M .

Część druga: **MAGNETYZM.**

I. Istota magnetyzmu.

I tu należy rozpocząć pytaniem: Co to jest magnetyzm ?

Zadowolimy je w podobny sposób, jak poprzednio (Część I-sza), pytaniem co to jest elektryczność. Postaramy się mianowicie przedstawić w zwięzły sposób wyniki osiągnięte w tym względzie w ciągu ubiegłych lat rozwoju myśli ludzkiej.

Poglądy na istotę magnetyzmu kształtowały się równorzędnie z teorjami zmierzającymi do wyjaśnienia istoty elektryczności.

Pierwszą godną wzmianki była

1. Teorja fluidów (względnie płynów) magnetycznych
(do końca XVIII wieku).

Do szeregu ciał nieważkich, jakie przyjmowała fizyka celem wyłączenia działań elektrycznych, zaliczano też dwa fluidy względnie płyny magnetyczne: dodatni (południowy) i ujemny (południowy), działające na podobieństwo fluidów względnie płynów elektrycznych.

Fluidy względnie płyny magnetyczne różniły się zasadniczo tem od elektrycznych, że nie miały w żadnym ciele swobodnej ruchliwości, mogły się tylko przesuwac w obrębie drobin (jak elektryczność w dielektrykach).

W każdej cząsteczce ciała magnetycznie obojętnego, miały się znajdować dwa takie płyny przeciwnych znaków, w ilościach równoważnych i z o b o j ę t n i a j ą c y c h się wzajemnie.

Fluidy tych samych znaków odpychają się, fluidy przeciwnych znaków przyciągają się

Magnesowanie polega na rozdzieleniu w obrębie cząstek dwu fluidów przeciwnych znaków, pod wpływem działań zewnętrznych.

Różne ciała mają różne ilości fluidu w swych cząstkach. Teorja ta nastroczała poważne trudności w tłumaczeniu całego szeregu zjawisk, z pewnemi nie dała się nawet wogóle pogodzić.

Zastąpiła ją też rychło

2. Teorja cząstek magnetycznych Webera (1852).

Zelazo miękie, stal itp. (dziś powiedzielibyśmy wszystkie ciała ferromagnetyczne) mają się składać - w myśl tej teorji z molekularnych magnesów (cząstek trwale namagnesowanych), ułożonych w stanie obojętny chaotycznie. Cząsteczki te neutralizują się w działaniu magnetycznem na zewnątrz, jednakże - jak każdy magnes - podlegają z osobna działaniu innych magnesów.

Intenzywność stanu magnetycznego poszczególnych cząstek zależy od natury ciała i jest w ciałach ferromagnetycznych bardzo wielka.

Magnesowanie ciał ferromagnetycznych polega - według Webera - na porządkowaniu owych magnesów elementarnych pod wpływem zewnętrznego działania. (Magnes lub prąd).

Porządkowaniu temu przeciwstawia się pewna siła, pochodząca z przyciągania się różnych biegunów molekularnych, oraz z powodu wzajemnego tarcia się cząstek. Wskutek tego magnesy drobinowe doznają tylko orjentacji częściowej w kierunku działania magnesującego.

Przy stale rosnącym magnesowaniu (np. pod wpływem prądu), ulegają w końcu odwróceniu w kierunku jego działania wszystkie magnesy elementarne, wskutek czego osiągnięta zostaje granica magnesowania, t.zw. n a s y c e n i e m a g n e t y c z n e .

Tarcie obracających się cząstek powoduje wytworzenie się ciepła

zarówno w czasie magnesowania, jak i przy przemagnesowywaniu.

Po ustaniu działania magnesującego, cząstki Webera zachowują swe poprzednie położenie, wskutek czego ujawnia się t zw. r e m a n e n t magnetyczny

Różnice w zachowaniu się pod tym względem żelaza i stali hartowanej można wytłómaczyć różnicami w swobodzie ruchów cząstek tych ciał (np. większe tarcie między cząstkami stali) Doświadczalnie stwierdzamy też, że ciała ferromagnetyczne o stałym remanencie (stal hartowana) grzeją się silniej przy przemagnesowywaniu.

Utratę remanentu tłómaczy teoria Webera o d m a g n e s o w u = j ą c e m działaniem, wytworzonym bądź działaniami zewnętrznymi, bądź oddziaływaniem własnych biegunów. Cząstki magnetyczne zostają tu odwrócone ze swego częściowo uporządkowanego układu i wracają znów do położenia bezładnego

Teoria Webera zdawała - jak widać - wcale dobrze sprawę z całego szeregu zjawisk magnetycznych. Nie brakło też usiłowań przyobleczenia jej w szatę matematyczną i uzupełnienia (Maxwell, Righi, Lamont, Ewing i t. d.) Niemniej jednak nie mogła zadawać w zupełności, gdyż stała bezradna wobec takich zjawisk jak magnesowanie ciał diamagnetycznych, a po części i paramagnetycznych, oraz nastroczała trudności w wytłómaczeniu całego szeregu innych (np. zjawiska magnetoptyczne)

3. Teoria prądów molekularnych Ampère'a (1826).

W przeciwstawieniu do powyższej teorii przyjmującej że w materji istnieją już gotowe magnesy, a magnesowanie polega jedynie na porządkowaniu tychże, rozwinął Ampère zgoła odmienny pogląd.

Zjawiska ujawniające działania magnetyczne prądu, naprowadziły Ampère'a na myśl, że cząsteczki materji zawdzięczają swe własności magnetyczne molekularnym prądom elektrycznym. W materji nie namagnesowanej działania magnetyczne tych prądów molekularnych znoszą się wzajemnie (Układ bezładny)

Fluidy tych samych znaków odpychają się, fluidy przeciwnych znaków przyciągają się

Magnesowanie polega na rozdzieleniu w obrębie cząstek dwu fluidów przeciwnych znaków, pod wpływem działań zewnętrznych.

Różne ciała mają różne ilości fluidu w swych cząstkach. Teoria ta nastroczała poważne trudności w tłumaczeniu całego szeregu zjawisk, z pewnemi nie dała się nawet wogóle pogodzić.

Zastąpiła ją też rychło

2 Teoria cząstek magnetycznych Webera (1852).

Zelazo miękie, stal itp. (dziś powiedzielibyśmy wszystkie ciała ferromagnetyczne) mają się składać - w myśl tej teorii z molekularnych magnesów (cząstek trwale namagnesowanych), ułożonych w stanie obojętnym chaotycznie. Cząsteczki te neutralizują się w działaniu magnetycznym na zewnątrz, jednakże - jak każdy magnes - podlegają z osobna działaniu innych magnesów.

Intenzywność stanu magnetycznego poszczególnych cząstek zależy od natury ciała i jest w ciałach ferromagnetycznych bardzo wielka.

Magnesowanie ciał ferromagnetycznych polega - według Webera - na porządkowaniu owych magnesów elementarnych pod wpływem zewnętrznego działania. (Magnes lub prąd).

Porządkowaniu temu przeciwstawia się pewna siła, pochodząca z przyciągania się różnych biegunów molekularnych, oraz z powodu wzajemnego tarcia się cząstek. Wskutek tego magnesy drobinowe doznają tylko orjentacji częściowej w kierunku działania magnesującego.

Przy stale rosnącym magnesowaniu (np. pod wpływem prądu), ulegają w końcu odwróceniu w kierunku jego działania wszystkie magnesy elementarne, wskutek czego osiągnięta zostaje granica magnesowania, t.zw. n a s y c e n i e m a g n e t y c z n e .

Tarcie obracających się cząstek powoduje wytworzenie się ciepła

zarówno w czasie magnesowania, jak i przy przemagnesowywaniu.

Po ustaniu działania magnesującego, cząstki Webera zachowują swe poprzednie położenie, wskutek czego ujawnia się t zw. r e m a n e n t magnetyczny

Różnice w zachowaniu się pod tym względem żelaza i stali hartowanej można wytłómaczyć różnicami w swobodzie ruchów cząstek tych ciał (np. większe tarcie między cząstkami stali) Doświadczalnie stwierdzamy też, że ciała ferromagnetyczne o stałym remanencie (stal hartowana) grzeją się silniej przy przemagnesowywaniu.

Utratę remanentu tłómaczy teoria Webera o d m a g n e s o w u = j ą c e m działaniem, wytworzonym bądź działaniami zewnętrznymi, bądź oddziaływaniami własnych biegunów. Cząstki magnetyczne zostają tu odwrócone ze swego częściowo uporządkowanego układu i wracają znów do położenia bezładnego

Teoria Webera zdawała - jak widać - wcale dobrze sprawę z całego szeregu zjawisk magnetycznych. Nie brakło też usiłowań przyobleczenia jej w szatę matematyczną i uzupełnienia (Maxwell, Righi, Lamont, Ewing i t. d.) Niemniej jednak nie mogła zadawać w zupełności, gdyż stała bezradna wobec takich zjawisk jak magnesowanie ciał diamagnetycznych, a po części i paramagnetycznych, oraz nastroczała trudności w wytłómaczeniu całego szeregu innych (np. zjawiska magnetoptyczne)

3. Teoria prądów molekularnych Ampère'a (1826).

W przeciwstawieniu do powyższej teorii przyjmującej że w materji istnieją już gotowe magnesy, a magnesowanie polega jedynie na porządkowaniu tychże, rozwinął Ampère zgoła odmienny pogląd.

Zjawiska ujawniające działania magnetyczne prądu, naprowadziły Ampère'a na myśl, że cząsteczki materji zawdzięczają swe własności magnetyczne molekularnym prądom elektrycznym. W materji nie namagnesowanej działania magnetyczne tych prądów molekularnych znoszą się wzajemnie (Układ bezładny)

Fluidy tych samych znaków odpychają się, fluidy przeciwnych znaków przyciągają się

Magnesowanie polega na rozdzieleniu w obrębie cząstek dwu fluidów przeciwnych znaków, pod wpływem działań zewnętrznych.

Różne ciała mają różne ilości fluidu w swych cząstkach. Teorja ta nastroczała poważne trudności w tłumaczeniu całego szeregu zjawisk, z pewnemi nie dała się nawet wogóle pogodzić.

Zastąpiła ją też rychło

2. Teorja cząstek magnetycznych Webera (1852).

Żelazo miękie, stal itp. (dziś powiedzielibyśmy wszystkie ciała ferromagnetyczne) mają się składać - w myśl tej teorji z molekularnych magnesów (cząstek trwale namagnesowanych), ułożonych w stanie obojętnym chaotycznie. Cząsteczki te neutralizują się w działaniu magnetycznem na zewnątrz, jednakże - jak każdy magnes - podlegają z osobna działaniu innych magnesów.

Intenzywność stanu magnetycznego poszczególnych cząstek zależy od natury ciała i jest w ciałach ferromagnetycznych bardzo wielka.

Magnesowanie ciał ferromagnetycznych polega - według Webera - na porządkowaniu owych magnesów elementarnych pod wpływem zewnętrznego działania. (Magnes lub prąd).

Porządkowaniu temu przeciwstawia się pewna siła, pochodząca z przyciągania się różnych biegunów molekularnych, oraz z powodu wzajemnego tarcia się cząstek. Wskutek tego magnesy drobinowe doznają tylko orjentacji częściowej w kierunku działania magnesującego.

Przy stale rosnącym magnesowaniu (np. pod wpływem prądu), ulegają w końcu odwróceniu w kierunku jego działania wszystkie magnesy elementarne, wskutek czego osiągnięta zostaje granica magnesowania, t.zw. n a s y c e n i e m a g n e t y c z n e .

Tarcie obracających się cząstek powoduje wytworzenie się ciepła

zarówno w czasie magnesowania, jak i przy przemagnesowywaniu.

Po ustaniu działania magnesującego, cząstki Webera zachowują swe poprzednie położenie, wskutek czego ujawnia się t z w. r e m a n e n t magnetyczny

Różnice w zachowaniu się pod tym względem żelaza i stali hartowanej można wytłómaczyć różnicami w swobodzie ruchów cząstek tych ciał (np. większe tarcie między cząstkami stali) Doświadczalnie stwierdzamy też, że ciała ferromagnetyczne o stałym remanencie (stal hartowana) grzeją się silniej przy przemagnesowywaniu.

Utratę remanentu tłómaczy teoria Webera o d m a g n e s o w u = j ą c e m działaniem, wytworzonym bądź działaniami zewnętrznymi, bądź oddziaływaniem własnych biegunów. Cząstki magnetyczne zostają tu odwrócone ze swego częściowo uporządkowanego układu i wracają znów do położenia bezładnego

Teoria Webera zdawała - jak widać - wcale dobrze sprawę z całego szeregu zjawisk magnetycznych. Nie brakło też usiłowań przyobleczenia jej w szatę matematyczną i uzupełnienia (Maxwell, Righi, Lamont, Ewing i t. d.) Niemniej jednak nie mogła zadawać w zupełności, gdyż stała bezradna wobec takich zjawisk jak magnesowanie ciał diamagnetycznych, a po części i paramagnetycznych, oraz nastroczała trudności w wytłómaczeniu całego szeregu innych (np. zjawiska magnetoptyczne)

3. Teoria prądów molekularnych Ampère'a (1826).

W przeciwstawieniu do powyższej teorii przyjmującej że w materji istnieją już gotowe magnesy, a magnesowanie polega jedynie na porządkowaniu tychże, rozwinął Ampère zgoła odmienny pogląd.

Zjawiska ujawniające działania magnetyczne prądu, naprowadziły Ampère'a na myśl, że cząsteczki materji zawdzięczają swe własności magnetyczne molekularnym prądom elektrycznym. W materji nie namagnesowanej działania magnetyczne tych prądów molekularnych zroszą się wzajemnie (Układ bezładny)

Magnesowanie polega w istocie swej na porządkowaniu (zwracaniu w jedną stronę) torów tych prądów, a z niemi i drobin materji. Stan nasycenia będzie osiągnięty, gdy wszystkie tory będą zwrócone w jedną stronę.

Teorja Ampère'a wymagała dodatkowej hipotezy, że prądy molekularne płyną po torach bezoporowych. Pozatem nie umiała wyjaśnić skąd się biorą owe prądy. Toteż nie zyskała ogólnego uznania i prawie aż do naszych czasów utrzymała się teorja Webera.

Niemniej jednak teorję Ampère'a należy traktować jako ważny krok naprzód ku postępowi. Znegowała ona mianowicie istnienie osobnego czynnika zwanego magnetyzmem, umożliwiając temsamem sprowadzenie stanów magnetycznych do stanów elektrycznych. Zobaczymy, że najnowsza teorja elektronowa rozwija się w tym samym kierunku.

4. Teorja eteroidalna magnetyzmu

Analogicznie jak odnośnie do stanów elektrycznych, forsowano i tu tę myśl przewodnią Faradaya, Maxwella i Hertza, że stan magnetyczny to szczególny stan przenikającego wszystko eteru kosmicznego.

Nie wiemy na czem polegają te stany eteru, nie umiemy nawet określić czy są one w swej istocie natury statycznej czy dynamicznej. Możemy tylko powiedzieć, że manifestują się podłużnie ciągnieniem, a poprzecznie ciśnieniem, i że materja ma na nie wpływ zasadniczego znaczenia.

Jak wiadomo z poprzednich rozważań, teorja eteroidalna nie uznawała w zupełności czynnika nazwanego elektrycznością. Takie samo stanowisko zajmowała także odnośnie do magnetyzmu.

W myśl teorji eteroidalnej, magnetyzm jako taki nie istnieje zupełnie, są tylko stany magnetyczne.

Na ustrój tego pola ma istotny wpływ materja, nie wywiera go jednak dzięki swym masom magnetycznym, (które w myśl teorji eteroidalnej nie istnieją), tylko w jakiś inny tajemniczy sposób, trudny do zbadania, bo przynależny do zasadniczych właściwości materji.

Za takim stanowiskiem przemawiał najwłaściwiej fakt, że pole magnetyczne może być wytworzone także bez jakiegokolwiek udziału materji i mas magnetycznych, a mianowicie działaniem prądu elektrycznego. (Teorja Ampère'a).

Doświadczenia okazały, że pola magnetyczne są zdolne wytworzyć nie tylko prądy w przewodnikach, lecz także t.zw. prądy eteroidalne Maxwella t.j. elektryczne zmiany stanów eteru kosmicznego.

W teorji eteroidalnej magnetyzmu został definitywnie wyeliminowany z nauki czynnik nazwany masą magnetyczną. Wszelkie dalsze dociekania zdają się zgodnie wskazywać, że magnetyzm jako taki nie istnieje.

Tym torem kroczy też myśl ludzka w rozwoju ostatniej najnowszej teorji magnetyzmu.

5 Teorja elektronowa magnetyzmu.

Jak wiadomo z poprzednich rozważań (Część I.), teorja elektronowa przywróciła do realnego znaczenia czynnik nazwany elektrycznością, zatrzymując równocześnie pogląd Faradaya, Maxwella i Hertza co do pola elektrycznego.

Oдноśnie do magnetyzmu współczesne poglądy wyrażają się w następujących tezach:

- a). Magnetyzm jako taki nie istnieje. Realne są tylko stany magnetyczne eteru i stany magnetyczne materji. Stany magnetyczne eteru, to pole magnetyczne. Stany magnetyczne materji, to układ molekularnych cząstek w stanie magnetycznym.
- b). Molekularne cząstki zawdzięczają swój stan magnetyczny nie masom magnetycznym (które w myśl „a” nie istnieją), tylko prądom molekularnym, które reprezentują ruchy elektronów okrążających jądra atomów.

c). Dociekania na podłożu teorii elektronowej prowadzą do wniosku, że najmniejszy element namagnesowany materji stanowi t.zw. magneton, analogicznie do najmniejszego quantum elektryczności - elektronu (Weiss).

Magnetony stanowią więc niejako cegiełki, z których złożony jest każdy magnes drobinowy, a następnie magnes rzeczywisty.

Teoria elektronowa magnetyzmu znajduje się dopiero w stadium tworzenia. Istotę paramagnetyzmu objaśnia, przyjmując, że ciała paramagnetyczne zawierają w poszczególnych drobinach elektrony opisujące w swych ruchach zamknięte tory, z których każdy daje pewien moment magnetyczny. Gdy wypadkowy moment drobinowy jest różny od zera, orientacja drobin zależy od natężenia pola magnesującego i od temperatury.

Magnesowanie ośrodków paramagnetycznych polega więc na orientowaniu drobin, znajdujących się zresztą w ciągłym bezładnym ruchu (teoria kinetyczna materji).

Gdy wypadkowy moment drobinowy jest równy zeru, może wystąpić tylko stan diamagnetyczny, niezależny od temperatury.

Magnesowanie ośrodków diamagnetycznych ma polegać na deformacji torów ruchu elektronów w poszczególnych drobinach. Ruch bezładny drobin niema tu wpływu na zjawiska.

Właściwość diamagnetyczna jest więc ogólniejsza, bo w każdym cieiele mogą wystąpić takie deformacje torów ruchu elektronów. Jeżeli jednakże przeważy działanie pochodzące ze zorientowanych w polu drobin, ośrodek okaże się w rezultacie paramagnetycznym.

Może się to wydać dziwnem, że największe trudności natrafia teoria elektronowa przy tłumaczeniu magnesowania ciał ferromagnetycznych. Wymaga mianowicie wprowadzenia pewnych, na pierwszy rzut oka paradoksalnych założeń, jak pól molekularnych, sfer działania i t.p. Wypada stąd spontaniczny charakter magnesowania ośrodków ferromagnetycznych.

Stan magnetyczny w tych ośrodkach jest wynikiem raczej impulsu nadającego kierunek w przebiegu zjawiska, a nie działania sił, jak przy magnesowaniu para - i diamagnetycznym (Weiss).

Nie możemy się tu wdawać w te zawiłości, należy tylko zauważyć, że teoria elektronowa jest jeszcze daleką od zupełnego opanowania dziedziny magnetyzmu

Stanowisko Elektrotechniki wobec powyższych teoryj.

Niewątpliwie teoria Ampère'a (prądów molekularnych), względnie teoria elektronowa (wirów elektronowych) są bliższe prawdy jak teoria Webera (cząstek magnetycznych). Obie te teorie mają przytem tę wyższość nad teorią Webera, że umożliwiają abstrahowanie od osobnego czynnika nazywanego magnetyzmem, sprowadzając działania magnetyczne do działań prądów, czyli elektrycznych.

Z praktycznego punktu widzenia, do wyjaśnienia działań magnetostatycznych nadaje się jednakże lepiej teoria Webera i ta jedynie znajdzie tu uwzględnienie.

Wyniki rozważań nie doznają przez to żadnej zmiany, bo opierają się na faktach ustalonych doświadczalnie, więc niezależnych od jakiegokolwiek teorii magnetyzmu.

Technikowi chodzi o takie opanowanie przedmiotu, aby mógł bez trudu rozwiązywać problemy ważne technicznie. Ten cel można osiągnąć bez uciekania się do rozważań zbyt teoretycznych, szczególnie, gdy tak jak tu, chodzi o przestudjowanie jedynie działań magnetostatycznych podstawowego znaczenia.

Uwzględnieniem teorii elektronowej w magnetyzmie zajmuje się fizyka, i ta jedynie może dać odpowiedź na cały szereg pytań odnośnie do problemów zawiłszej natury.

Jakkolwiek więc - w myśl teorii eteroidalnej i teorii elektronowej czynnik nazwany magnetyzmem jest nierealny, zatrzymamy go w naszych rozważaniach, daje to bowiem znaczne ułatwienie studjum początkowego.

Ten sam cel będzie miało także wprowadzenie a b s t r a k c y j =
n y c h mas magnetycznych punktowych, umożliwi bowiem porównywanie
stanów magnetycznych z elektrycznymi.

Wydaje mi się, że w ten sposób dojdziemy najłatwiej do celu, któ=

rym jest poznanie ustroju pola magnetostatycznego i ustroju ciał nama=

gnesowanych z punktu widzenia technicznego.

II. Źródła stanów magnetycznych.

Stany magnetyczne można wytworzyć w dwojaki sposób:

1. Magnesami naturalnymi (magnetyt) i sztucznymi (magnesy) i
 2. Prądem elektrycznym pojętym w najobszerniejszem tego słowa zna=
- czeniu (prądy kondukcyjne, konwekcyjne i prądy Maxwella).

Zarówno w pobliżu magnesów jak i w pobliżu prądów ujawniają się
 pewne działania natury magnetycznej w istocie nie różniące się od sie=
bie (Magnesowanie i przyciąganie ciał, działanie na przewodniki pod
prądem i t.d.).

Stany magnetyczne wytworzone magnesami lub prądami mogą być
s t a ł e (magnesy w spoczynku, prądy stałe w nieruchomych przewodni=
kach), lub z m i e n n e (magnesy w ruchu, prądy zmienne w nieru=
chomych przewodnikach lub prądy stałe albo zmienne w przewodnikach ru=
chomych). Wypada zaznaczyć, że zmiennym stanom magnetycznym towarzyszą
stany elektryczne i odwrotnie, zmiennym stanom elektrycznym towarzyszą
stany magnetyczne.

Przeradzanie się jednych stanów w drugie jest istotą fal elektro=
magnetycznych

W myśl teorii elektronowej, dwa wymienione wyżej źródła magnetyzmu sprowadzają się do jednego, którym jest prąd elektryczny, albowiem magnes możemy traktować jako zespół prądów molekularnych (Teoria Ampère'a)

W dalszych rozważaniach ujawni się, że jednakże istnieje pewna różnica między polem magnetycznym wewnątrz magnesu, a polem wewnątrz solenoidu, zasilanego prądem stałym.

W magnetostatyce przedmiotem badań będą tylko takie stany magnetyczne, których źródłem są magnesy nieruchome.

III. Przegląd zjawisk magnetostatycznych .

Do nich przynależą:

1. Działania dynamiczne.

Różnoimienne bieguny magnesów przyciągają się, równoimienne bieguny odpychają się.

Działania te były pierwszemi, które zauważono.

2. Działania indukcyjne.

Żelazo nabiera w pobliżu magnesu właściwości magnetycznych, podobnie także inne ciała jak nikiel, kobalt i t.d. Ośrodki para i diamagnetyczne ulegają polaryzacji w sferze działania magnesów lub prądów.

3. Działania magnetoptyczne.

Pod działaniem magnesu ulega skręceniu płaszczyzna polaryzacji linijowo spolaryzowanego promienia świetlnego (E f e k t F a r a d a y a).

Przynależy tu także E f e k t K e r r a, polegający na tem, że płaszczyzna polaryzacji światła odbitego od polerowanej ściany namagnesowanego metalu ferromagnetycznego, doznaje ogólnie skręcenia.

Wreszcie wymienić należy wpływ pola magnetycznego na emisję i absorbcję promieni świetlnych u ciał emitujących i absorbujących, poddanych działaniu tego pola (E f e k t Z e e m a n a).

4. Działania fizjologiczne.

Pole magnetyczne ma rzekomo wywierać wpływ także na żywe organizmy.

Wpływ ciepła na stan magnetyczny.

W związku z teorią kinetyczną materji i molekularnym ustrojem magnesu (magnetony), należy przewidywać wpływ ciepła na stan magnetyczny materji. Doświadczalnie stwierdzamy, że tak jest istotnie. Ciała ferromagnetyczne (żelazo, nikiel, kobalt i t.d.) ogrzane do wysokiej temperatury tracą swe odrębne cechy i zachowują się jak ciała paramagnetyczne.

Uwaga: W zestawieniu powyższem pominęliśmy te działania magnetyczne, które wchodzą w zakres elektromagnetyzmu, przynależą one bowiem do działu traktującego o prądach i będą tam rozważane.

M A G N E T O S T A T Y K A .

I. Pojęcia, wielkości i prawa zasadnicze.

1. Analogie i różnice między stanem magnetycznym a elektrycznym.

Masa magnetyczna (m).

Między statycznym stanem elektrycznym a statycznym stanem magnetycznym istnieje cały szereg analogij, które tu - celem ułatwienia analizy - wyzyskamy. Przy porównywaniu tych dwu stanów nie należy jednak zapominać także i o różnicach im właściwych.

Statyczny stan magnetyczny ciała, ujawniający się w całym szeregu działań (dynamicznych, indukcyjnych, i t.d.), przypisujemy (jak w Elektrostatyce) obecności pewnego czynnika (agens) nazwanego $m a g n e = t y z m e m$.

W konsekwencji będziemy więc i tu mówić o $m a s a c h m a g n e = t y c z n y c h$, analogicznie jak w Elektrostatyce o nabojach elektrycznych.

Masa magnetyczna (znak m) wyraża liczbowo ilość jednostek czynnika nazwanego magnetyzmem.

Opierając się na doświadczeniach, rozróżniamy i tu' dwa rodzaje magnetyzmu, względnie mas magnetycznych: D o d a t n i ą, której istnienie przyjmujemy w biegunie p ó ł n o c n y m i u j e m n ą, której istnienie przyjmujemy w biegunie p o ł u d n i o w y m magnesu.

Masy magnetyczne tych samych znaków odpychają się, masy przeciwnych znaków przyciągają się (analogicznie jak naboje elektryczne).

Wyniki niezliczonych doświadczeń doprowadziły do następujących dwu pewnych wniosków, podstawowego znaczenia dla dalszych dociekań:

I. Czynniki nazwane magnetyzmem może występować tylko w łączności z materią i nie da się od niej oddzielić.

II. W każdej najdrobniejszej nawet cząstce materji należy przyjąć istnienie dwu równych mas magnetycznych przeciwnych znaków. Mas tych nie można od siebie oddzielić.

Z pierwszego wniosku wynika, że przewodniki magnetyzmu nie istnieją.

Pod przewodnikiem w znaczeniu elektrycznym rozumiemy bowiem takie ciało, w którym może się odbywać przemieszczanie elektryczności. Tu zaś (wobec I.) przemieszczanie magnetyzmu mogłoby się odbywać tylko w łączności z materją i to (wobec II.) obu mas magnetycznych równocześnie.

Z drugiego wniosku wynika, że

a) Każde ciało namagnesowane musi zawierać równe ilości obu mas przeciwnych znaków, czyli, że w każdym układzie magnetostatycznym musi być (z uwzględnieniem znaków)

$$\sum(m) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

b) Że magnesowanie ciał musi mieć charakter przestrzenny a nie powierzchniowy, czyli, że może być porównywane raczej z polaryzacją elektryczną a nie z indukcją przewodników.

Elektryczność gromadzi się na powierzchni przewodników, magnetyzm ma rozłożenie przestrzenne.

Jednakże i między polaryzacją elektryczną a magnetyczną istnieją zasadnicze różnice i tak:

Elektryzowanie dielektryków można posunąć aż do granic wytrzymałości elektr., magnesowanie ma ogólnie swą granicę w nasyceniu magnetycznym.

Dielektryki spolaryzowane wracają, po ustaniu działań polaryzacyjnych, do swego pierwotnego stanu obojętnego.

Natomiast wiele ciał (i to technicznie ważnych) t.zw. ferromagnetycznych zdolnych jest zatrzymać trwale część nabytych własności magnetycznych (magnesyt sztuczne).

W rozważaniach i doświadczeniach musi więc być uwzględniona t.zw. „p r z e s z ł o ś ć m a g n e t y c z n a ” tych ciał.

Statyczny stan elektryczny scharakteryzowaliśmy odnośnie do niektórych ciał (przewodników) przy pomocy trzech wielkości zasadniczych: naboju (Q), potencjału (V) i pojemności (C). Charakterystyki takiej nie można przenieść na żadne ciało znajdujące się w statycznym stanie magnetycznym. Albowiem przewodniki magnetyzmu nie istnieją, a w każdej cząstce materji namagnesowanej mieszczą się dwie masy przeciwnych znaków.

Zobaczmy dalej, że będzie można mówić jedynie o potencjale poszczególnych punktów ciała namagnesowanego, podobnie jak to miało miejsce u dielektryków. W Magnetostatyce niema więc miejsca na pojęcie, które w Elektrostatyce nazwaliśmy pojemnością.

Powyższy przegląd poucza, że w posiłkowaniu się analogjami przy analizie działań magnetostatycznych należy zachować pewną ostrożność i umiarkowanie. Należy jednakże z nich korzystać, gdyż daje to bezsprzecznie duże ułatwienie w rozważaniach. Z tego też powodu studjum Magnetostatyki poprzedziliśmy Elektrostatyką, jakkolwiek chronologicznie należałoby obrać porządek odwrotny. Wielu autorów zaczyna też rozważania od Magnetostatyki lub łączy Magnetostatykę z Elektrostatyką. Osobiście nie uważam takiego układu za godny naśladowania, uważam bowiem, że studjum Magnetostatyki jest zawilsze niż studjum Elektrostatyki.

Uwaga: W ostatnich czasach ujawnia się dążność do wcielenia Magnetostatyki w studjum traktujące o prądach elektrycznych. W oparciu o teorię prądów molekularnych Ampère'a, względnie o teorię elektronową, rugują fizycy a za nimi i postępowi elektrotechnicy osobny czynnik nazywany dotąd magnetyzmem. Niewątpliwie usiłowania takie przyczyniają się do postępu wiedzy, sprowadzają bowiem wszelkie działania magnetyczne do elektrycznych, redukując ilość hipotetycznych czynników z czterech (elektryczność dodatnia i ujemna, magnetyzm dodatni i ujemny) do jednego (elektrony) Uważam jednak, że za danej nauki nie można rozpoczynać od szczytów, tembardziej, gdy te szczyty są jeszcze pogrążone w mgłę niejasności.

Teorja elektronowa wogóle, a teorja elektronowa magnetyzmu w szczególności, nie są jeszcze ani wykończone ani wolne od całego szeregu niejasności. Może być, że za lat kilka rozbudowa tej tak płodnej we fizyce teorji (elektronowej) zostanie doprowadzona do takiego stanu, że będzie się nią można

posługiwać w miejsce dobrze zasłużonej teorii cząsteczkowej Webera. Obecnie, i w stadium początkowym - jakie tu mamy przerobić - wydaje mi się jednakże najodpowiedniejszym, aby rozważania o elektromagnetyzmie poprzedzić nauką o magnetyzmie w formie możliwie przystępnej.

Objaśnienia podane poprzednio odnośnie do istoty magnetyzmu, mają chronić przed zbyt materjalnym pojmowaniem tego czynnika.

2. Prawo Coulomba. Jednostka masy magnetycznej.

Układ magnetostatyczny miar.

Za punkt wyjścia w rozważaniach przyjmiemy i tu (podobnie jak w Elektrostatyce) prawo Coulomba, odniesione do abstrakcyjnych mas magnetycznych punktowych:

Siła działająca między dwiema masami magnetycznymi (pomyślanymi punktowo) jest wprost proporcjonalna do iloczynu ilości magnetyzmu tych mas, a odwrotnie proporcjonalna do kwadratu ich odległości

(Prawo Coulomba)

$$F = \frac{k}{\mu} \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2} \dots \dots \dots (2)$$

Masy magnetyczne tych samych znaków odpychają się, przeciwnych znaków przyciągają się.

W powyższym wzorze (2) współczynnik μ ma analogiczne znaczenie jak stała dielektryczna ϵ i nazywa się przenikalnością magnetyczną. Przenikalność μ charakteryzuje wpływ ośrodka, w którym działają masy magnetyczne. Współczynnik k zależy od doboru jednostek po jednej i drugiej stronie.

Prawo Coulomba można sprawdzić dość dokładnie z pomocą wagi Coulomba, mierząc wielkość siły F z jaką działają na siebie bieguny dwu długich magnesów ¹⁾.

1) Im magnesy tu są dłuższe, tem mniejszy wpływ na siłę F mają bieguny na drugich końcach magnesu.

Zakładając w (2) $m_1 = 1$, $m_2 = 1$, $l = 1$ cm, $\mu = 1$ i $k = 1$ (bez wymiaru), otrzymamy z (1) $F = 1$.

Dobierając tak $m_1 = m_2$, aby $F = 1$ dynie i przyjmując, że masy magnetyczne (pomyślane punktowo) pomieszczone są w próżni, dla której przyjęto $\mu = 1$, dojdziemy do określenia jednostki ilości magnetyzmu (masy magnetycznej).

Układ oparty na tej podstawie nazywać będziemy (analogicznie do Układu Elektrostatycznego) Układem Magnetostatycznym (skrót MS) ¹⁾.

Jednostkę ilości magnetyzmu w układzie MS ma masa, która równą sobie a odległą o 1 cm odpycha w próżni z siłą jednej dyny (obie masy pomyślane punktowo). W technicznych obliczeniach jednostkę taką nazwano weberem (Nazwa ta nie jest jednak jeszcze ogólnie przyjęta).

Wymiar masy magnetycznej (m) w układzie MS jest ten sam co ilości elektryczności (Q) w układzie ES, albowiem podobnie jak tam, jest i tu

$$m = \sqrt{\frac{1}{k} F \cdot l^2}, \text{ czyli}$$

$$\text{Wymiar } m = \sqrt{L \cdot M \cdot T^{-2} \cdot L^2} = \frac{L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}}$$

(Porównaj str. 34. w Części I - „Elektrostatyka”).

Nie znaczy to bynajmniej, że masa magnetyczna (m) i nabój elektryczny (Q) są czemś identycznym. Wszak podstawy układu miar tak w Elektrotechnice jak i w innych działach nauki są konwencją ogólnie przyjętą i konsekwentnie przeprowadzoną. Poprzednio zauważyliśmy, że np. pojemność i długość lub praca i moment siły mają także jednakowe wymiary, jakkolwiek nie są to bynajmniej wielkości identyczne.

1) Ogólnie układ ten nazywa się magnetycznym lub elektrycznym. (Patrz dalej „Uwaga”).

Zobaczmy w dalszym ciągu, że także wszystkie inne wielkości magnetyczne w układzie MS mają identyczne wymiary z analogicznymi wielkościami elektrostatycznymi w układzie ES. Wyprowadzamy je bowiem z prawa Coulomba w ten sam sposób jak w Elektrostatyce.

W technicznych obliczeniach magnetycznych posługujemy się układem MS, tak więc układ techniczny (praktyczny) zlewa się tu (w Magnetostatyce) z układem MS.

Uwaga: Wypada zaznaczyć, że w dziale traktującym o prądach elektrycznych wprowadzono jeszcze inny układ miar, a mianowicie t.zw. Układ E l e k t r o - M a g n e t y c z n y (skrót EM). Zobaczymy dalej (w tomie II-gim „Prądy stałe”), że układ MS wcielono do układu EM, stąd też często układ MS nazywa się wprost układem EM.

Nie będę tu korzystał z tego pozornego uproszczenia i oznaczać będę układ stosowany w Magnetostatyce skróttem MS. Osiąga się w ten sposób większą przejrzystość i orientację.

W technice następuje trudności operowanie jednostkami, które nie posiadają żadnych nazw. Stąd dążność przydania różnym jednostkom MS specjalnych nazw (weber, gauss, maxwell), jakkolwiek jednostki układu ES także żadnych nazw nie posiadają i oznaczane są w skróceniu znakiem „cgs”.

3. Przenikalność magnetyczna (μ).

Stała μ we wzorze (2), wyrażającym prawo Coulomba matematycznie, podaje, ile razy działanie dynamiczne (F) między dwiema masami magnetycznymi (m_1 i m_2), umieszczonemi w ośrodku materjalnym, jest m n i e j = s z e lub w i ę k s z e od takiego działania w próżni, dla której przyjęto (dowolnie) $\mu = 1$.

W porównaniu z analogiczną stałą (ϵ) w Elektrostatyce obserwujemy co do stałej μ różnice zasadnicze. Gdy bowiem ϵ ma dla wszystkich ośrodków wartość dodatnią i większą od 1, co wskazuje, że wzajemne działanie dynamiczne (F) naboji elektr. jest we wszystkich ośrodkach zawsze

m n i e j s z e aniżeli w próżni, to odmiennie, spotykamy także takie ośrodki, w których wzajemne działanie dynamiczne (F) dwu mas magnetycznych jest w i ę k s z e niż w próżni. Tak więc dla pewnych ośrodków μ może mieć także wartość mniejszą od 1, podczas gdy ϵ może mieć tylko wartość większą od 1. Poza tem ϵ wielu ośrodków nie zależy od natężenia pola elektr. (stąd nazwa „ s t a ł a ” dielektryczna), podczas gdy μ w ogólności zależy od natężenia pola magnetycznego i zmienia się w niektórych ośrodkach (żelazo, stal, nikiel i t.d.) bardzo znacznie.

Zniewala to do szczególnych ostrożności tak w analizie, jak i w pomiarach i nastrocza pewne trudności szczególnie przy badaniu ośrodków technicznie ważnych (żelazo).

Ośrodki, których $\mu > 1$ i praktycznie jest stałe, nazywamy ciałami p a r a m a g n e t y c z n e m i .

Ośrodki, których $\mu < 1$ i praktycznie jest stałe, nazywamy ciałami d i a m a g n e t y c z n e m i .

Wartości μ ciał para - i diamagnetycznych są nie wiele różne od 1, jak to okazuje zamieszczona poniżej tablica.

Ośrodki paramagnetyczne, których μ ma bardzo duże wartości ($\mu \gg 1$) i jest z m i e n n e (wybitnie zależne od natężenia pola magnetycznego) nazywamy ciałami f e r r o m a g n e t y c z n e m i . Należą tu w szczególności: żelazo, stopy żelaza, nikiel, kobalt i t.d.

Ciała ferromagnetyczne mają tę niezwykłą właściwość, że po ustaniu działań magnetyzujących (indukcja pola magnetycznego) zatrzymują (częściowo) nabyte własności magnetyczne (pozostałość, czyli remanent magnetyczny) Właściwość ta w wielu technicznie ważnych urządzeniach magnetycznych bardzo korzystna (magnesy sztuczne, remanent magnetyczny w dynamaszynach) wymaga uwzględnienia t.zw przeszłości magnetycznej ośrodków ferromagnetycznych.

W wykładzie będziemy wyraźnie zaznaczać, jakiego rodzaju ośrodki mamy na myśli. Rozważając działania w ośrodkach magnetycznych, mówić będziemy zasadniczo tylko o ciałach para - i diamagnetycznych. Ośrodki ferromagnetyczne znajdą oddzielne uwzględnienie.



Wartości przenikalności magnetycznej μ .

Ciała diamagnetyczne:

$\mu < 1$

Bismut	1 - 17'6.10 ⁻⁵
Złoto	1 - 3'5.10 ⁻⁵
Rtęć	1 - 2'5.10 ⁻⁵
Srebro	1 - 2'1.10 ⁻⁵
Miedź	1 - 1'26.10 ⁻⁵
Cynk	1 - 1'-- .10 ⁻⁵
Woda	1 - 0'35.10 ⁻⁵

Ciała paramagnetyczne:

$\mu > 1$

Powietrze (1 atm.)	1 + 0'03.10 ⁻⁵
Tlen (1 atm.)	1 + 0'15.10 ⁻⁵
Platyna	1 + 31'4 .10 ⁻⁵
Pallad	1 + 69'1 .10 ⁻⁵

Ciała ferromagnetyczne ($\mu \gg 1$)

mają przenikalność μ bardzo dużą, zmienną i zależną od natężenia pola.

Najnowsze badania wskazują, że wszystkie ciała w przyrodzie podlegają magnesowaniu (jedynie tylko próżnia nie magnesuje się wcale). Gdy jednak ośrodki ferromagnetyczne magnesują się bardzo silnie, ośrodki para - i diamagnetyczne ulegają temu działaniu w bardzo małym stopniu (Tablica).

Kryształy wykazują - podobnie jak przy polaryzacji elektrycznej - różne wartości μ dla różnych osi kierunkowych. Sprawa ta jednak, obchodząca bardzo żywo fizyków, niema żadnego praktycznego znaczenia dla elektrotechników i dlatego nie znajdzie tu uwzględnienia.

Wartości μ ciał ferromagnetycznych zależą (poza natężeniem pola magnetycznego) od całego szeregu warunków, i tak wpływ na μ mają w s t r z ą ś n i e n i a ośrodka magnesowanego, z m i a n y t e m p e r a t u r y , c i ś n i e n i e i t.d.

Technicznie ważne wpływy na wartość przenikalności magnetycznej ośrodków ferromagnetycznych będą omówione w dalszym ciągu.

4. Jawne i utajone masy magnetyczne.

W rozważaniach magnetycznych trzeba uwzględnić, że masa magnetyczna występuje zawsze tylko w łączności z materją i to bipolarnie (t.j. dwubiegunowo). Dzieląc jakąkolwiek materję namagnesowaną na części, zauważymy, że nawet najdrobniejsza taka cząstka zawiera dwie równe masy magnetyczne przeciwnych znaków, czyli, że każda taka cząstka jest zawsze kompletnym magnesem o dwu biegunach N i S.

Nowsze badania wnikające w strukturę atomu zdają się wskazywać, że końcowym rezultatem takiego podziału jest magnes elementarny, już dalej niepodzielny, który - analogicznie do elektronu - nazwano **m a g n e t o n e m**.¹⁾

Nie wdając się w bardzo ciekawe dociekania w tym względzie, możemy przyjąć, że każda materja namagnesowana to układ magnesów elementarnych i rozpocząć badanie od ustalenia ogólnych zasad, jakim musi podlegać rozłożenie masy magnetycznej, przy takim założeniu.

Nie przesadzając bynajmniej struktury ciała namagnesowanego, przyjmijmy narazie - celem ułatwienia - , że wszystkie elementarne magnesy, z których się składa takie ciało, są identyczne. Przyjmijmy dalej - narazie - , że magnesy te mają kształt sztabki graniastosłupowej (rys.1.) i założmy, że masa magnetyczna takiego magnesu ujawnia się w swem działaniu tylko na czołowych ścianach sztabki, t.zn., że masy magnetyczne zawarte w jej wnętrzu neutralizują się wzajemnie.



Rys. 1

Element taki nazywać będziemy **e l e m e n t a r n y m m a g n e s e m i d e a l n y m**.

1) Weiss, Magnetismus. Forschungsergebnisse und neue Gesichtspunkte, Archiv für Elektrotechnik, tom II., 1913 str.1.

Wyobraźmy sobie teraz, że z takich elementarnych magnesów idealnych składamy magnes sztabowy skończony (rys.2). Jaenem jest, że i w takim magnesie działać będą na zewnątrz tylko masy magnetyczne czołowych



Rys 2

ścian sztaby. Masy magnetyczne czołowych ścian magnesów elementarnych wewnątrz sztaby, będą się bowiem neutralizować wzajemnie (oczywiście w układzie takim jak go przedstawia rys.2.).

Układ o takiej strukturze, jak go przedstawia rys.2., nazywać będziemy magnese idealnym.

Magnes idealny ujawnia takie działanie na zewnątrz, jak gdyby posiadał tylko masy magnetyczne na czołowych ścianach biegunów w rozłożeniu powierzchniowym.

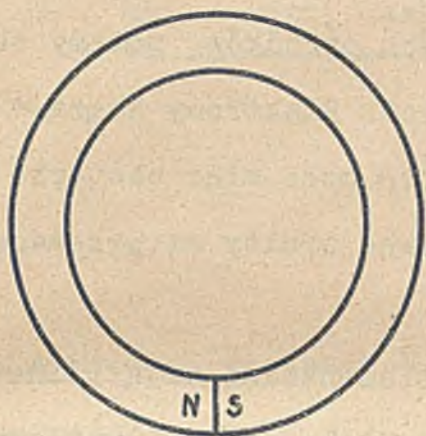
W magnesie idealnym możemy rozróżnić dwie grupy mas magnetycznych. Jedne działające na zewnątrz, bo nie neutralizowane masami przeciwnych znaków, nazywać będziemy j a w n e m i masami magnetycznymi (m_j). W magnesie idealnym mają one, jak podano poprzednio, rozłożenie powierzchniowe na czołowych ścianach sztabki. Drugie (leżące wewnątrz sztabki), neutralizujące się wzajemnie, nazwiemy u t a j o n e m i masami magnetycznymi (m_u). Te nie działają na zewnątrz.

Nazwy te mają charakteryzować jedynie różnice w działaniu na zewnątrz, nie należy przeto pojmować ich jako określenie różnych rodzajów mas magnetycznych.

Każda masa utajona może się stać jawną, gdy tylko usuniemy neutralizującą ją masę przeciwnego znaku, co można skutecznie, łamiąc magnes

na części i oddalając poszczególne części od siebie. I odwrotnie, każda masa jawna może się stać utajoną, gdy przeciwstawimy jej równą masę przeciwnego znaku na ścianie szczelnie przylegającej, co można uskutecznić, składając owe części w całość.

Szczególnie interesujący jest magnes idealny, nie posiadający wogóle

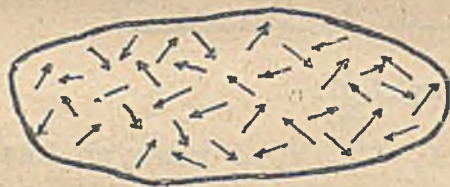


Rys. 3.

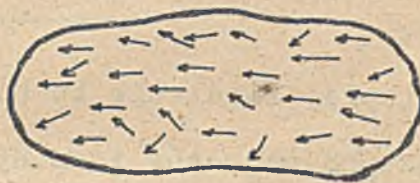
żadnych jawnych mas magnetycznych. Otrzymamy go, łącząc ze sobą bieguny magnesu idealnego, tak, aby czołami szczelnie przylegały do siebie (rys.3.). Idealny taki magnes, zamknięty, nie wywiera żadnych działań magnetycznych na zewnątrz i zawiera same tylko ma-

sy magnetyczne, utajone.

Magnesowanie materji możemy sobie wyobrazić jako porządkowanie magnesów elementarnych, ułożonych (w stanie niemagnetycznym) chaotycznie (rys.4.)



Rys. 4.



Rys. 5.

a zwracających się pod działaniem pola magnetycznego (częściowo) w jedną stronę (rys.5.) (Teorja Webera).

Pogląd taki na istotę magnesowania, doprowadza do wniosku, że magnesowanie musi mieć swą granicę w nasyceniu, co odnośnie do ciał ferromagnetycznych stwierdzamy doświadczalnie. Nowsze badania (Weiss, cytowana poprzednio rozprawa) skłaniają do wniosku, że taka granica istnieje także u ciał para magnetycznych. Obliczenia teoretyczne wskazują jednak,

że osiągnięcie jej wymagałoby działań magnesujących tysiące razy większych niż te, jakimi obecnie rozporządzamy.

Należy podkreślić, że molekularne magnesy znajdują się w ciągłym, bezładnym ruchu - jak tego wymaga teoria kinetyczna materji. Stąd wpływ ciepła na magnesowanie.

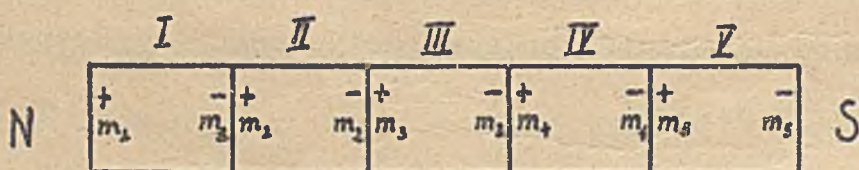
Różnice w stopniu magnesowania się różnych ośrodków, możemy objaśnić różnicami namagnesowania cząstek molekularnych. Elektrony krążą w atomach po różnych orbitach, porządkowanie drobin może więc nastąpić tylko wtedy, gdy działanie pola zewnętrznego na pewne orbity ma przewagę nad innymi.

Założmy teraz, że poszczególne magnesy elementarne mają różne masy lub różne wymiary geometryczne, lub, że nie są one równomiernie rozmieszczone w magnesie, albo wreszcie, że nie wszystkie, identyczne zresztą, magnesy elementarne, są uszykowane w jednakowy sposób.

We wszystkich tych przypadkach nie wszystkie masy wewnętrzne będą neutralizowane w działaniu na zewnątrz i oprócz jawnych mas na czołowych ścianach biegunów, ujawnią się jawne masy także wewnątrz magnesu.

Najlepiej ilustruje to następujący przykład:

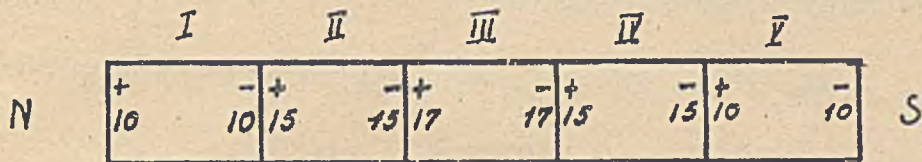
Z małych magnesów idealnych I, II, III, IV, V, o równych kształtach lecz różnych masach magnetycznych m_1, m_2, m_3, m_4, m_5 , składamy magnes sztabowy, w sposób przedstawiony na rys.6.



Rys. 6.

Przypuśćmy, że $|m_1| = 10$ cgs, $|m_2| = 15$ cgs, $|m_3| = 17$ cgs,

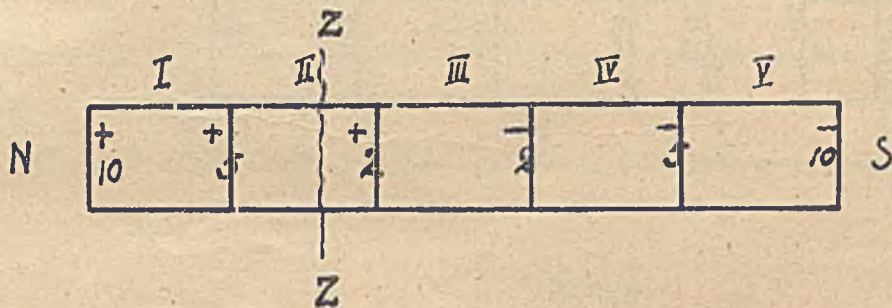
$|m_4| = 15$ cgs, $|m_5| = 10$ cgs (rys.7.)



Rys. 7.

Na czołowych ścianach N i S takiego zespołu wystąpią j a w n e masy magnetyczne $m_1 = + 10$ cgs (N) i $m_5 = - 10$ cgs (S).

Pozatem jednakże wystąpią masy jawne, t.j. działające na zewnątrz, także we wszystkich stykach (rys.8.).



Rys. 8.

a mianowicie:

$$I - II \quad m_{12} = (-m_1) + (+m_2) = (- 10) + (+ 15) = + 5 \text{ cgs,}$$

$$II - III \quad m_{23} = (-m_2) + (+m_3) = (- 15) + (+ 17) = + 2 \text{ cgs,}$$

$$III - IV \quad m_{34} = (-m_3) + (+m_4) = (- 17) + (+ 15) = - 2 \text{ cgs,}$$

$$IV - V \quad m_{45} = (-m_4) + (+m_5) = (- 15) + (+ 10) = - 5 \text{ cgs.}$$

Złożony w ten sposób układ magnesów idealnych działać będzie na zewnątrz tak, jak gdyby zawierał po lewej stronie jawne masy dodatnie

w sumie

$$+m_1 + m_{23} + m_{34} = (+ 10) + (+ 5) + (+ 2) = + 17 \text{ cgs}$$

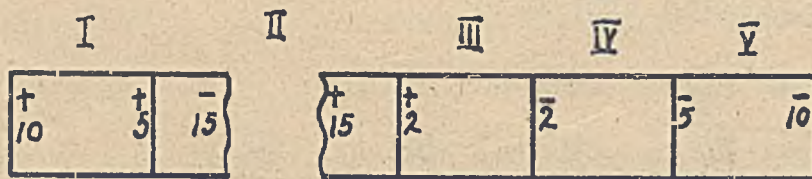
a po prawej, jawne masy ujemne w sumie

$$-m_1 + m_{45} + m_{34} = (- 10) + (- 5) + (- 2) = - 17 \text{ cgs}$$

rozmessezczone w sposób okazany na rys.8.

Bieguny takiego magnesu zawieraja więc po 17 cgs jawnych mas, rozłożonych już nietylko na ścianach czołowych N i S, lecz także w e w n ą t r z magnesu.

Rozłamy tak złożony magnes w dowolnem miejscu np. Z - Z (rys.8) Na ścianach złomu (Z - Z) okaza się utajone przedtem masy $m_2 = - 15$ z lewej strony i $+ 15$ z prawej (rys.9.), a więc tyle, ile z drugiej



Rys.9.

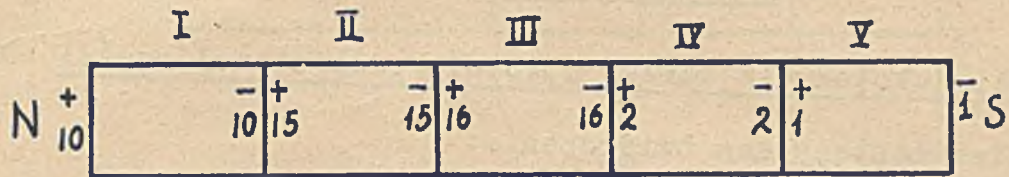
strony mieści się magnetyzmu jawnego, przeciwnego znaku. Gdziekolwiek magnes rozłamiemy, zawsze każda z pozostałych części zawierać będzie tyleż jawnego magnetyzmu dodatniego, co ujemnego, czyli

W każdej oddzielonej części materji namagnesowanej, suma jawnych mas magnetycznych musi być równa zeru.

Wynika to jasno z wzoru (1) $\sum(m) = 0$, albowiem, oprócz mas jawnych (m_j) zawiera magnes tylko masy utajone (m_u), które neutralizując się wzajemnie dają $\sum(m_u) = 0$, zaś $\sum(m) = \sum(m_u) + \sum(m_j)$.

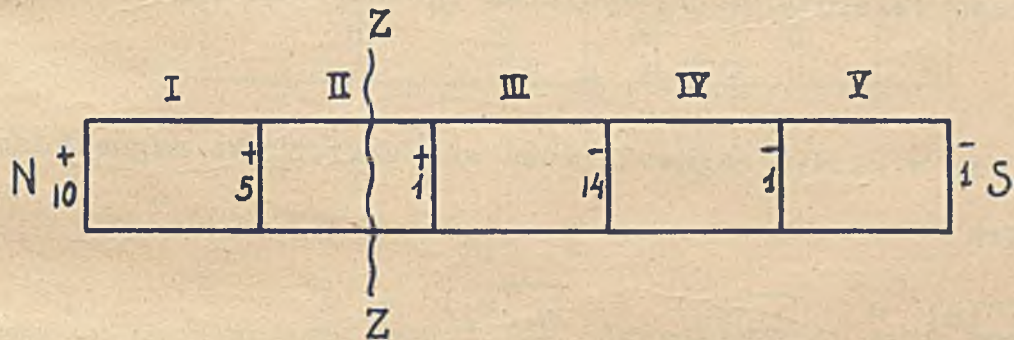
W przykładzie powyższym przyjęliśmy, że magnesy I i V, II i IV są identyczne. Uzyskaliśmy wskutek tego symetrię w rozłożeniu jawnych mas, widoczną w rys.8.

Spróbujmy teraz złożyć ze sobą kilka zupełnie różnych magnesów idealnych (rys.10)



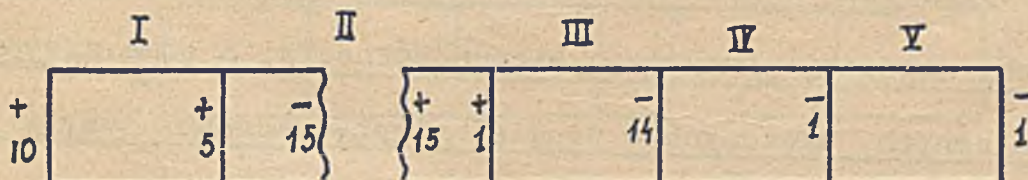
Rys. 10.

Układ jawnych mas wskazuje tu rys.11.



Rys. 11

Jak widać jest znowu suma jawnych mas dodatnich równa sumie jawnych mas ujemnych i to tak dla całości (rys.11), jak i dla dowolnie oddzielonej części magnesu (rys.12).



Rys. 12.

Magnes rzeczywisty możemy sobie wyobrazić złożony z r ó ż n y c h elementarnych magnesów idealnych.

Bez względu na układ tychże, będzie zawsze

$$\underline{\sum(m_j)} = 0 \dots\dots\dots(3)$$

$$\underline{\sum(m_u)} = 0 \dots\dots\dots(4)$$

tak dla całości, jakoteż dla każdej dowolnie oddzielonej części. Możemy więc wypowiedzieć następujące twierdzenia:

1. W każdym magnecie i w każdej od niego o d d z i e l o n e j części suma jawnych mas magnetycznych jest równa zeru.
2. W każdym magnecie i w każdej od niego o d d z i e l o n e j części suma utajonych mas magnetycznych jest równa zeru.

Oba powyższe twierdzenia są wynikiem ogólnej relacji

$$\sum(m) = 0$$

która wyraża, że w każdym magnecie suma wszystkich mas magnetycznych jest równa zeru

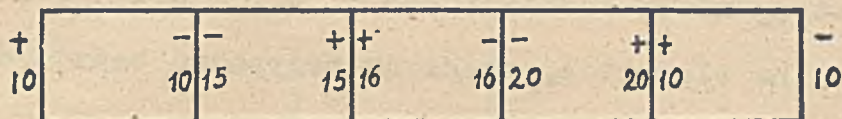
$$\sum(m) = \sum(m_u) + \sum(m_j) = 0$$

Rzut oka na rys.11. poucza, że jawnych mas magnetycznych nie można dopatrywać się jedynie na czołowych ścianach magnesu. Widzimy, że możliwy jest do zrealizowania także taki układ, w którym na czołowej ścianie bieguna N znajduje się np masa $m_1 = + 10$ cgs, a na czołowej ścianie bieguna S masa $m_5 = - 1$ cgs. Same te masy nie mogą więc tworzyć biegunów magnesu, tylko suma wszystkich jawnych mas dodatnich, ułożonych z jednej strony magnesu tworzy jego biegun północny, a suma wszystkich jawnych mas ujemnych, ułożonych z drugiej strony magnesu, tworzy jego biegun południowy.

Linja, przez którą poprowadzona płaszczyzna, odgranicza masy przynależne do poszczególnych biegunów, nazywa się o s i ą o b o j ę t n ą

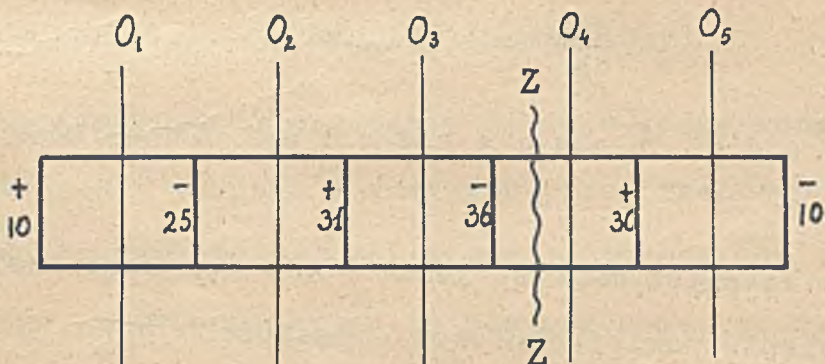
Magnes, który ma jedną tylko oś obojętną, nazwać możemy prostym
 Magnes o kilku osiach obojętnych złożonym.

Układ ilustrujący strukturę magnesu złożonego przedstawia np. rys.13.



Rys.13.

a rozłożenie mas jawnych i osie obojętne rys.14.

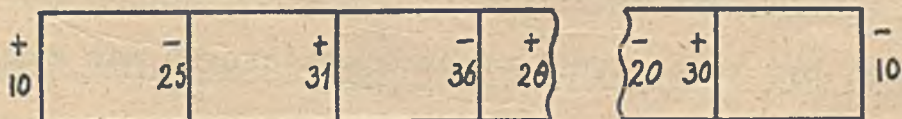


Rys.14.

Mamy tu aż pięć osi obojętnych.. Jednakże i tu suma wszystkich jawnych
 mas magnetycznych równa się zeru, tak dla całości:

$$+ 10 + 31 + 30 = + 71, \quad - 25 - 36 - 10 = - 71,$$

jak i dla dowolnie oddzielonej części (np. Z - Z, rys.15.):



Rys.15.

$$+ 10 - 25 + 31 - 36 + 20 = 0, \quad - 20 + 30 - 10 = 0.$$

We wszystkich powyższych przykładach, jawne masy magnetyczne występowały tylko w rozłożeniu niejako powierzchniowym (na czołowych ścianach biegunów i na ścianach stykowych). Możemy jednak wyobrazić sobie magnesy elementarne dowolnie małe i częściowo chaotycznie ułożone. Jawne masy magnetyczne będą wtedy miały rozmieszczenie przestrzenne w tem znaczeniu, że na element objętości dv przypadają będzie dm_v jawnej masy jednego znaku.

Stosunek $\Rightarrow \frac{dm_v}{dv} = \sigma_v \dots\dots\dots (5)$

będzie wtedy określał gęstość objętościową jawnej masy, o rozłożeniu przestrzennem, podobnie jak stosunek

$$\frac{dm_s}{ds} = \sigma_s \dots\dots\dots (6)$$

określa gęstość powierzchniową masy rozłożonej powierzchniowo.

Gdy wszędzie wewnątrz magnesu jest $\sigma_v = 0$, jawne masy wystąpić mogą tylko w rozłożeniu powierzchniowym o gęstości σ_s .

Ponieważ w każdym magnesie suma wszystkich jawnych mas musi być równa zeru, przeto

$$\sum(m_s) + \sum(m_v) = 0,$$

lub $\sum(m_s) = - \sum(m_v) \dots\dots\dots (7)$

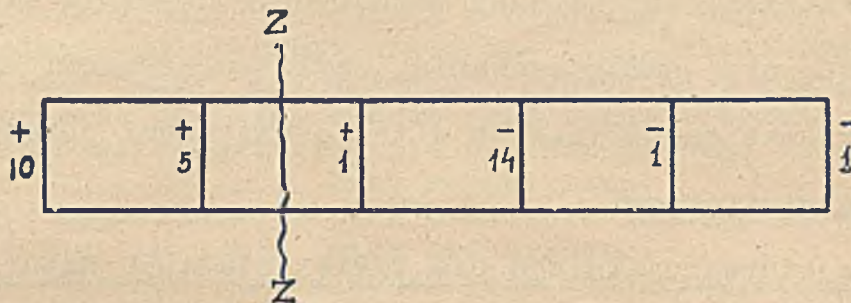
albo $\int_s \sigma_s \cdot ds = - \int_v \sigma_v \cdot dv \dots\dots\dots (8)$

W każdym magnesie i dowolnie od niego oddzielonej części suma wszystkich jawnych mas magnetycznych o rozłożeniu powierzchniowym musi być równa sumie wszystkich jawnych mas magnetycznych o rozłożeniu przestrzennem (wziętej ze znakiem przeciwnym)

Ciekawe to twierdzenie można sprawdzić na którymkolwiek z poprzednich przykładów liczbowych, np. na rys. 11.

$$\sum(m_s) = \int_s \sigma_s \cdot ds = +10 - 1 = +9,$$

$$\sum(m_v) = \int_v \sigma_v \cdot dv = +5 + 1 - 14 - 1 = -9$$

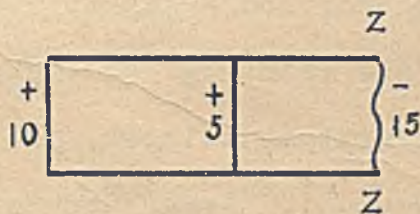


Rys.11. (powtórzony)

Zależność podana pod (7 względnie 8) daje ważne udogodnienia, umożliwia bowiem obliczenie jawnego magnetyzmu przestrzennego, zawartego w dowolnej powierzchni zamkniętej, gdy znany jest rozkład jawnego magnetyzmu powierzchniowego, przypadający na tę powierzchnię, po wyodrębnieniu jej od całości.

Przykład: Oddzielmy od magnesu na podanym powyżej rysunku część leżącą na lewo od Z - Z. Zgodnie z rys.12., wystąpi na powierzchni Z - Z jawna masa równa - 15 cgs (rys.16), zatem

$$\sum(m_s) = \int_s \sigma_s \cdot ds = +10 - 15 = -5 \text{ cgs}$$



Rys.16.

i odpowiada zawartości wewnętrznej jawnego magnetyzmu (+5 cgs).

II. Pole magnetyczne.

Przestrzeń, w której znajdują się masy magnetyczne (magnesy naturalne lub sztuczne) zdradza pewne właściwości fizyczne, manifestujące się - podobnie jak w polu elektrycznym - w działaniach dynamicznych, indukcyjnych i energetycznych, natury magnetycznej.

I tak, w przestrzeni tej na masy magnetyczne działają siły mechaniczne, ciała ulegają w niej namagnesowaniu, czyli polaryzacji magnetycznej, wreszcie transport mas magnetycznych w tej przestrzeni połączony jest z przemianami energetycznymi.

Przestrzeń, w której ujawniają się takie działania natury magnetycznej, przypisywane obecności hipotetycznych i nieruchomych mas magnetycznych nazywamy polem magnetostatycznym, lub krócej, lecz mniej dobrze, polem magnetycznym.

Podobnie jak w elektrostatyce, charakteryzujemy i tu pole magnetyczne z pomocą trzech następujących wielkości zasadniczych:

1. Natężenia pola magnetycznego (H), orjentującego odnośnie do działań dynamicznych w polu,
2. Indukcji pola magnetycznego (B), orjentującej co do działań indukcyjnych w polu i
3. Potencjału magnetycznego (V_m), orjentującego odnośnie do stanów energetycznych w polu.

Natężenie pola H i potencjał V_m mogą być zdefiniowane najzupełniej tak samo jak analogiczne wielkości K i V w Elektrostatyce. Jedyne definicja indukcji B napotyka na trudności, bo - jak to już poprzednio zauważyliśmy - przewodniki magnetyzmu nie istnieją. Będziemy się starali obejść tę trudność w ten sposób, że wykorzystamy związek, jaki zachodzi między masą magnetyczną a strumieniem indukcji. (Prawo Gaussa).

Uwaga 1. Sprawa definicji indukcji B wywołuje ciągle jeszcze dyskusje, zarówno między fizykami jak i elektrykami. Czytaj n.p. Dyskusje na ten temat w Revue Générale de l'Électricité roczniki 1921 - 23. Ostatnio zaś pracę p.t. „Zur Definition der magnetischen Feldgrößen” Prof. J. Wallota w RTZ Nr. 35. rocznik 192 .

Po części dyskusje te wywołane zostały pomieszaniem pojęć, co do natężenia H i indukcji B a co za tem idzie, co do linii sił i linii indukcji, jak to słusznie podniósł już Prof. Pożaryski w artykule p.t. „Natężenie pola magnetycznego a indukcja magnetyczna”, P.E. 1924, Nr.1.

(To samo zauważa i Wallot w cytowanej powyżej pracy).

Uwaga 2. Jakkolwiek pola elektrostatyczne i magnetostatyczne mają jednakowe cechy, (dynamiczne, indukcyjne i energetyczne), to jednakże nie mogą być ze sobą identyfikowane.

Pole elektrostatyczne nie wywiera żadnego działania na **n i e r u c h o m e** masy magnetyczne.

Pole magnetostatyczne nie wywiera żadnego działania na **n i e r u c h o m e** masy elektryczne.

Zastrzeżenie „nieruchome” jest konieczne z tego względu, że jak dalej okażemy:

Ruchowi masy magnetycznej towarzyszy pole elektryczne, zaś ruchowi naboju elektrycznego towarzyszy pole magnetyczne.

Tak wytworzone pola elektryczne i magnetyczne będą się ogólnie różnić od pól elektrostatycznych i magnetostatycznych.

Pola elektrostatyczne i magnetostatyczne mogą istnieć obok siebie w tej samej przestrzeni, nie oddziaływując wzajemnie na siebie.

Pola elektryczne i magnetyczne ogólnie oddziałują na siebie.

III. Zasadnicze wielkości, charakteryzujące pole magnetyczne.

1. Natężenie pola magnetycznego (H). Linje sił:

Działania dynamiczne w polu charakteryzuje wielkość zwana natężeniem.

Natężenie pola magnetycznego (H), jest to wektor określony stosunkiem siły (F) działającej (w pomyślanym doświadczeniu) na dodatnią (północną) masę magnetyczną (+ m) tam umieszczoną, do ilości magnetyzmu tej masy (m).

$$H = \lim_{m \rightarrow 0} \frac{F}{m} \dots \dots \dots (9)$$

Kierunek siły F jest również kierunkiem wektora H

$$\text{Wymiar } H = \frac{\text{Wym. } F}{\text{Wym. } m} = \frac{L M T^{-2}}{L^{3/2} M^{1/2} T^{-1}} = L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}$$

Jest więc (w układzie MS) taki sam, jak wymiar natężenia pola elektrycznego K (w układzie ES). (Porównaj Część I., str.46.).

Jednostkę natężenia (H) w układzie MS ma pole w punkcie, w którym na jednostkę (MS) masy magnetycznej (m), działa siła jednej dyny.

L i c z b o w o z a t e m, natężenie pola H odpowiada sile F w dynach, działającej na masę magnetyczną równą jednostce MS.

W odległości l od masy magnetycznej punktowej m , natężenie H określa wzór

$$H = \frac{1}{\mu} \frac{m}{l^2} \dots \dots \dots (10)$$

W polu magnetycznym, wytworzonym przez n mas magnetycznych punktowych, jest

$$H = \frac{1}{\mu} \sum \hat{\lambda}_i \frac{m_i}{l_i^2} \dots \dots \dots (11)$$

przyczem μ jest tą samą stałą, która figuruje w równaniu Coulomba.

Siłę F działającą na pomyślaną masę magnetyczną punktową m , umieszczoną w miejscu o natężeniu H, określa wzór

$$F = H \cdot m \dots \dots \dots (12)$$

Gdy H i m wstawimy w jednostkach MS, otrzymamy F w dynach¹⁾

Uwaga: Wzór (11) odnosi się ściśle do naboji punktowych, umieszczonych w przestrzeni, wypełnionej jednorodnym i izotropowym ośrodkiem (o $\mu = \text{const}$ w każdym punkcie), aż do granic pola, t.j. ogólnie do nieskończoności.

Ostatnie zastrzeżenie jest konieczne ze względu na to, że na ścianach ośrodka zajmującego ograniczoną przestrzeń, wystąpią masy polaryzacyjne, wpływające na zmianę H .

W technicznych obliczeniach wyraża się natężenie pola H także w jednostkach MS, przydając im nazwę "g a u s s". 1)

W myśl wzoru (11) natężenie H w odległości 1 cm od masy magnetycznej $m = 1$ cgs (czyli weber) pomyślanej punktowo i umieszczonej w próżni, wynosi 1 gauss.

Natężenie ziemskiego pola magnetycznego w Polsce wynosi około 0.4 gaussów (składowa pozioma około 0.2 gaussa). W szczelinie między biegunami potężnych elektromagnesów, dochodzi H do kilkudziesięciu tysięcy gaussów.

Przy końcach zwykłych magnesów jest H równe kilku tysiącom gaussów.

Wzór (11) charakteryzuje pole magnetyczne (co do cech dynamicznych) **a n a l i t y c z n i e**. Charakterystykę tę można uskutecznić także **g e o m e t r y c z n i e**, wprowadzając tak zwane **l i n j e s i ł m a g n e t y c z n y c h**.

Linjami sił magnetycznych nazywać będziemy utwory geometryczne, których tory i strzałki wskazują kierunek, a gęstość, wielkość natężenia H w każdym miejscu pola. (Analogicznie jak w Elektrostatyce).

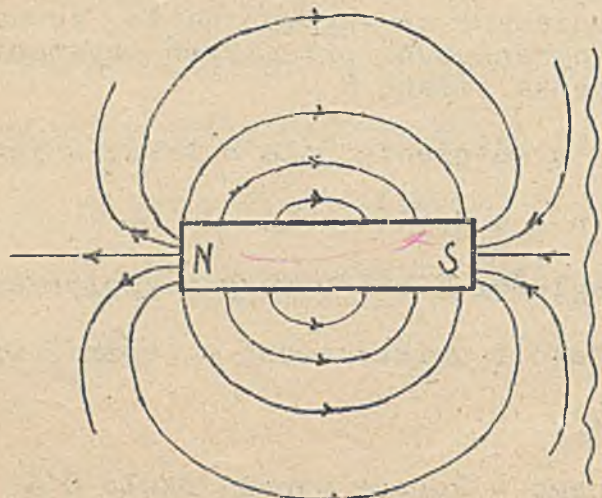
Strzałki linii sił są zorjentowane w kierunku działania siły (F) na próbną masę magnetyczną **d o d a t n i ą** (północną), umieszczoną w polu, a gęstość ich odpowiada liczbowo natężeniu H .

Linje sił magnetycznych zaczynają się na masach dodatnich (północnych), a kończą się na ujemnych (południowych), zatem:

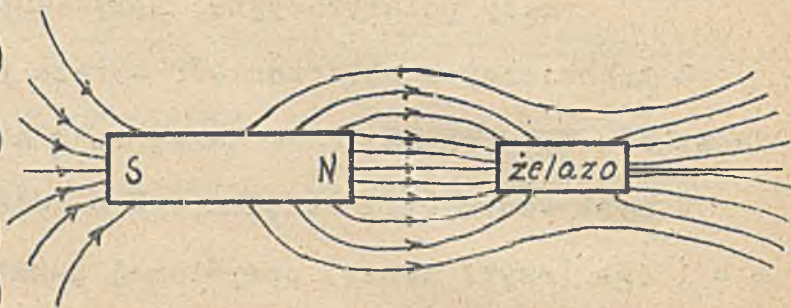
W polu magnetostaticznem linje sił nie mogą mieć torów zamkniętych.

1) Nazwa ta, jak i inne: weber, maxwell, nie zostały jeszcze ogólnie przyjęte.

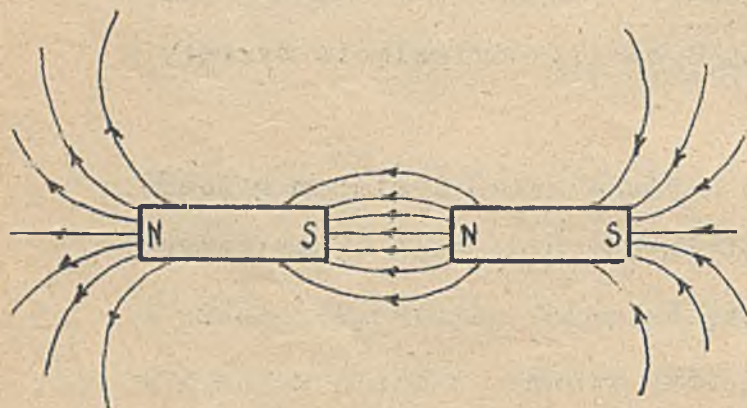
Przebieg linii sił w powietrzu okazują w prostych przypadkach t.zw. w i d m a m a g n e t y c z n e , które można uzyskać przy pomocy opi-
łek żelaznych (Rys.17. - 20.).



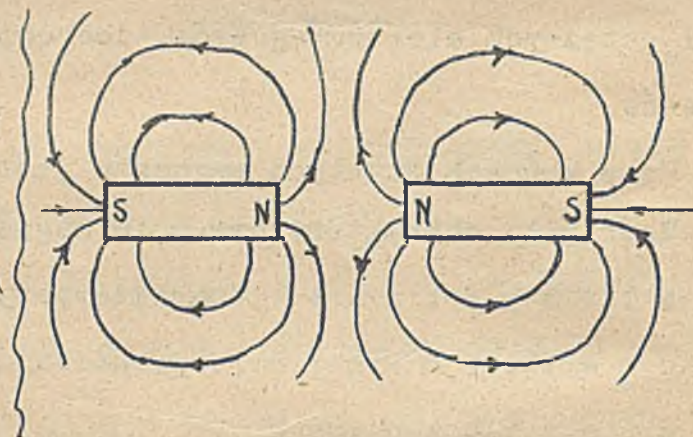
Rys.17.



Rys.18



Rys.19.



Rys.20.

Na ścianach granicznych ośrodków o różnych przenikalnościach μ , natężenie H doznaje skoku wartości i zmiany kierunku. Przy przejściu takich ścian linje sił tracą więc ciągłość. Z tego względu abstrahujemy także i w magnetostatyce od wprowadzania wielkości nazywanej przez niektórych autorów strumieniem linii sił magnetycznych. (Będziemy mówić jedynie o strumieniu linii indukcji).

2. Indukcja magnetyczna (B). Linje indukcji.

Analogicznie jak w Elektrostatyce, charakteryzujemy indukcyjne cechy pola magnetycznego z pomocą wektora zwanego *i n d u k c j ą m a g n e t y c z n ą*, (symbol B).

Miarą tej wielkości nie może już być masa magnetyczna (m), indukowana w polu na cząstkach jakiejkolwiek materji, doświadczalnie stwierdzamy bowiem, że różne ciała magnesują się w tem samym polu w różnym stopniu.

Wszystkie ciała można jednak podzielić odnośnie do działań indukcyjnych na dwie grupy, mianowicie: na tak zwane ośrodki *p a r a - i d i a m a g n e t y c z n e*, które zachowują się w polu magnetycznym podobnie jak dielektryki w polu elektrycznym. (Mogą więc być analogicznie traktowane).

I ośrodki *f e r r o m a g n e t y c z n e*, magnesujące się wprawdzie podobnie jak ciała paramagnetyczne, ~~ale~~ zdradzające pozatem cały szereg specyficznych właściwości, co zniewala do osobnego ich traktowania.

W ośrodkach para i diamagnetycznych (jednorodnych i izotropowych), jest - w myśl (11) -

$$H = \frac{1}{\mu} \sum \frac{m_i}{l_i^2}$$

Równanie to możemy napisać także w tej formie

$$H\mu = \sum \frac{m_i}{l_i^2}$$

Iloczyn stojący po lewej stronie tej równości jest - jak widać - niezależny od przenikalności μ i wyraża się analogiczną relacją jak indukcja D w Elektrostatyce.

Nazwiemy go przeto *i n d u k c j ą m a g n e t y c z n ą* B i położymy zgodnie z powyższem równaniem:

$$B = H \cdot \mu \dots\dots\dots (13)$$

lub

$$B = \sum \frac{m_i}{l_i^2} \dots\dots\dots (14)$$

Skład tych wzorów wskazuje, że indukcja B jest wektorem.

Nazwę tej nowej wielkości usprawiedliwia to, że wektorowi B można podporządkować działania indukcyjne w polu magnetycznym (Patrz dalej „Polaryzacja magnetyczna”).

Indukcyjne cechy pola magnetycznego można scharakteryzować albo analitycznie, wzór (14), lub też geometrycznie, wprowadzając (analogicznie jak w Elektrostatyce) t.zw. linje indukcji.

Geometryczną charakterystykę pola, odnośnie do B, otrzymamy, przyjmując, że tory linii indukcji mają w polu przebiegać wszędzie tak, aby styczna do nich odpowiadała kierunkowi B, a gęstość liczbowej wartości B. Tak wyznaczone linje uzupełniamy strzałkami o kierunku zgodnym z strzałką wektora B.

Linjami indukcji magnetycznej nazywać więc będziemy utwory geometryczne, których tory i strzałki wskazują kierunek, a gęstość wielkość indukcji B w każdym miejscu pola. W próżni i w powietrzu ($\mu \cong 1$) linje indukcji padają na linje sił.¹⁾

W ośrodkach jednorodnych i izotropowych linje indukcji i linje sił różnią się tylko gęstością.

W kryształach (ośrodkach heterotropowych) różnią się i kierunkiem i gęstością.

Gęstość i kierunek linii indukcji można ustalić doświadczalnie, opierając się na zjawisku indukcji elektromagnetycznej. Mianowicie w cewce poruszanej w polu magnetycznym powstaje SEM-czna, proporcjonalna do zmiany ilości linii indukcji na jednostkę czasu, objętych przez zwoje tej cewki.

Opierając się na tem, możemy wielkość B zdefiniować w następujący sposób:

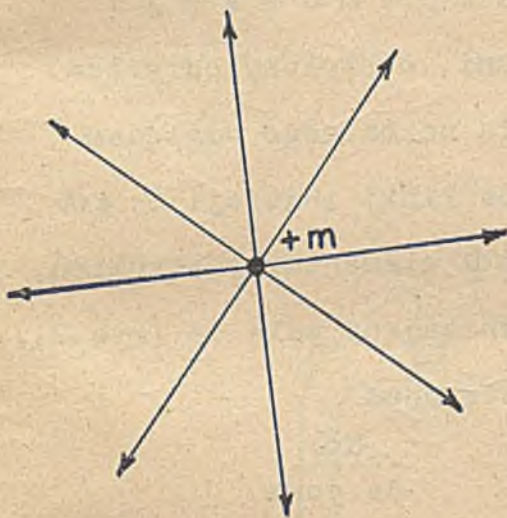
¹⁾ μ powietrza równa się $1 + 0,03 \cdot 10^{-5}$, czyli powietrze jest paramagnetyczne.

Indukcja B jest to wektor charakteryzujący indukcyjne cechy pola magnetycznego, określane w każdym punkcie gęstością i kierunkiem linii indukcji.

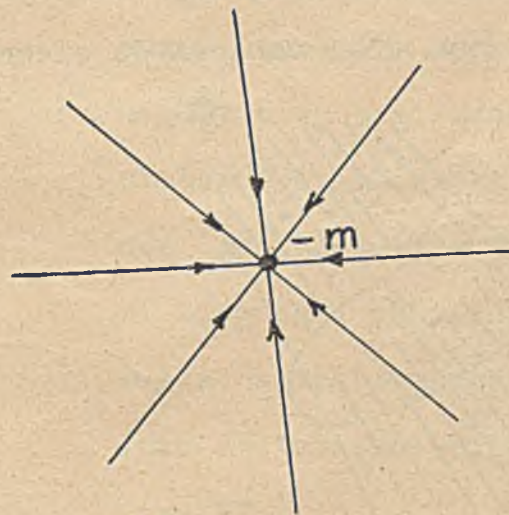
Jednostką indukcji (zarówno fizykalną jak techniczną) jest g a u s s (Tak samo jak natężenia pola, bo μ niema wymiaru).

Indukcję (B) równą jednemu gaussowi posiada pole magnet. w punkcie w którym na 1 cm² powierzchni prostopadłej do torów linii indukcji przypada jedna linja indukcji.

Taką indukcję (w myśl 14) będzie mieć pole, w punkcie odległym o 1 cm od pomyślanej masy magnetycznej punktowej ($m = 1$ cgs, czyli równej 1 weberowi) umieszczonej w ośrodku jednorodnym, izotropowym o dowolnej przenikalności μ , rozciągającym się do nieskończoności. Albowiem tak samo jak w Elektrostatyce, przyjmujemy i tu, że z masy magnetycznej „m” wychodzi $4\pi m$ linii indukcji (ryś. 21. i 22.).



Rys. 21.



Rys. 22.

Wzór (13) umożliwia obliczenie natężenia pola (H), gdy znana jest indukcja (B) i przenikalność (μ)

$$H = \frac{B}{\mu} \dots \dots \dots (15)$$

Niema on jednak ważności ogólnej. Poznamy przypadki, w których dla B różnego od zera, jest $H = 0$ (n.p. namagnesowany pierścień żelazny) lub w których wektory B i H mają kierunki przeciwne (odmagnesowujące działanie biegunów).

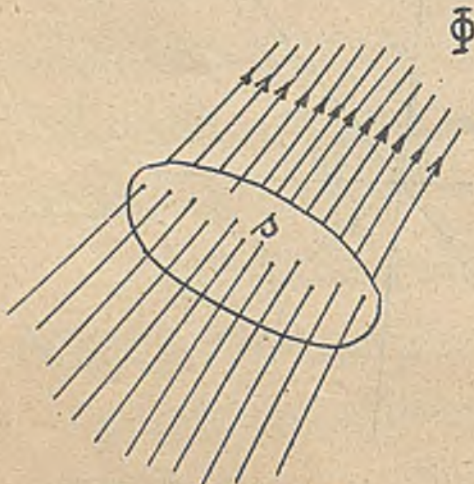
W ośrodkach ferromagnetycznych przenikalność magnetyczna μ niema wogóle charakteru stałego współczynnika materiałowego, tam więc powyższy związek ma znaczenie czysto formalne.

Do sprawy tej powrócimy jeszcze w dalszym ciągu, już tu jednakże należy zwrócić uwagę, że relacja $B = H \cdot \mu$ utworzona na wzór relacji $D = K \cdot \epsilon$ ma ważność ogólna tylko dla ośrodków para - i diamagnetycznych. Jakie znaczenie ma powyższy wzór odnośnie do ośrodków ferromagnetycznych, trzeba będzie dopiero osobno rozważyć.

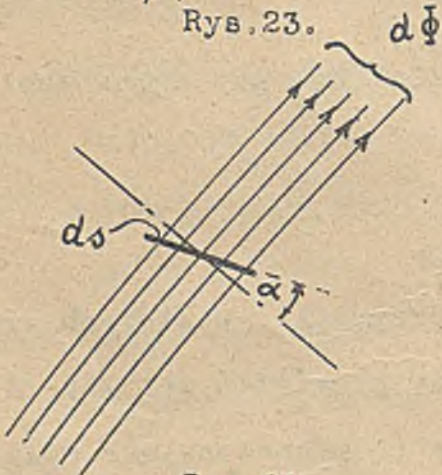
3. Strumień indukcji (Φ). Prawo Gaussa.

Pole magnetyczne zewnątrz magnesu.

Snop linii indukcji przechodzących przez dowolną powierzchnię ograniczoną (o polu s) nazywamy **s t r u m i e n i e m i n d u k c j i** (znak Φ), (rys.23). Oznacza ds element powierzchni, odchylony od poło-



Rys.23.



Rys.24

żenia normalnego względem torów linii indukcji o α , a $d\Phi$ elementarny strumień przenikający pole ds (rys.24), to stosunek

$$\frac{d\Phi}{ds \cdot \cos\alpha}$$

odpowiada gęstości linii indukcji, czyli indukcji B .

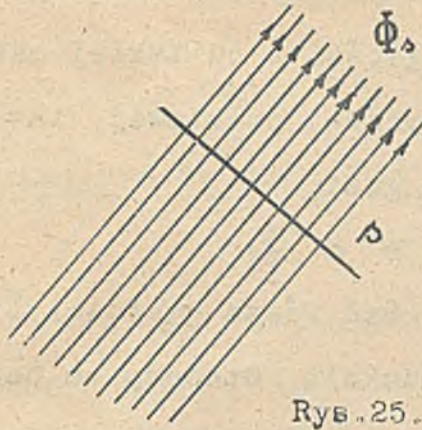
Możemy przeto położyć

$$d\Phi = B \cdot ds \cdot \cos\alpha \dots\dots (16)$$

Strumień powierzchni s (cm^2) na której B w różnych punktach ma różne wartości, wyrazi się zatem relacją

$$\Phi_s = \int_s B \cdot ds \cdot \cos\alpha \dots\dots\dots (17)$$

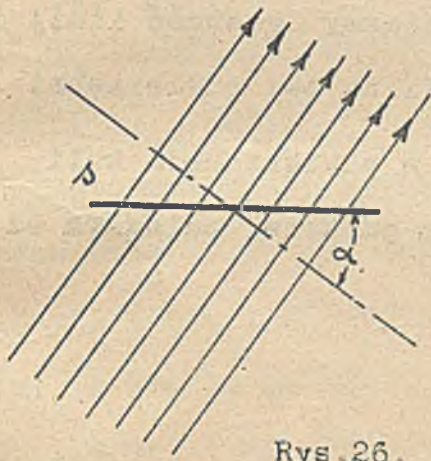
W polu jednostajnym jest $B = \text{const}$. Przez powierzchnię s prostopadłą do torów linii indukcji (rys.25) przejdzie zatem strumień



Rys.25.

$$\Phi = B \cdot s \dots\dots\dots (18)$$

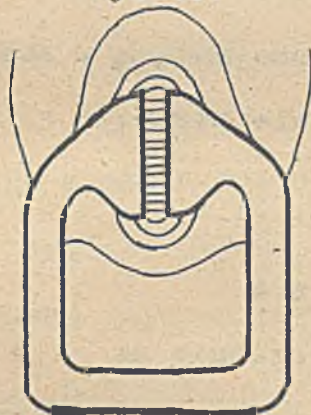
Gdy s jest odchylone od normalnego położenia względem torów linii indukcji (rys.26.), będzie (w polu jednostajnym)



Rys.26.

$$\Phi = B \cdot s \cdot \cos \alpha \dots\dots\dots (19)$$

Jednostajne pole magnetyczne można uzyskać w szczelinie między biegunami magnesów sztucznych lub elektromagnesów, gdy szczelina między temi biegunami będzie bardzo wązka, a ich płaszczyzny czołowe dostatecznie wielkie (rys.27.)

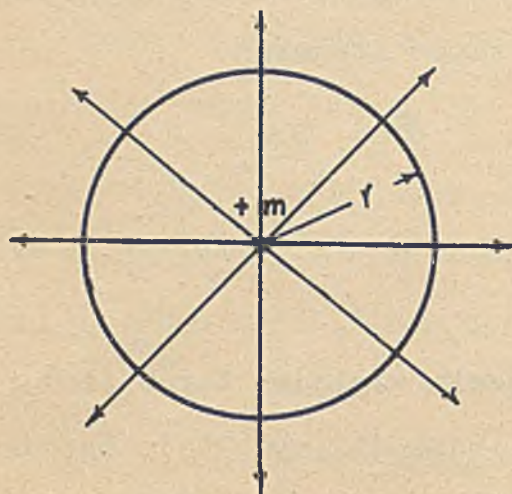


Rys.27.

Jednostką strumienia zarówno fizykalną jak techniczną, jest według (17) gauss na cm^2 , nazwano ją "maxwell".

Celem uzyskania związku między masą magnetyczną a strumieniem indukcji Φ , przyjmujemy i tu (analogicznie jak w Elektrostatyce), że z masy magnetycznej punktowej m wychodzi $4\pi m$ linii indukcji.

Przyjęcie to pozostaje w zgodzie z poprzednio podanem określeniem indukcji B (wzór 14). Według (14) bowiem, w odległości l od takiej masy



Rys.28.

magnetycznej punktowej, indukcja jest

$$B = \frac{m}{r^2}$$

i musi być równa gęstości linii indukcji. Otoczmy $+m$ powierzchnią kulistą o promieniu $r = l$ (rys.28.)

i obliczmy gęstość linii indukcji na tej powierzchni.

Całkowity strumień masy „ m ” jest $\Phi = 4\pi m$, a powierzchnia kuli $s = 4\pi r^2$, zatem gęstość linii indukcji w każdym punkcie, odległym od „ m ” o $l = r$, będzie

$$\frac{4\pi m}{4\pi r^2} = \frac{m}{r^2}$$

czyli równa się indukcji B w tym punkcie.

Przez powierzchnię zamkniętą obejmującą w swym wnętrzu „ n ” mas magnetycznych m_1, m_2, \dots, m_n , przejdzie strumień

$$\Phi = 4\pi \cdot \sum(m) \dots\dots\dots (20)$$

Równanie to wyraża prawo Gaussa.

Linje wychodzące przez powierzchnię na zewnątrz uważamy za dodatnie, linje wychodzące przez powierzchnię do wnętrza uważamy za ujemne.

W magnesie prostym leżą po jednej stronie osi obojętnej jawne masy dodatnie (biegun N), a po jej drugiej stronie masy ujemne (biegun S).

W myśl prawa Gaussa, strumień jednego bieguna będzie równy wielokrotności 4π wszystkich jego jawnych mas magnetyczn. jednego znaku, czyli

$$\Phi_n = 4\pi (+m_j) \dots\dots\dots (21)$$

$$\Phi_s = 4\pi (-m_j) \dots\dots\dots (22)$$

Strumienie te muszą być sobie równe, bo

$$(+m_j) + (-m_j) = 0$$

Strumień Φ_n wychodzi z części magnesu obejmującej jawne masy magnetyczne dodatnie, czyli z bieguna północnego. Strumień Φ_s wchodzi do części obejmującej jawne masy magnetyczne ujemne, czyli do bieguna południowego. Ponieważ oba te strumienie są sobie równe, przeto w każdym magnecie (o jednej osi obojętnej) wychodzi z bieguna północnego tyleż linii indukcji, ile ich wchodzi do bieguna południowego.

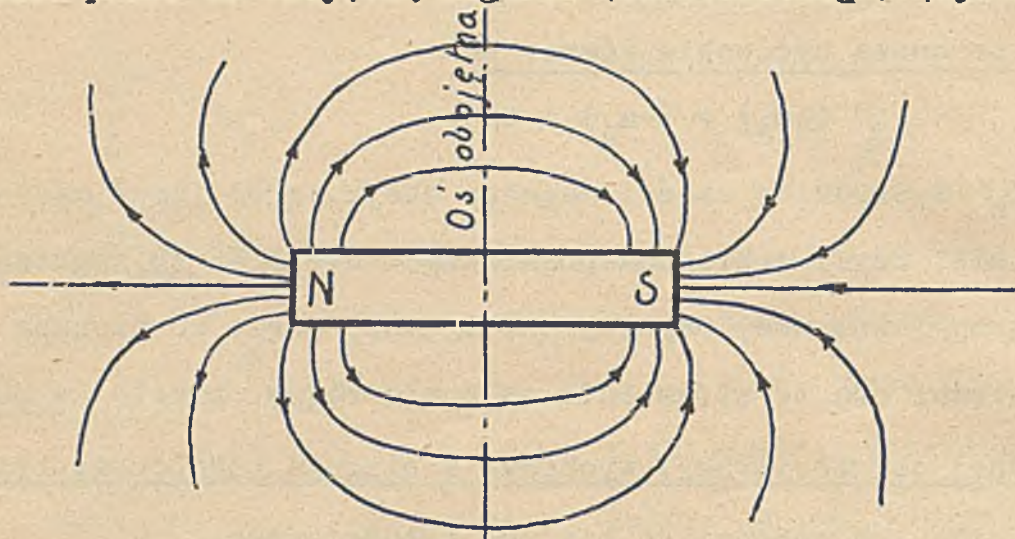
W przypadku magnesu odosobnionego, linje strumieni Φ_n i Φ_s nie mogą przebiegać (zewnątrz magnesu) niezależnie od siebie, conajmniej bowiem każda linja indukcji musi mieć swój początek na masie magnetycznej dodatniej, a koniec na masie magnetycznej ujemnej. Gdyby więc w magnecie nie było żadnych innych mas magnetycznych, oprócz tych jakie występują na czołach biegunów, linje indukcji zaczynałyby się na czole bieguna N a kończyły na czole bieguna S.

Z poprzedniego wiemy jednakże, że poza jawnymi masami o rozłożeniu powierzchniowym, zawiera magnes jeszcze jawne masy o rozłożeniu przestrzennem, a pozatem jeszcze masy magnetyczne utajone.

Linje indukcji nie mogą więc ani zaczynać się ani kończyć na powierzchni magnesu, względnie ciała namagnesowanego, lecz muszą wnikać do jego wnętrza.

Przebieg linii indukcji wewnątrz magnesu, względnie wewnątrz materji namagnesowanej, zbadamy oddzielnie, tu należy jeszcze tylko zauważyć, że przebieg linii indukcji zewnątrz magnesu okazują te same widma magnetyczne, które otrzymujemy jako charakterystykę dynamicznych cech pola, gdyż w powietrzu linje indukcji i linje sił (praktycznie) padają na siebie.

Płaszczyzna poprowadzona prostopadle do linii indukcji i oddzielająca jawne masy dodatnie (biegun N) od jawnych mas ujemnych (biegun S), przechodzi przez oś obojętną magnesu (odosobnionego) (rys.29).



Rys. 29.

4 Ciągłość strumienia indukcji. Pole wewnątrz magnesu.

Prawo Gaussa, zastosowane do mas magnetycznych w relacji (20)

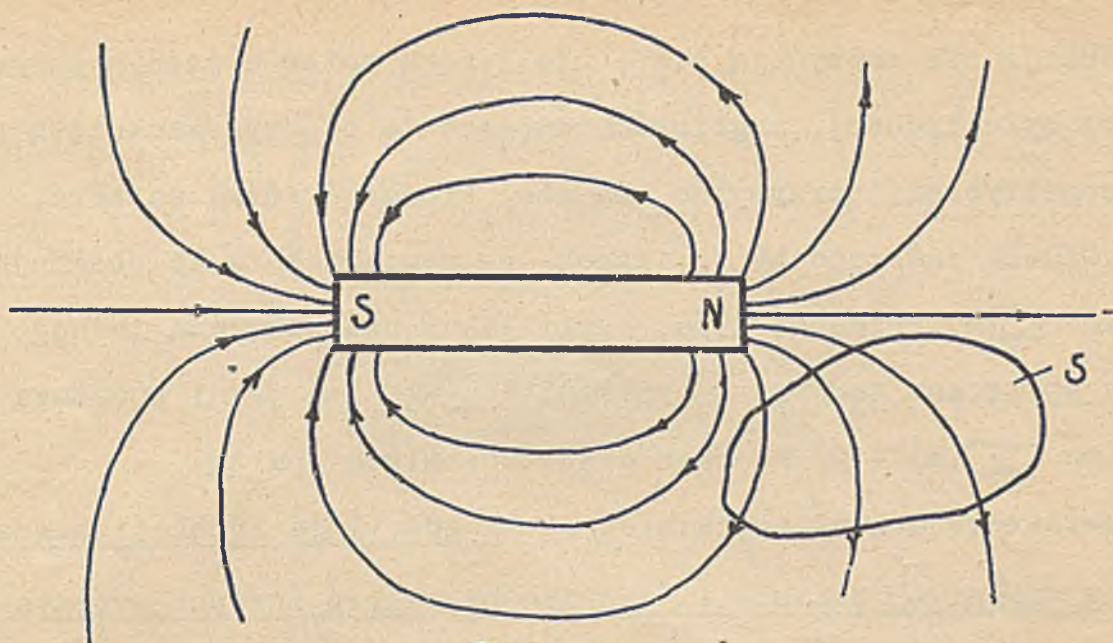
$$\Phi = 4\pi \cdot \sum m$$

określa strumień dla dowolnej powierzchni zamkniętej, obejmującej w swym wnętrzu masy magnetyczne, których suma algebraiczna figuruje z prawej strony znaku powyższej równości.

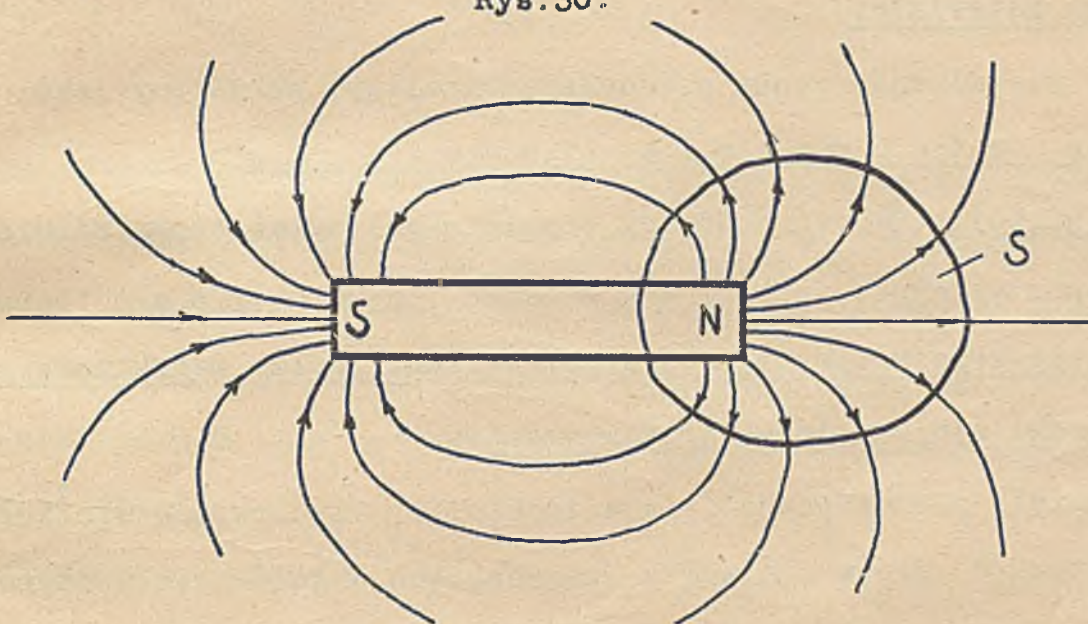
Masy magnetyczne występują, zawsze tylko w równych ilościach, o przeciwnych znakach, zatem dla każdej powierzchni zamkniętej, poprowadzonej dowolnie w polu magnetostatycznym, musi być

$$\underline{\sum m = 0}$$

bądź to dlatego, że wewnątrz tej powierzchni (S) niema żadnych mas magnetycznych (rys. 30), bądź też dlatego, że powierzchnia taka może odgraniczyć tylko części materji namagnesowanej o r ó w n y c h masach dodatnich i ujemnych (rys.31), czyli zawsze tylko kompletne magnesy.



Rys. 30.



Rys. 31.

Z powyższego wynika, że dla każdej powierzchni zamkniętej dowolnie przebiegającej w polu magnetostaticznem, musi być także

$$\underline{\Phi = 0}$$

Wynik ten ($\Phi = 0$), przy pewnych różnych od zera wartościach indukcji B w polu oznacza, że liczba linii indukcji wychodzących przez powierzchnię zamkniętą musi być równa liczbie linii do tej powierzchni wchodzących.

Odgraniczając kolejno dowolnie małe części przestrzeni, w której ujawnia się pole magnetyczne, zamkniętymi powierzchniami, otrzymamy dla każdej z nich ten sam wynik $\Phi = 0$.

Linje indukcji nie zaczynają się i nie kończą zatem w żadnym punkcie pola, bo gdyby było inaczej, moglibyśmy miejsce to otoczyć zamkniętą powierzchnią geometryczną, otrzymując dla niej strumień różny od zera. W myśl prawa Gaussa znaczyło by to jednak, że powierzchnia ta obejmuje w swym wnętrzu $\sum(m)$ różną od zera, czyli jakąś nadwyżkę mas jednego znaku, co byłoby sprzeczne zarówno z wynikami doświadczeń jak i podstawą teorii magnetyzmu ($\sum(m) = 0$) na tych doświadczeniach opartą.

W myśl powyższego możemy powiedzieć, że każda linja indukcji magnetycznej ma tor zamknięty w sobie i przenika na wskroś zarówno próżnię jak i każdy ośrodek materjalny.

Wynik ten, niezmiernie cenny dla dalszej analizy, określimy jako ciągłość strumienia indukcji.

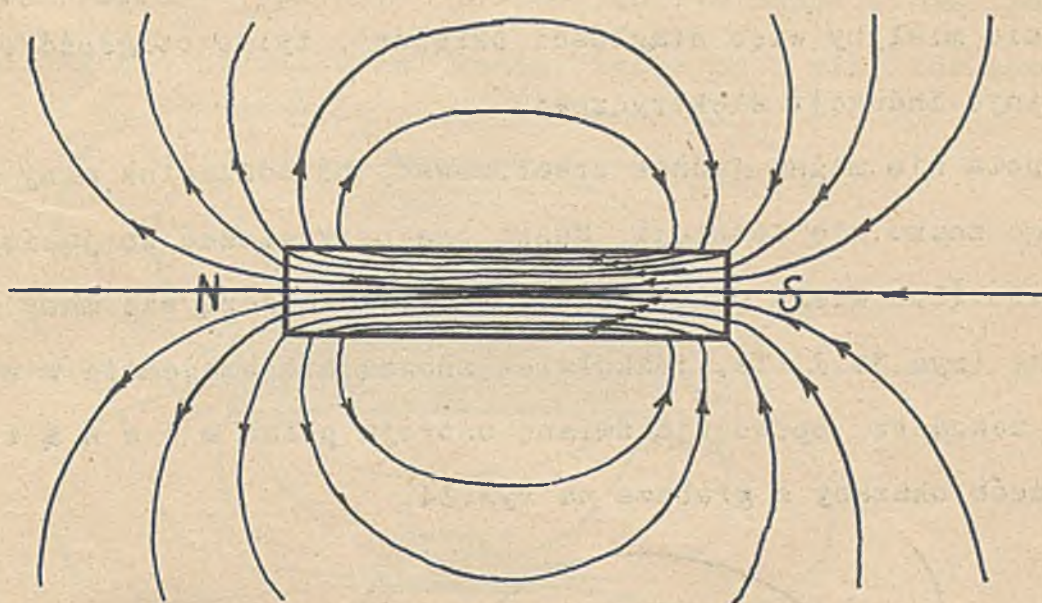
Strumień indukcji (Φ), pochodzący w polu magnetostatycznym od nieruchomych mas magnetycznych, ma ciągłość okrężną, to znaczy nie zaczyna i nie kończy się nigdzie w przestrzeni, tylko zamyka się poszczególnymi swymi linjami indukcji sam w sobie.

Charakterystyki geometryczne (linje indukcji), ilustrujące wielkości i kierunki wektora B zewnątrz magnesu lub układów wielu magnesów (Rys.17. - 20.), należy uzupełnić - w myśl powyższych rozważań - analogiczną charakterystyką (linjami indukcji) także wewnątrz magnesu.

Z powierzchni odosobnionego magnesu, zawierającego m_j jawnych mas magnetycznych dodatnich, wychodzi $4\pi m_j$ linii indukcji i tyleż musi przez nią wchodzić z powrotem do wnętrza tego magnesu, bo każdy magnes zawiera tyleż jawnych mas dodatnich co i ujemnych. Linje te nie mogą się ani zaczynać ani kończyć w żadnym miejscu magnesu (ciągłość linii indukcji), muszą więc przenikać wewnątrz magnesu po torach zorjentowanych w kierunku od $S \rightarrow N$ (rys.32.).

Doszliśmy w ten sposób do wniosku, że i wewnątrz magnesu wektor B ma jakieś wartości różne od zera, i że ogólnie będzie zorjentowany tak jak

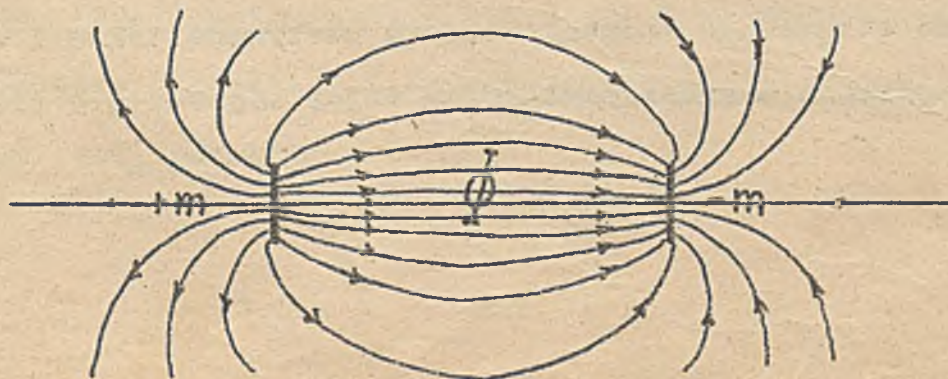
to wskazują tory linii indukcji na rys. 32.



Rys.32.

Do takiego wyniku doprowadziły rozważania, uwzględniające oprócz jawnych mas magnetycznych także neutralizujące się wzajemnie masy utajone. Będziemy jednakże nadal tak je nazywać, bo na zewnątrz nie zdradzają niczem swej obecności. Widzimy już jednak, że nie można od nich abstrahować, one to bowiem sprawiają, że strumień indukcji (Φ), ma ciągłość okrężną.

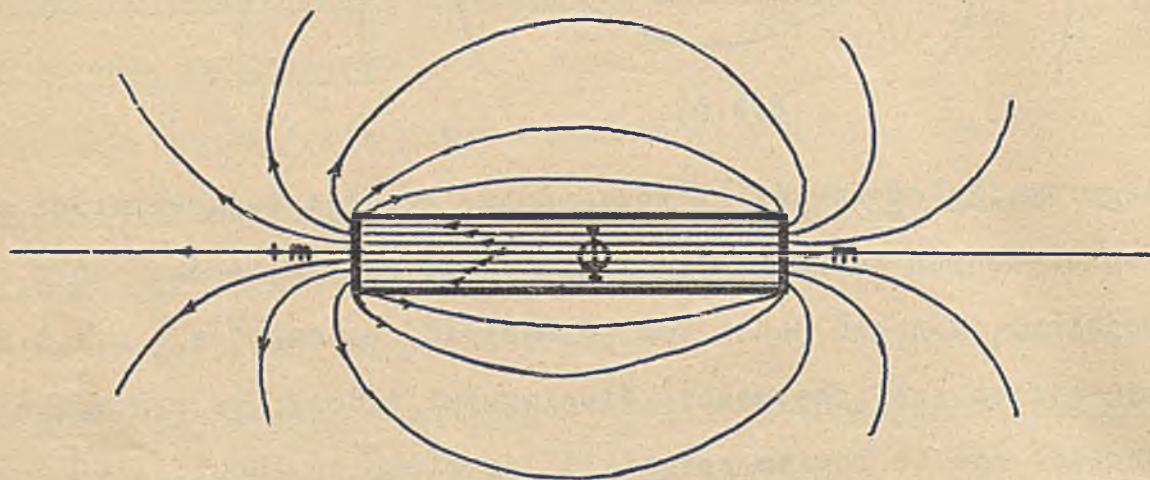
Przykład: Wyobraźmy sobie, że jakiś magnes idealny ma jawne masy magnetyczne $+m$ i $-m$ tylko na czołach biegunów, oddalonych od siebie o $2l$. Gdyby wewnątrz magnesu nie było mas magnetycznych utajonych, t.zn. gdyby można było pomieścić w przestrzeni pustej dwie takie oddzielne powierzchnie magnetyczne o masach dodatniej ($+m$) i ujemnej ($-m$), otrzymalibyśmy przebieg linii indukcji taki, jak podaje rys.33. (Analogicznie jak w Elektrostatyce).



Rys.33.

Linje indukcji wychodziłyby z masy $+m$ a kończyłyby się na masie ujemnej $-m$ (nie miałyby więc ciągłości okrężnej, tylko ciągłość ograniczoną, jak linje indukcji elektrycznej).

Takiego pola nie można jednak zrealizować, bo oddzielne masy magnetyczne jednego znaku nie istnieją. Muszą one przynależeć do jakiegoś jednego magnesu (lub wielu magnesów), w którym mieszczą się masy magnetyczne utajone (rys.34.). Te, jakkolwiek znoszą się wzajemnie w swem działaniu na zewnątrz, spowodują zmianę ustroju pola wewnątrz magnesu w sposób okazany z grubsza na rys.34.



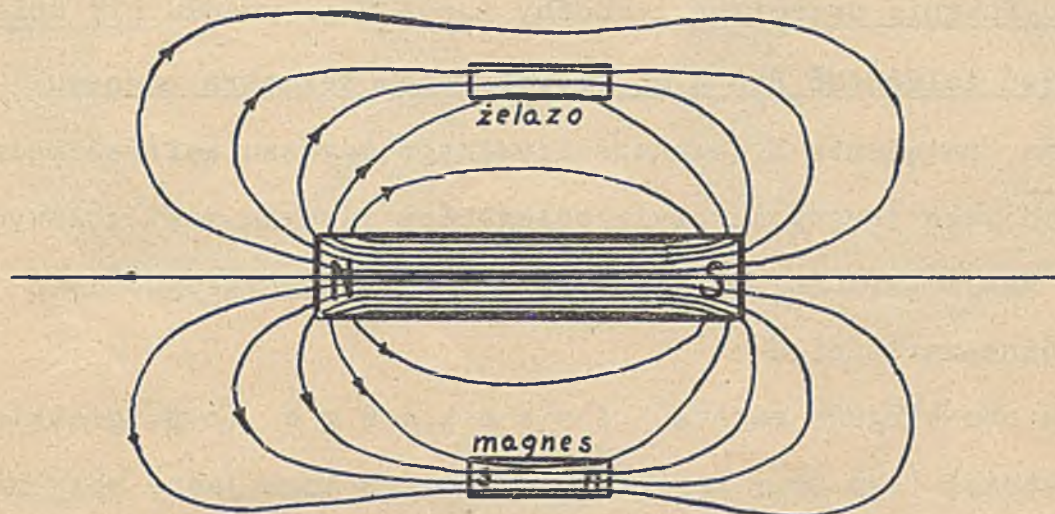
Rys.34.

Jak widać, zmienił się tylko przebieg linii indukcji w przestrzeni objętej przez magnes. Na rys.33. linje indukcji biegną w tej przestrzeni od $+m$ do $-m$, t.j. tak samo jak w każdym innym miejscu pola. Na rys.34. zaś, w przestrzeni objętej przez magnes, linje indukcji mają kierunek przeciwny, t.j. idą od $-m$ do $+m$. Zewnątrz magnesu przebiegi linii indukcji są w obu przypadkach prawie identyczne.

Na przykładzie tym widać dobitnie, że ciągłość okrężną zawdzięcza strumień indukcji \oint właśnie masom magnetycznym utajonym.

Okrężna ciągłość strumienia indukcji będzie utrzymana także i w tym przypadku, gdy w otoczeniu magnesu pomieścimy różne magnesujące się ośrodki

ki, a nawet magnesy (rys.35.). I wtedy bowiem żadna linja indukcji nie może mieć nigdzie początku ani końca, tylko musi mieć tor zamknięty.



Rys.35.

W każdym bowiem układzie magnetostatycznym, musi być strumień dowolny zamkniętej powierzchni geometrycznej równy zeru.

Wypada zaznaczyć, że natężenie pola magnetostatycznego będzie zawsze zależne tylko od jawnych mas magnetycznych, zatem przebieg linii sił będzie taki sam w przypadku przedstawionym na rys.33. (masy m_1 i m_2 pomyślane jako pozbawione ośrodka materjalnego), co i w przypadku wskazanym na rys 34. (magnes idealny, zawierający jawne masy tylko na czołowych ścianach biegunów).

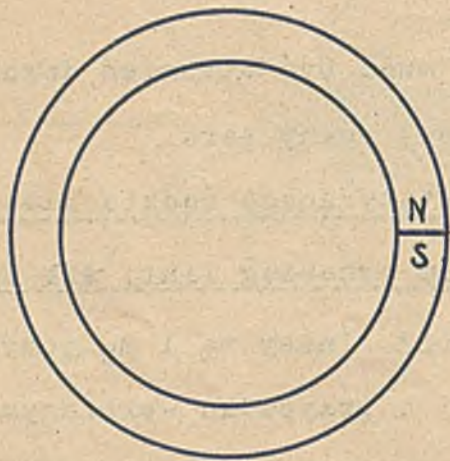
Zatem rys 33. przedstawia także geometryczną charakterystykę dynamicznych cech pola (w próżni względnie w powietrzu) zewnątrz i wewnątrz magnesu, zaś obraz 34. ilustruje charakterystykę indukcyjnych cech pola zewnątrz i wewnątrz magnesu (Utrzymujemy przytem założenie pierwotne, że magnes pomieszczony jest w próżni).

Jak widać, z e w n ą t r z magnesu linje sił i linje indukcji padają na siebie. Natomiast w e w n ą t r z magnesu linje sił mają tory odrębne a strzałki ich są skierowane ogólnie p r z e c i w strzałkom linii indukcji.

Znaczenie fizykalne obu tych geometrycznych charakterystyk podamy dalej, tu wystarczy podkreślić, że wewnątrz magnesu samoistnego wektory B i H mają kierunki zdecydowanie przeciwne i choćby już z tego powodu nie może między nimi istnieć zależność $B = H \cdot \mu$, obowiązująca zewnątrz magnesu.

Pozatem jeszcze, natężenie H wewnątrz idealnego magnesu zależeć będzie (przy $B = \text{const}$) od jego długości, czyli odległości jawnych mas czołowych, wskutek czego tym samym wartościom B w magnesach o różnych długościach będą odpowiadać różne wartości H.

Łącząc ze sobą oba bieguny magnesu i d e a l n e g o (n.p. giętkiej sztabki namagnesowanej) (rys.36.) sprawimy, że jedyne jego jawne masy ma-



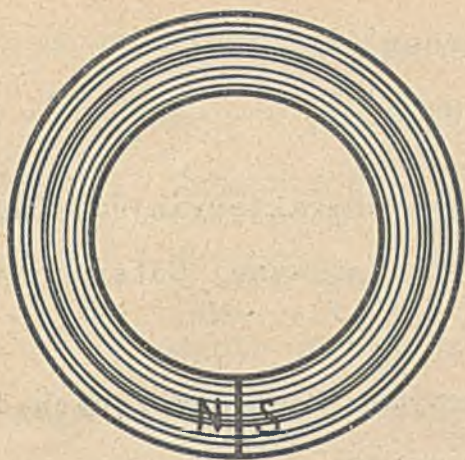
Rys.36.

gnetyczne na czołach biegunów, staną się utajonemi. Wskutek tego, natężenie H (zależne jedynie od jawnych mas), spadnie do zera, tak z e w n ą t r z jak i w e w n ą t r z magnesu. Indukcja B, z e w n ą t r z magnesu stanie się również równą zeru, i to nawet w tym przypadku, gdy magnes pomieszczony jest w do-

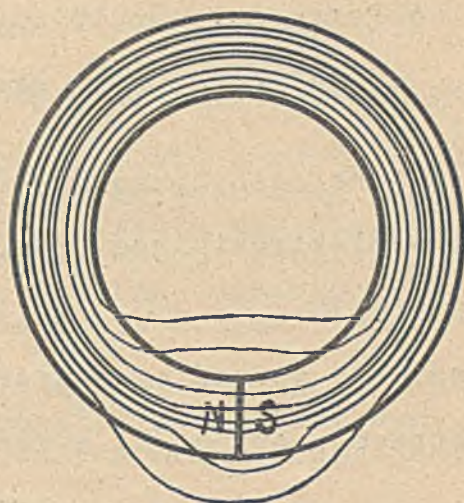
wolnym ośrodku para - lub diamagnetycznym.

W e w n ą t r z magnesu indukcja B będzie jednak różna od zera, bo z chwilą złączenia biegunów i utworzenia z niego zamkniętego pierścienia, masy magnetyczne nie znikną, tylko zatrzymają wartości różne od zera i utrzymają strumień Φ .

Przez dowolnie krótką szczelinę styku biegunów N i S magnesu idealnego, zwiniętego w pierścień, przechodzi mianowicie strumień $\Phi = 4\pi m_j$, gdzie m_j oznacza pierwotną jawną masę jednego bieguna. Strumień ten przenika (na zasadzie ciągłości) cały pierścień, t.zn. w każdym poprzecznym przekroju pierścienia jest $\Phi = 4\pi m_j$ (Rys.37.).



Rys. 37.



Rys. 38.

Magnes rzeczywisty różni się tem od idealnego, że posiada jawne masy nietylko na czołach biegunów, lecz wogóle rozłożone (powierzchniowo i przestrzennie) w obu częściach, stanowiących jego bieguny N i S. Po złączeniu czołowych ścian biegunów takiego magnesu, zostaną zneutralizowane tylko jawne masy czołowe (rozłożone powierzchniowo), i staną się utajonemi. Jawne masy wewnętrzne będą w dalszym ciągu działać na zewnątrz. Po złączeniu więc biegunów magnesu rzeczywistego (utworzeniu z niego pierścienia), zewnątrz pierścienia pole nie zniknie całkowicie, jakkolwiek natężenie H ulegnie wszędzie wydatnemu zmniejszeniu, bo duża część jawnych mas stanie się utajoną. Strumień Φ takiego pierścienia, zwiniętego z magnesu rzeczywistego, będzie przechodził częściowo przez okalającą go przestrzeń (rys.38), jakkolwiek linii indukcji przenikających na zewnątrz pierścienia będzie niewiele, albowiem w magnesie rzeczywistym dokonają się zmiany w ułożeniu magnesów elementarnych, co spowoduje zmiany w rozłożeniu jego mas jawnych.

Porównując oba opisane poprzednio przypadki możemy powiedzieć, że źródłem linii indukcji są masy magnetyczne

Rozłożenie jawnych mas magnetycznych decyduje głównie o przebiegu linii indukcji zewnątrz magnesu, rozłożenie utajonych mas magnetycznych decyduje głównie o przebiegu linii indukcji wewnątrz magnesu.

5. Potencjał w polu magnetostatycznym (V_m)

Powierzchnie ekwipotencjalne.

Energetyczne cechy pola magnetostatycznego charakteryzujemy (analogicznie jak w Elektrostatyce) z pomocą wielkości nazwanej potencjałem magnetycznym (V_m).

W odniesieniu do mas magnetycznych punktowych, rozmieszczonych dowolnie w przestrzeni, potencjał określa ogólnie relacja

$$V_{ma} = \frac{1}{\mu} \sum \frac{m_i}{l_{ia}} \dots \dots \dots (23)$$

zaś w polu o znanych natężeniach (H) całka linjowa

$$V_{ma} = \int_a^\infty H \cdot dl \cdot \cos \alpha \dots \dots \dots (24)$$

W polu magnetostatycznym wartość tej całki nie zależy od doboru toru (z punktu „a” do ∞), dla którego ją obliczamy.

Uwzględniając, że pracę transportu pomyślanej masy magnetycznej punktowej „m”, przeniesionej z punktu „a” do ∞ określa relacja

$$A = \int_a^\infty F \cdot dl \cdot \cos \alpha = m \int_a^\infty H \cdot dl \cdot \cos \alpha$$

możemy położyć

$$\frac{A_{\vec{a}\infty}}{m} = \int_a^\infty H \cdot dl \cdot \cos \alpha \dots \dots \dots (25)$$

lub dla $m = 1 \text{ cgs}$

$$V_{ma} \stackrel{\text{liczbowo}}{=} A_{\vec{a}\infty} (m = 1 \text{ cgs}) \dots \dots \dots (26)$$

Stąd definicje analogiczne do poznanych poprzednio w Elektrostatyce:

Potencjał magnetyczny punktu pola magnetostatycznego jest to całka

linjowa natężenia „H” wzdłuż dowolnego toru, wiodącego z punktu „a” do ∞

(Definicja matematyczna).

Potencjał magnetyczny jest to stosunek pracy transportu $A_{\vec{a}\infty}$ pomyślanej masy magnetycznej punktowej, przeniesionej z punktu „a” do ∞ , do ilości magnetyzmu „m” tej masy. (Definicja fizykalna)

Liczbowo potencjał magnetyczny jest równy pracy transportu $A_{a \rightarrow b}$ (w ergach) potrzebnej do przeniesienia masy magnetycznej jednostkowej $m = 1$ cgs.

Uwaga 1. Ostatnie dwie definicje spotkały się z krytyką naukową. Zarzuca się im, że wspierają się na pojęciu masy magnetycznej jednego znaku, co jest sprzeczne z istotą magnetyzmu. (Masy magnetyczne występują bowiem zawsze tylko "dwubiegunowo"). Krytyka taka jest niewątpliwie uzasadniona, dlatego należy używać jedynie matematycznej definicji potencjału.

Uwaga 2: Wzór 23. stosuje się ściśle do mas magnetycznych punktowych umieszczonych w ośrodku jednorodnym izotropowym, nie zawierającym żadnych jawnych mas własnych i rozciągającym się w nieskończoność. Ostatnie zastrzeżenie jest konieczne ze względu na masy magnetyczne polaryzacyjne, ujawniające się na granicznych ścianach ośrodka. Odnosnie do wzorów 24, 25 i 26 zastrzeżenia powyższe są zbędne, o ile "H" oznacza tam wypadkowe natężenie pola z działań wszystkich jawnych mas magnetycznych.

Zdefiniowanego tak potencjału magnetycznego nie można zmierzyć, można go tylko obliczyć.

Z wzoru
$$V = \int H \cdot dl \cdot \cos \alpha = \int H_{\ell} \cdot dl$$

wynika, że
$$H_{\ell} = \frac{dV_m}{dl}$$

H_{ℓ} oznacza tu składową natężenia pola magnetycznego w kierunku "l".

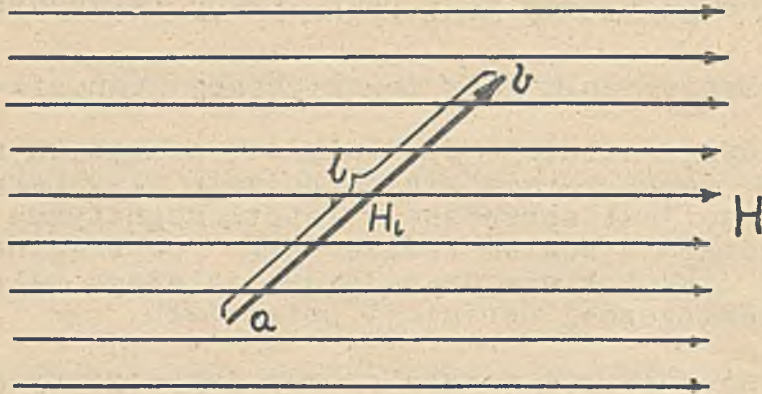
W kierunku natężenia H potencjał V_m maleje (przyrost dV ujemny), napiszemy więc

$$H_{\ell} = - \frac{dV_m}{dl} \dots \dots \dots (27)$$

Dla pola jednostajnego można położyć

$$\vec{H}_{ab} = \frac{V_a - V_b}{\lambda_{ab}} \dots \dots \dots (28)$$

Przykład: Potencjał magnetyczny punktu "a", $V_a = 30$ cgs a punktu "b", $V_b = 10$ cgs. Zakładając, że pole jest jednostajne i że odległość punktu "a" i "b", $l = 5$ cm, obliczyć składową H_{ℓ} w kierunku \vec{ab} (Rys. 39.):



Rys. 39.

* myśl (28) położymy

$$H_{\vec{ab}} = \frac{V_a - V_b}{l_{ab}} = \frac{30 - 10}{5} = \frac{20}{5} = + 4 \text{ cgs}$$

Składowa H w kierunku \vec{ab} wynosi więc 4 gaussy.

Uwaga: Ponieważ wypada wartość dodatnia, H_l ma kierunek \vec{ab} , gdyby wypadła wartość ujemna, kierunek H_l byłby \vec{ba} .

Wzór (27) można napisać także w tej formie

$$H_l = - \frac{d}{dl} (V_m) \dots\dots\dots (29)$$

Wyraża on, że składowa natężenia H_l w kierunku „l” równa się pochodnej potencjału magnetycznego (V_m) względem „l”.

Przykład: Dla masy magnetycznej punktowej „m” jest

$$V_m = \frac{1}{\mu} \frac{m}{l}$$

Zatem natężenie H w kierunku „l” będzie

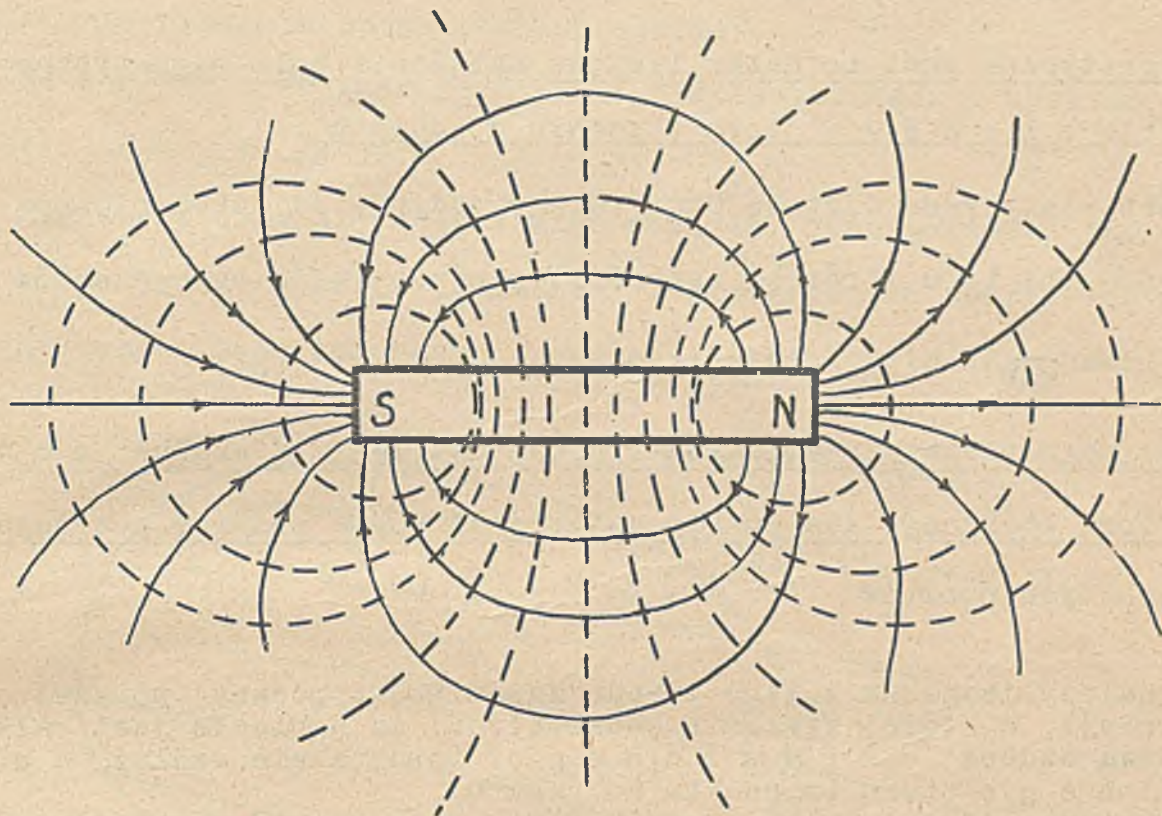
$$H_l = - \frac{d}{dl} \left(\frac{1}{\mu} \frac{m}{l} \right) = \frac{1}{\mu} \frac{m}{l^2}$$

Geometryczną charakterystykę energetycznych cech pola uskuteczniamy jak w elektrostatyce przy pomocy powierzchni ekwipotencjalnych.

Powierzchnie ekwipotencjalne muszą być wszędzie prostopadłe do linii sił. Lub odwrotnie. Linje sił muszą być wszędzie prostopadłe do powierzchni ekwipotencjalnych.

Oprowadzając masy magnetyczne (a więc i pomyślany mały magnes) po powierzchni ekwipotencjalnej nie wykonamy żadnej pracy.

Powierzchnie ekwipotencjalne magnesu sztabowego ilustruje rys.40.



Rys.40.

Dla każdej powierzchni ekwipotencjalnej składowa H_s styczna do niej, jest równa zero, czyli

$$H_s = \frac{dV_m}{dl_s} = 0$$

stąd

$$V_m = \text{const}$$

dl_s element długości styczny do powierzchni ekwipotencjalnej.

6. Napięcie w polu magnetycznym. Prawo koła napięć.

Także pojęcie napięcia można przenieść do magnetostatyki i określić relacją

$$U_{\vec{mab}} = \int_a^b H \, dl \cdot \cos \alpha \dots\dots\dots (30)$$

Napięcie magnetyczne jest to całka linjowa natężenia pola magnetycznego wzdłuż określonego toru z punktu do punktu

W polu magnetostatycznym wartość $U_{\vec{mab}}$ zależy jedynie od położenia początku (a) i końca (b) toru i równa jest różnicy potencjałów tych punktów

$$U_{\vec{mab}} = V_{ma} - V_{mb} \dots\dots\dots (31)$$

Zatem w polu magnetostatycznym całka linjowa natężenia H wzdłuż dowolnego toru łączącego dwa punkty a i b jest równa różnicy potencjałów magnetycznych tych punktów.

Uwaga: Nie należy jednakże z tego powodu zapominać o podanej powyżej definicji, w której wyraźnie podkreślono, że napięcie jest całką linjową wzdłuż określonego toru, a nie wzdłuż dowolnego toru (z punktu do punktu). Przekonamy się też dalej, przy badaniu pola elektromagnetycznego, że tam napięcie nie jest różnicą potencjałów i zależy od wyboru toru, wzdłuż którego obliczamy całkę $U_{\vec{mab}}$.

Opierając się na wzorze (31), możemy napisać, że

$$\int_a^b H \cdot dl \cos \alpha = - \int_b^a H \cdot dl \cos \alpha$$

czyli

$$\int_0^0 H \cdot dl \cos \alpha = 0 \dots\dots\dots (32)$$

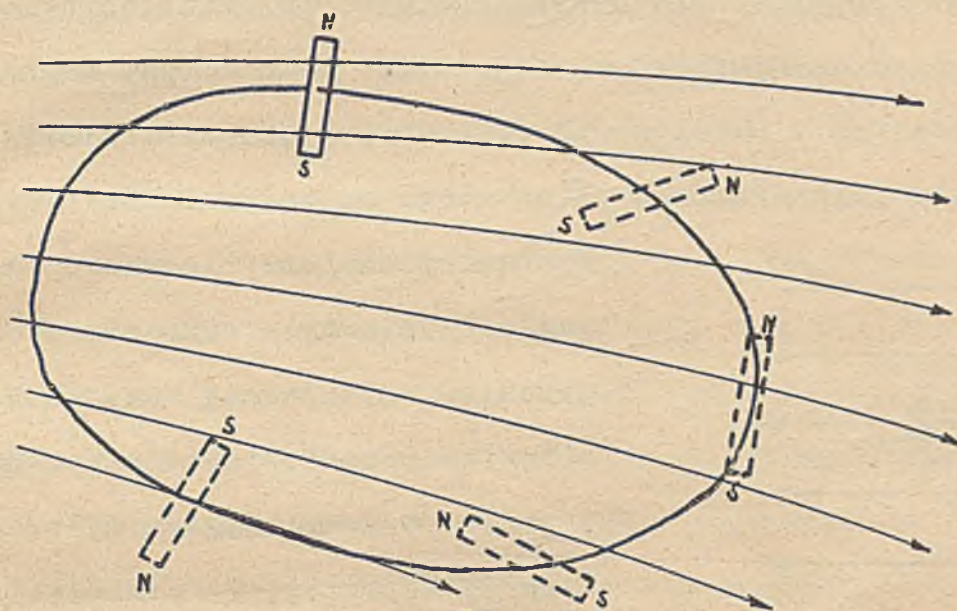
Całka linjowa natężenia pola wzdłuż jakiegokolwiek zamkniętego toru jest w polu magnetostatycznym równa zeru.

Będzie to prawo koła napięć, odniesione do pola magnetostatycznego.

Praktycznie poucza ono, że w polu magnetostatycznym, t.j. wytworzonym przez nieruchome masy magnetyczne transport magnesu z jakiegoś położenia pierwotnego po dowolnym torze okrężnym z powrotem do tego położenia, nie wymaga żadnego nakładu energii.

Na pewnych częściach toru praca transportu będzie zyskiem, na innych stratą. Suma prac da zero.

Magnes NS (rys.41) możemy więc nie tylko transportować lecz także nadawać mu po drodze dowolne położenia. Gdy magnes ten powróci do położenia początkowego, suma wykonanych po drodze prac będzie równa zeru.



Wszystko to jednak z zastrzeżeniem, że ruchy magnesu tak postępowe jak i obrotowe są nieskończenie powolne. Inaczej bowiem zindukują pole elektryczne, powodując - jak to dalej zobaczymy - wydatek energii. To samo dotyczy oczywiście i ruchu naboji elektrycznych w polu, gdyż ruch naboji elektrycznych wznieca pole magnetyczne.

Do niedawna elektrotechnicy praktycznie odnosili się niechętnie do nazwy „napięcie magnetyczne”. Termin „n a p i ę c i e” zbyt silnie był przywiązany do elektrostatyki. Pozatem nie znano żadnego przyrządu umożliwiającego (podobnie jak woltomierz) pomiar napięcia magnetycznego. Dopiero w ostatnich latach, gdy Rogowski i Steinhaus wynaleźli przyrząd, z pomocą którego napięcie magnetyczne może być pomierzone, zaczęto używać tego terminu (Patrz dalej „Pomiary magnetyczne”).

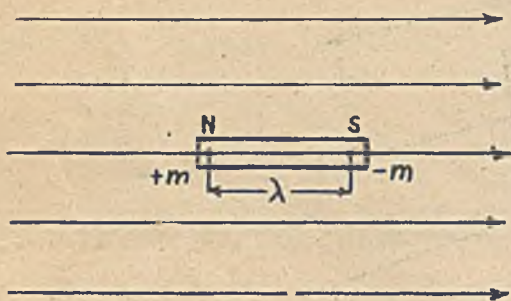
Uwaga: W starszych podręcznikach spotkamy się tedy przeważnie z określeniem U_m jako całki linjowej natężenia pola, z pominięciem nazwy „napięcie”. Wydaje mi się ze względów dydaktycznych korzystnym, utrzymanie i tu odnośnie do całki linjowej natężenia pola, analogji z napięciem elektrycznym. (U).

Przeprowadzenie masy magnetycznej z punktu „a” do „b” wzdłuż toru, dla którego napięcie jest U_{ab} wymaga pracy

$$A = U_{ab} \cdot m \dots\dots\dots (33)$$

Gdy „U” i „m” wstawimy w jednostkach magnetostacyjnych, wypadnie „A” w ergach.

Obliczmy z pomocą wzoru (32) pracę wykonaną przy przeniesieniu magnesu o masach magnetycznych +m i -m odległych od siebie „ λ ” do ∞ , gdy magnes ten zajmuje w polu jednostajnym o natężeniu H (rys.42), położenie osiowe i jest tak mały, że deformację pola wywołaną przez niego można pominąć.



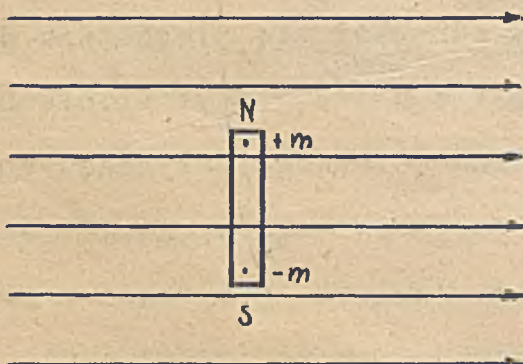
Rys.42.

Transport obu mas łącznie do ∞ , wymagać będzie tyle samo pracy, co przeniesienie jednej masy wzdłuż λ , albowiem przeniesienie masy -m z punktu S do ∞ , wymaga tyleż pracy ujemnej (strata), co przeniesienie masy +m z punktu S do ∞ (zysk).

Zatem usunięcie z pola jednostajnego magnesu ustawionego osiowo, wymaga pracy

$$A = m \cdot \lambda \cdot H = M \cdot H$$

Usunięcie z pola magnesu ustawionego poprzecznie do linii sił (rys.43.),



Rys.43.

nie wymaga żadnej pracy. Wynika stąd, że obrót magnesu z położenia osiowego w położenie prostopadłe do linii sił, wymaga tyleż pracy co usunięcie go z pola, czyli

$$A = M \cdot H$$

gdzie $M = m \cdot l$ oznacza moment magnesu, a H natężenie pola.

IV. Energja pola magnetostatycznego.

Doświadczenia wykazują, że do wytworzenia pola magnetostatycznego potrzebna jest także pewna energja „W”.

Możemy sobie wyobrazić, że w polu magnetycznym zarówno hipotetyczny eter kosmiczny jak i ośrodek znajdują się w stanie pewnego rodzaju naprężenia elastycznego, na którego wywołanie trzeba zużyć pewną ilość energji, pozostającej w układzie tak długo, aż nie zajdzie zmiana tego natężenia czyli zmiana w polu.

Utrzymanie pola magnetostatycznego nie wymaga żadnej pracy.

Jednakże wzniesienie pola magnetycznego wymaga nakładu pracy, a jego zniknięciu towarzyszy wydzielenie energji.

Przemiany te wymagają - jak uczy doświadczenie - pewnego czasu. Przez ten czas - zresztą bardzo krótki - w przestrzeni, w której powstaje, względnie zanika pole, ujawnia się zaburzenie elektromagnetyczne, rozprzestrzeniające się od miejsca, w którym zostało wywołane, w nieskończoność z prędkością rzędu prędkości światła. Istotą takiego zaburzenia jest przeradzanie się stanów magnetycznych w elektryczne i odwrotnie - analogicznie do zaburzenia powstającego przy wzniesaniu i zanikaniu pola elektrycznego.

Tu rozpatrywać będziemy jedynie stan statyczny, osiągnięty po przeminieniu zaburzeń, które na ogół trwają bardzo krótko, bo podobnie jak w elektrostatyce, największa część energji pola magnetycznego mieści się w sąsiedztwie mas magnetycznych dzięki którym powstała.

Analogicznie jak w elektrostatyce możemy i tu określić energję pola magnetycznego, wywołanego przez pomyślane masy magnetyczne punktowe relacją:

$$W = \frac{1}{2} (m_1 V_1' + m_2 V_2' + \dots + m_n V_n') \dots \dots \dots (34)$$

gdzie $m_1, m_2 \dots m_n$ oznaczają ilości magnetyzmu tych mas, a $V_1', V_2' \dots \dots V_n'$ potencjały magnetyczne, obliczone dla punktów zajętych przez

owe masy z uwzględnieniem dla każdego z punktów wszystkich mas, z wyjątkiem masy, znajdującej się w tym punkcie.

Wzór powyższy niema praktycznego znaczenia, gdyż masy magnetyczne punktowe są fikcją, nie mającą żadnego znaczenia realnego.

Energję pola magnetostatycznego w układach praktycznie ważnych obliczamy z wzorów określających energję pola, analogicznie jak w Elektrostatyce

$$dW = \mu \frac{H^2}{8\pi} dv \dots\dots\dots (35)$$

$$W = \frac{\mu}{8\pi} \int H^2 dv \dots\dots\dots (36)$$

względnie

$$dW = \frac{BH}{8\pi} dv \dots\dots\dots (37)$$

$$W = \frac{1}{8\pi} \int B.H. dv \dots\dots\dots (38)$$

Gdy „H” i „B” wstawimy w egs (gaussach), wypadnie „W” w ergach.

W polu jednostajnem, zajmującym objętość v (cm³) energję pola określają wzory

$$W = \frac{\mu}{8\pi} H^2.v = \frac{1}{8\pi} B.H.v = \frac{1}{\mu 8\pi} B^2.v \dots\dots\dots (39)$$

W 1 cm³ pola jednostajnego mieści się energja

$$W_{(cm^3)} = \frac{\mu}{8\pi} H^2 = \frac{1}{8\pi} B.H = \frac{1}{\mu 8\pi} B^2 \dots\dots\dots (40)$$

Z zestawień powyższych widać, że w polu wypełnionem różnymi ośrodkami, najwięcej energii przy jednakowych indukcjach „B” tkwi w miejscach o małych wartościach przenikalności μ (więc n.p. w szczelinach powietrznych między biegunami magnesów).

Uwaga: Praca magnesowania „A” nie będzie ogólnie równa energii zawartej w układzie namagnesowanym. Ogólnie bowiem - jak to dalej zobaczymy - przy omawianiu ośrodków ferromagnetycznych, zachodzą przy magnesowaniu jeszcze uboczne przemiany energetyczne (powstaje ciepło). (Patrz dalej "Praca magnesowania").

V. Masa magnetyczna rozłożona.

1. Układ magnetostatyczny realny.

Masy magnetyczne punktowe są fikcją. Już w poprzednich rozważaniach byliśmy zmuszeni uwzględnić rozłożenie przestrzenne mas magnetycznych, rozróżniać masy jawne i utajone, i pamiętać o tem, że masy magnetyczne występują zawsze tylko w łączności z materją.

Każdy układ magnetostatyczny można sprowadzić do zespołu „ n ” magnesów elementarnych czyli magnetonów, które w ten sposób nabierają znaczenia podstawowego, stanowią bowiem zasadniczy element składowy, rzeczywistych układów magnetycznych.

Magneton możemy sobie wyobrazić jako elementarny magnes idealny, t.j. wykazujący jawne masy magnetyczne tylko na czołowych ścianach biegunów.

Magnes rzeczywisty możemy pojmować jako układ złożony z takich właśnie magnetonów, uszykowanych pod działaniem pola magnetycznego w sposób przedstawiony na rys.44.



Rys.44.

Sposób uszykowania zależy od działań magnetycznych, wywieranych na magnetony, które mają możność zmiany wzajemnego położenia (budowa materji), a pozatem znajdują się w ciągłym ruchu (teorja kinetyczna).

Analiza magnesu rzeczywistego nie należy wcale do najłatwiejszych, poprzedzimy ją więc rozważaniami układów prostszych, jakkolwiek wyidea-

lizowanych, jako to elementarnego magnesu idealnego, oraz t.zw. nici i płytki magnetycznej. Wpierw jednakże wprowadzimy dwa nowe pojęcia, bardzo przydatne do dalszej analizy, a mianowicie moment magnetyczny (M) i natężenie magnetyzacji (J).

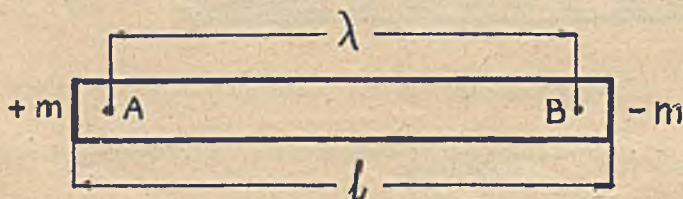
2. Moment magnetyczny (M).

Ciała namagnesowane (magnesy) działają na zewnątrz jak zbiorowiska jawnych mas magnetycznych o rozłożeniu przestrzennym.

Doświadczenia z magnesami o jednej osi obojętnej pouczają, że działania ich na zewnątrz można sprowadzić do działań dwu równych mas zastępczych przeciwnych znaków, pomyślanych punktowo i umieszczonych odpowiednio na osi podłużnej magnesu (linja idąca wzdłuż magnesu i łącząca oba jego bieguny N i S).

Każdą z tych mas zastępczych należy przyjąć równą sumie jawnych mas jednego znaku, od rozłożenia ich zaś w magnecie zależy położenie punktów koncentracyjnych czyli ich wzajemna odległość (λ).

W magnecie sztabowym położenie zastępczych mas punktowych wypada bardzo blisko końców (rys.45.).



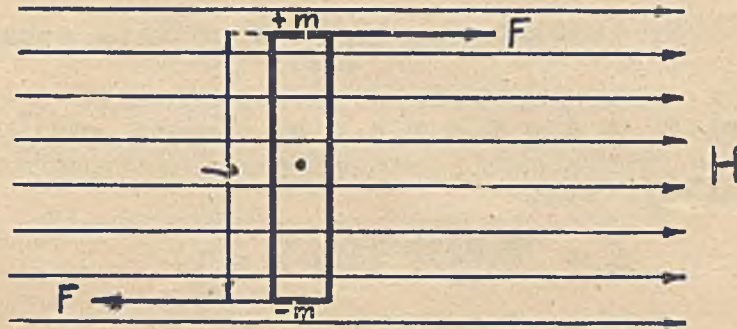
Rys.45.

Iloczyn jawnej masy magnetycznej jednego bieguna i odległości obu zastępczych mas punktowych, nazywamy momentem magnesu (znak M)

$$M = m \cdot \lambda \dots \dots \dots (41)$$

Wprowadzenie tego pojęcia ułatwia znacznie analizę, pozwala bowiem w pewnych przypadkach abstrahować od rozłożenia przestrzennego mas magnetycznych.

Ustawmy magnes idealny w jednostajnym polu magnetycznym, prostopadle do kierunku natężenia pola (rys.46.)



Rys.46.

Na magnes ten działać będą dwie równe siły

$$F = m \cdot H,$$

tworzące parę sił o momencie mechanicznym

$$M_{\text{mech}} = F \cdot l$$

Mnożąc poprzednie równanie obustronnie przez l , i dzieląc przez H , otrzymamy

$$\frac{F \cdot l}{H} = m \cdot l \quad \text{lub} \quad \frac{M_{\text{mech}}}{H} = m \cdot l$$

W magnesie idealnym sztabowym jawne masy są tylko na czolowych ścianach biegunów, zatem moment magnetyczny (M) takiego magnesu jest równy iloczynowi $m \cdot l$. Możemy więc położyć

$$M = m \cdot l = \frac{M_{\text{mech}}}{H} \quad (\text{w polu o natężeniu } H) \quad \dots (42)$$

Moment idealnego magnesu sztabowego jest równy iloczynowi jawnej masy jednego znaku i jego długości.

Każdy magnes rzeczywisty można wyobrazić sobie złożony z elementarnych magnesów idealnych (magnetony).

Poddając taki magnes działaniu pola o natężeniu $H = 1$ w położeniu normalnym do linii sił, otrzymamy jakiś moment wypadkowy M mech., który możemy położyć równy iloczynowi siły F i długości λ

$$M \text{ mech} = F \cdot \lambda$$

Siłę F działającą w polu $H = 1$ na masę punktową m określa relacja.

$$F = m \cdot H (=1),$$

gdzie „ m ” oznacza masę zastępczą, równą sumie jawnych mas jednego znaku (magnesu), stąd

$$\lambda = \frac{M \text{ mech}}{m} \text{ (dla } H = 1) \dots\dots\dots (43)$$

λ jest odległością owych zastępczych mas punktowych.

Z powyższego wynika następująca ogólna definicja momentu:

Moment magnetyczny (M) jest to liczbowo moment pary sił (w dynach), działającej na magnes ustawiony w polu jednostajnym o natężeniu $H = 1$ cgs osią podłużną prostopadle do linii sił.

Za oś podłużną uważamy linię przechodzącą przez pomyślane masy magnetyczne zastępcze.

Moment mechaniczny możemy ustalić metodą wachni, zaś jawną masę magnetyczną z pomocą magnetometru. (Patrz dalej „Pomiary magnetyczne”).

Mamy więc możliwość eksperymentalnego wyznaczenia długości (λ), względnie momentu magnetycznego (M).

Dla magnesów sztabowych wypada z takiego pomiaru, że (λ) jest nieco mniejsze od (l).

W praktycznych, mniej dokładnych obliczeniach można więc położyć w przybliżeniu

$$M \cong m \cdot l \dots\dots\dots (44)$$

Z podanego powyżej określenia wynika, że moment magnetyczny magnesu nie równa się ogólnie sumie momentów magnetycznych poszczególnych magnesów elementarnych. Albowiem w myśl poprzedniego moment magnesu elementarnego (dM) określa relacja

$$dM = dm \cdot l \dots\dots\dots (45)$$

magnesy te zaś mogą mieć w masie namagnesowanej różne położenia względem osi podłużnej. Dla układu *a s t a t y c z n e g o* (dwa równe magnesy ułożone równolegle i zwrócone przeciwnymi biegunami w jedną stronę) jest np. $M = 0$.

3. Natężenie magnetyzacji (J).

Oznacza dM moment i *d e a l n e g o* magnesu elementarnego, " l " jego długość, " ds " obszar czołowy ściany jednego bieguna, a $dv = ds \cdot l$ jego objętość, to

$$dM = dm \cdot l,$$

" dm " odpowiada tu masie magnetycznej na ścianie " ds ".

Pomnóżmy obie strony tej równości przez ds , to otrzymamy

$$dM \cdot ds = dm \cdot l \cdot ds = dm \cdot dv$$

lub

$$\frac{dM}{dv} = \frac{dm}{ds} = \sigma_s,$$

gdzie σ_s odpowiada gęstości powierzchniowej masy magnetycznej dm , na czole bieguna o obszarze " ds ".

Stosunek

$$J = \frac{dM}{dv} \dots\dots\dots (46)$$

określający w iloczynie z polem " ds " masę magnetyczną powierzchniową

$$dm = J \cdot ds$$

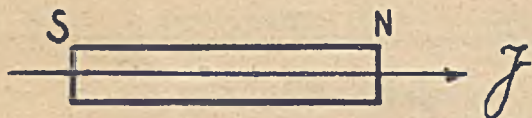
na czole bieguna prostopadłem do jego osi podłużnej, nazywamy $n a =$ tężeniem magnetyzacji, lub krótko magnetyzacją (znak J).

Nowa ta wielkość umożliwi obliczenie powierzchniowego rozmieszczenia magnetyzmu, a z nim także i rozmieszczenia przestrzennego, dowiedziemy bowiem poprzednio, że

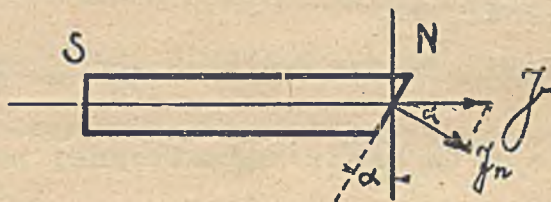
$$\sum m_s = - \sum m_v, \text{ lub że } \int_s G_s \cdot ds = - \int_v G_v \cdot dv$$

czyli, że suma magnetyzmu jawnego rozłożonego na powierzchni magnesu, musi być równa sumie magnetyzmu rozłożonego przestrzennie wewnątrz magnesu (wziętej ze znakiem przeciwnym).

Znaczenie magnetyzacji „J” możemy rozszerzyć, nadając jej charakter wektora o kierunku identycznym z podłużną osią magnesu idealnego i orientacji SN, oznaczonej strzałką (rys.47.). Związek między tak



Rys.47.



Rys.48.

oznaczonym wektorem, a powierzchniową masą magnetyczną na elemencie powierzchni o obszarze „ds” odchylonym ogólnie o α , od położenia normalnego względem J (rys.48.), określi relacja

$$dm_s = J \cdot ds \cdot \cos \alpha \dots \dots \dots (47)$$

Ogólnie więc całkowitą masę powierzchniową na obszarze „s” (cm²) wyraża wzór

$$m_s = \int_s J \cdot ds \cdot \cos \alpha \dots \dots \dots (48)$$

lub

$$m_s = \int_s J_n \cdot ds \dots \dots \dots (49)$$

gdzie J_n oznacza składową magnetyzacji ($J_n = J \cdot \cos \alpha$), normalną do płaszczyzny obszaru „ds” (rys.48).

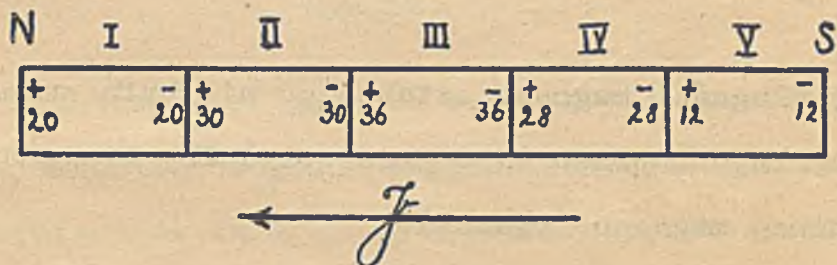
Gdy $J = \text{const}$ dla całego obszaru „s”, możemy napisać

$$m_s = J \cdot s \cdot \cos \alpha \dots\dots\dots (50)$$

Taka zależność zachodzić będzie ogólnie w magnesie sztabowym idealnym

W magnesie sztabowym magnetyzacja J zmienia wartość od przekroju do przekroju, jak to jasno ilustruje następujące rozważanie.

Z pięciu magnesów idealnych I, II, III, IV, V, o masach magnetycznych $m_1 = 20$, $m_2 = 30$, $m_3 = 36$, $m_4 = 28$, $m_5 = 12$, i powierzchniach czołowych $s = 2 \text{ cm}^2$, składamy magnes sztabowy w sposób uwidoczniiony na rys.49.



Rys.49.

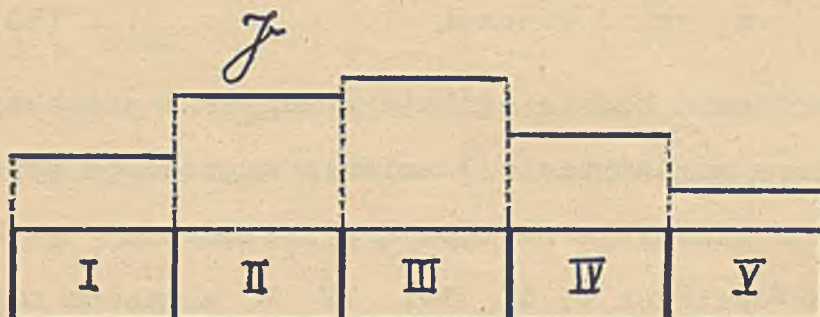
Kierunek magnetyzacji J będzie \overline{SN} , a jej wartości w poszczególnych magnesach są w myśl (50) i przy uwzględnieniu że $\alpha = 0$:

$$J_1 = \frac{20}{2} = 10 \text{ cgs}, \quad J_2 = \frac{30}{2} = 15 \text{ cgs}, \quad J_3 = \frac{36}{2} = 18 \text{ cgs}$$

$$J_4 = \frac{28}{2} = 14 \text{ cgs}, \quad J_5 = \frac{12}{2} = 6 \text{ cgs}.$$

W każdym poszczególnym magnesie jest $J = \text{const}$ i ma podaną wyżej wartość.

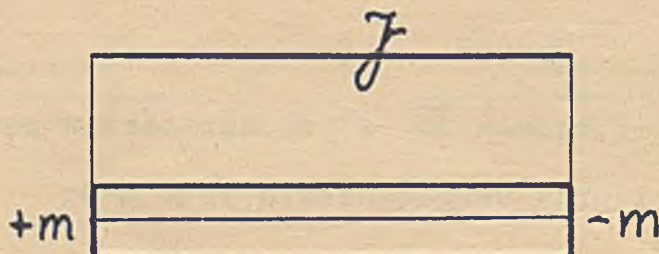
Przedstawmy przebieg J graficznie, obierając dowolną skalę i nanosząc wartości J na rzędnych pionowych, mierzonych od osi podłużnej magnesu (rys.50). Przebieg ten ilustruje linja schodkowa wykazująca wszędzie na stykach poszczególnych magnesów skoki wartości.



Rys. 50.

Skoki te zdradzają, że na stykach znajdują się jawne masy magnetyczne.

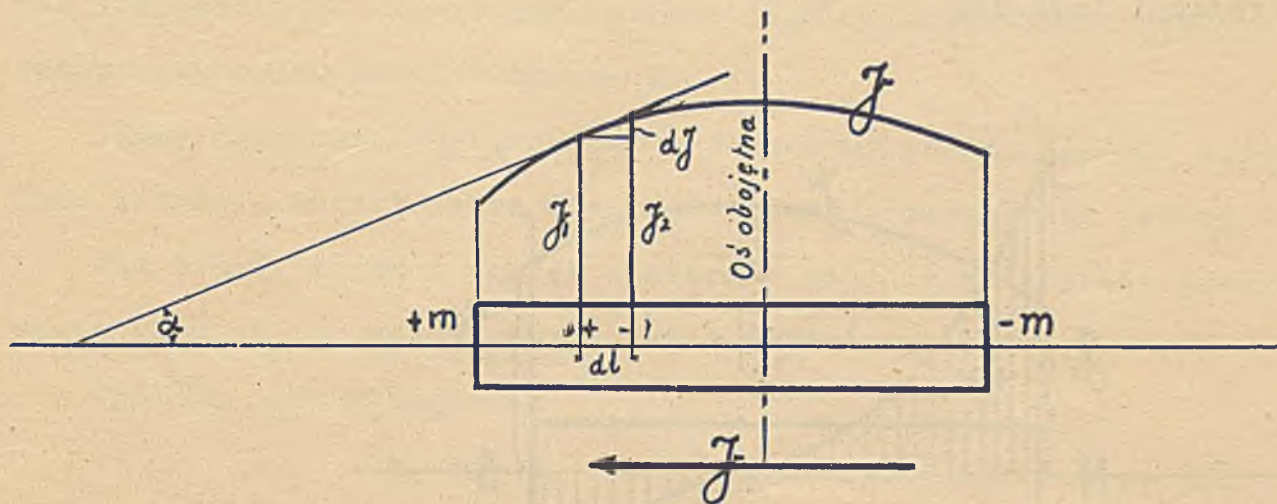
Gdyby na całej długości magnesu sztabowego nie było wewnątrz żadnych jawnych mas magnetycznych, przebieg J przedstawiałby linię ciągłą, równoległą do osi podłużnej magnesu (rys.51).



Rys.51.

Taki przebieg ma linja magnetyzacji J w magnesie idealnym, t.j. zawierającym jawne masy tylko na czołowych ścianach biegunów ($+m$ i $-m$).

W magnesie rzeczywistym przebieg J jest linią zbliżoną do elipsy (rys.52.), wykazującą maximum w pewnym miejscu, któremu odpowiada oś obojętna. Przebieg tej krzywej poucza, że w magnesie rzeczywistym występują jawne masy nie tylko na czołach, lecz także i wewnątrz



Rys. 52.

Spróbujmy wyznaczyć ich gęstość linjową t.j. zawartość jawnych mas wewnętrznych na jednostkę długości magnesu. Wartości J w dwu przekrojach oddalonych od siebie o „ dl ” są J_1 i J_2 i różnią się od siebie o dJ . Na pierwszym przekroju masa utajona jest $+J_1s$, na drugim $-J_2s$. Suma tych mas musi odpowiadać jawnej masie zawartej w objętości $s \cdot dl$, bo po wyodrębnieniu tej objętości (dv), masy utajone stałyby się jawnymi, a suma ich musi odpowiadać jawnej masie wewnętrznej w objętości „ dv ” (ze znakiem przeciwnym)

Możemy zatem napisać

$$- dm_v = +J_1s + (-J_2s) = -s(J_2 - J_1) = -s \cdot dJ$$

lub

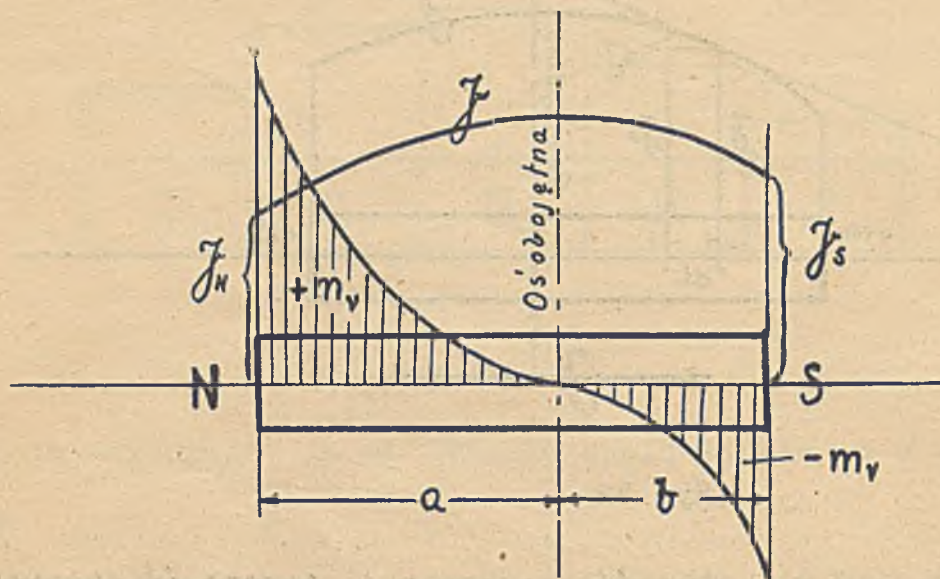
$$\frac{dm_v}{dl} = s \frac{dJ}{dl}$$

Stosunek dm_v/dl odpowiada gęstości linjowej jawnej masy, zawartej wewnątrz magnesu. Jak widać, gęstość ta odpowiada iloczynowi s i pochodnej „ J ” względem „ l ”, czyli

$$\frac{dm_v}{dl} = s \cdot \text{tg} \alpha$$

gdzie „ α ” jest kątem, jaki zawiera styczna do J z osią podłużną magnesu.

Wyznaczymy krzywą gęstości liniowej jawnych mas wewnętrznych w myśl powyższej relacji (rys.53).



Rys.53.

Będzie ona przebiegać częściowo nad osią, (jawne masy wewnętrzne dodatnie), a częściowo pod osią (jawne masy wewnętrzne ujemne). Oznacza N początek spólrzędnych, to

Całka

$$\int_0^{x=a} \frac{dm_v}{dl} dl = \int_0^{x=a} dm_v = +m_{va}$$

odpowiada tu całkowitej zawartości jawnych mas wewnętrznych dodatnich, mieszczących się tu w części magnesu położonej na lewo od jego osi obojętnej. Całka zaś

$$-\int_{x=a}^{x=a+b} \frac{dm_v}{dl} dl = -\int_{x=a}^{x=a+b} dm_v = -m_{vb}$$

odpowiada całkowitej zawartości jawnych mas wewnętrznych ujemnych, mieszczących się tu w części magnesu położonej na prawo od jego osi obojętnej.

Zatem pola ograniczone krzywą gęstości liniowej i osią podłużną magnesu, są proporcjonalne do jawnego magnetyzmu dodatniego, względnie ujemnego, zawartych wewnątrz magnesu sztabowego.

Z przebiegu krzywej wartości J można ustalić rozmieszczenie jawnych mas wewnętrznych i odwrotnie, z przebiegu rozmieszczenia jawnych mas wewnętrznych można ustalić krzywą J.

Jawny magnetyzm powierzchniowy oznaczymy posilkując się zależnością, jaka istnieje między jawną masą wewnętrzną i zewnętrzną (wzory 7 i 8).

Jak widać, można z pomocą wektora J ustalić rozłożenie jawnych mas magnetycznych tak wewnętrznych jak i zewnętrznych.

Ogólnie jest mianowicie

$$m_v = - m_s = - \int_S J_n \cdot ds \dots\dots\dots (51)$$

J_n oznacza tu składową wektora J normalną do płaszczyzny pola ds , „s” odpowiada całkowitej powierzchni magnesu, m_s określa całkowitą ilość magnetyzmu powierzchniowego, a m_v całkowitą ilość magnetyzmu wewnętrznego (zawartego w całej objętości magnesu - patrz wzory(48 i 49).

4. Magnes elementarny idealny.

Stan pola magnetostaticznego w otoczeniu odosobnionego magnesu elementarnego będzie oznaczony, gdy ustalimy potencjały (V) punktów tego pola. Albowiem w myśl (27) jest

$$H = - \frac{dV_m}{dl}, \quad a \quad B = H \cdot \mu^1)$$

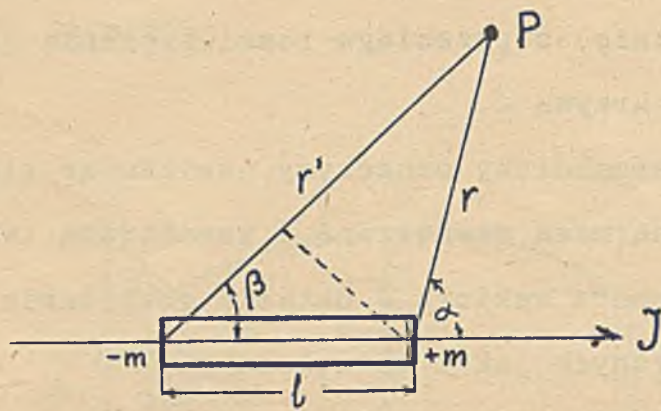
i

$$dW = \frac{1}{8\pi} H \cdot B \cdot dv$$

Oznacza P dowolny punkt w przestrzeni odległy o „r” od bieguna północnego, a o „r'” od bieguna południowego elementarnego magnesu sztabowego (rys.54), to potencjał „V” w punkcie „P” określi relacja

$$dV = \frac{1}{\mu} \left(\frac{dm}{r} - \frac{dm}{r'} \right) = \frac{1}{\mu} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \right)$$

1)Z podanemi poprzednio zastrzeżeniami.



Rys. 54.

Uwzględniając, że

$$r' = r + l \cdot \cos \beta$$

i podstawiając, otrzymamy

$$dV = \frac{dm}{\mu} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r+l \cdot \cos \beta} \right) = \frac{dm}{\mu} \frac{l \cdot \cos \beta}{r^2 + r \cdot l \cdot \cos \beta}$$

Przyjmując, że „ l ” jest niezmiernie małe wobec „ r ”, możemy wyraz $r \cdot l \cdot \cos \beta$ w mianowniku odrzucić. Z tego samego powodu można położyć $\beta \cong \alpha$, będzie zatem

$$dV = \frac{dm}{\mu} \frac{l}{r^2} \cos \alpha \dots\dots\dots (52)$$

gdzie α oznacza kąt zawarty między promieniem „ r ” (łączącym biegun północny z punktem P), a osią podłużną \overline{SN} magnesu (rys. 54.)

Iloczyn $dm \cdot l$ nazwaliśmy momentem magnesu (znak M), możemy więc położyć

$$dM = dm \cdot l$$

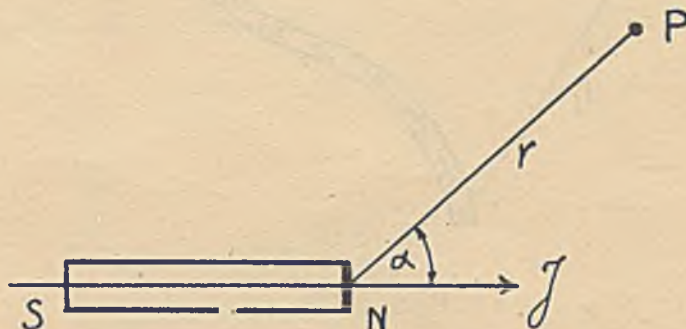
otrzymując

$$dV = \frac{1}{\mu} \frac{dM}{r^2} \cos \alpha \dots\dots\dots (53)$$

Oznaczmy kierunek magnetyzacji J (\overline{SN}), przyczem

$$J = \frac{dM}{dV}$$

to w związku z powyższym oznaczmy potencjał w punkcie P (pochodzący od magnesu elementarnego) w sposób przedstawiony na rys.55.



Rys.55.

$$dV = \frac{1}{\mu} \frac{dM}{r^2} \cos \alpha$$

α oznacza tu kąt zawarty między promieniem łączącym punkt P z biegunem N, a kierunkiem magnetyzacji (J).

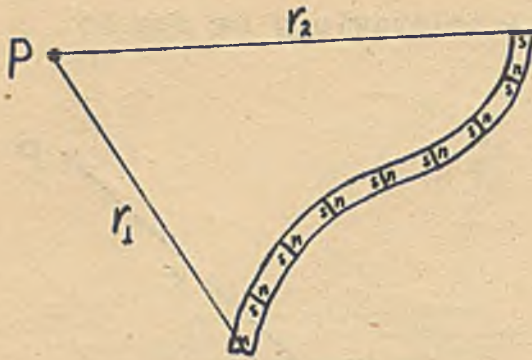
Potencjał ten będzie dodatni, gdy patrząc z punktu P ku N widzimy grot strzałki J zwrócony ku sobie, względnie będzie ujemny, gdy jest przeciwnie.

Układy magnetostaticzne możemy wyobrazić sobie złożone z takich magnesów elementarnych i do nich zastosować powyższy wzór (53).

Najprostszy taki układ podłużny przedstawia t.zw. „nić magnetyczną”, najprostszy zaś układ poprzeczny reprezentuje t.zw. „płytkę magnetyczną”

5.Nić magnetyczna.

Z poprzednio opisanych idealnych magnesów elementarnych ułożmy łańcuch wskazany na rys.56. Załóżmy, że magnesy te są najzupełniej równe sobie, to powstanie t.zw. n i ć m a g n e t y c z n a , w której j a w n e masy magnetyczne wystąpią tylko na końcach N i S, bo działanie mas wewnętrznych neutralizuje się na zewnątrz.



Rys.56.

Taka nić magnetyczna działać będzie na zewnątrz jak dwie masy magnetyczne ułożone powierzchniowo na czołach obu biegunów N i S.

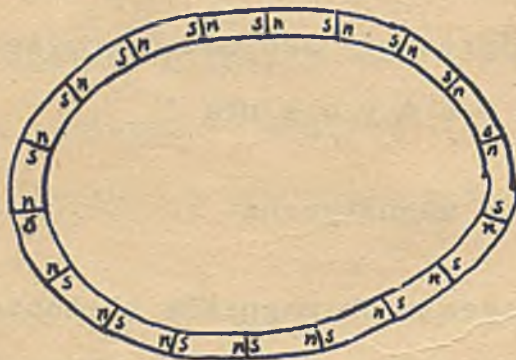
Potencjał w punkcie P odniesiony do takiej nici wyrazi relacja

$$dV = \frac{dm}{\mu} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \dots \dots \dots (54)$$

gdzie „ r_1 ” oznacza odległość początku (biegun północny), a „ r_2 ” końca (biegun południowy) nici.

Zetknijmy razem początek i koniec takiej nici (rys.57). Będzie wtedy

$$r_1 = r_2, \text{ a zatem } dV = 0$$

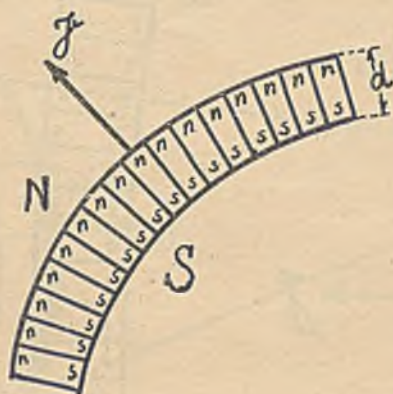


Rys.57.

Zamknięta nić magnetyczna nie wywiera zatem żadnego działania magnetycznego na zewnątrz.

6. Płytką magnetyczną.

Ułożymy idealne magnesy elementarne jeden obok drugiego tak, aby ich bieguny tego samego znaku zwrócone były w tę samą stronę. Powstanie w ten sposób t.zw. p ł y t k a m a g n e t y c z n a (Rys.58.).



Rys.58.

Grubość takiej płytki „d” jest równa długości „l” poszczególnych magnesów elementarnych.

Przy założeniu, że poszczególne magnesy są zarówno geometrycznie jak i magnetycznie identyczne, wypadnie natężenie magnetyzacji J w płytce jednakowe dla wszystkich miejsc. Określi je relacja

$$J = \frac{dM}{dv}$$

a kierunek J będzie wszędzie prostopadły do powierzchni płytki (rys.58).

Uwzględniając, że $dv = ds \cdot l$, możemy napisać

$$J \cdot l = \frac{dM}{ds}$$

Wielkość

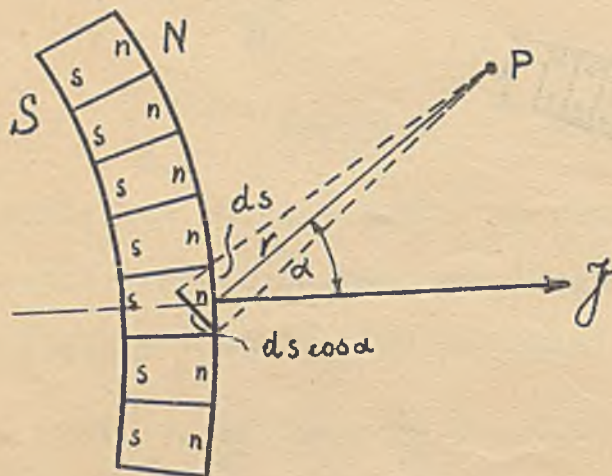
$$N = J \cdot l = \frac{dM}{ds} \dots\dots\dots (55)$$

nazywamy p o t ę g ą m a g n e t y c z n ą płytki (znak N).

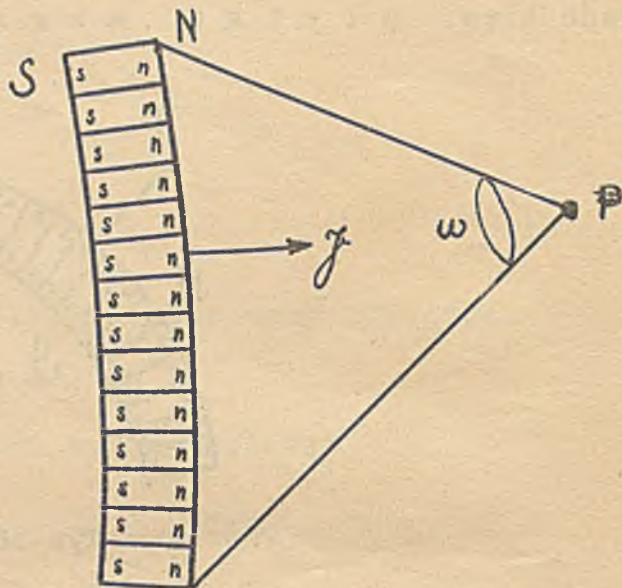
Z powyższego

$$dM = N \cdot ds \dots\dots\dots (56)$$

Wyznamy potencjał magnet. w dowolnym punkcie P, z którego powierzchnię N płytki widzi się pod kątem bryłowym ω (rys. 59.). W tym celu obliczymy potencjał magn. w punkcie P pochodzący od pojedynczego magnesu elementarnego (rys. 60.)



Rys. 59.



Rys. 60.

W myśl (53 i 56) jest

$$dV = \frac{1}{\mu} \frac{dM}{r^2} \cos \alpha = \frac{1}{\mu} \frac{N \cdot ds}{r^2} \cos \alpha$$

Jednakże $ds \cdot \cos \alpha$ możemy uważać za element kuli i położyć

$$\frac{ds}{r^2} \cos \alpha = d\omega$$

gdzie $d\omega$ oznacza kąt bryłowy, pod którym widać pole ds z punktu P.

Napiszemy więc

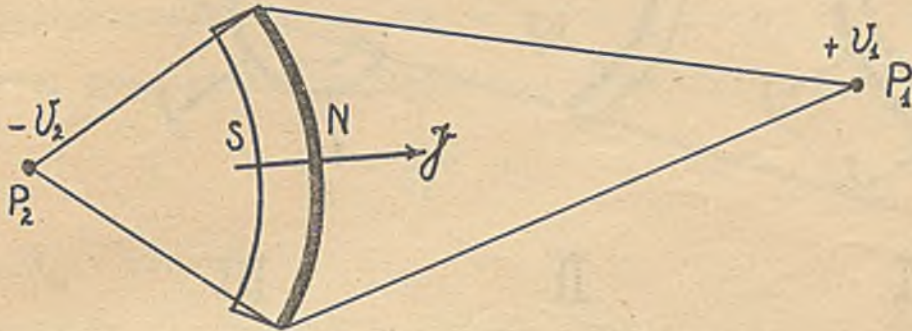
$$dV = \frac{1}{\mu} N \cdot d\omega$$

Potencjał w punkcie P pochodzący od całej płytki, będzie więc

$$V = \frac{1}{\mu} \int_S N \cdot d\omega = \frac{1}{\mu} N \int_0^\omega d\omega = \frac{1}{\mu} N \cdot \omega$$

$$V = \frac{1}{\mu} N \cdot \omega \dots \dots \dots (57)$$

Gdy bliżej punktu P jest powierzchnia N, potencjał V jest dodatni, gdy bliżej P jest powierzchnia S, będzie V ujemne. W związku z magnetyzacją J, będzie V dodatnie gdy J skierowane jest ku P, a ujemne, gdy J skierowane jest przeciwnie (rys.61.)



Rys.61.

Uwaga: Ogólnie przyjęto następującą umowę:
 Kąt bryłowy ω przyjmuje się za dodatni, gdy patrzymy z punktu P na powierzchnię N w kierunku zgodnym z J, a za ujemny, gdy patrzymy z punktu P w kierunku przeciwnym do J.
 Zgodnie z tą umową należy położyć ogólnie

$$V = - \frac{1}{\mu} N \cdot \omega \dots\dots\dots (58)$$

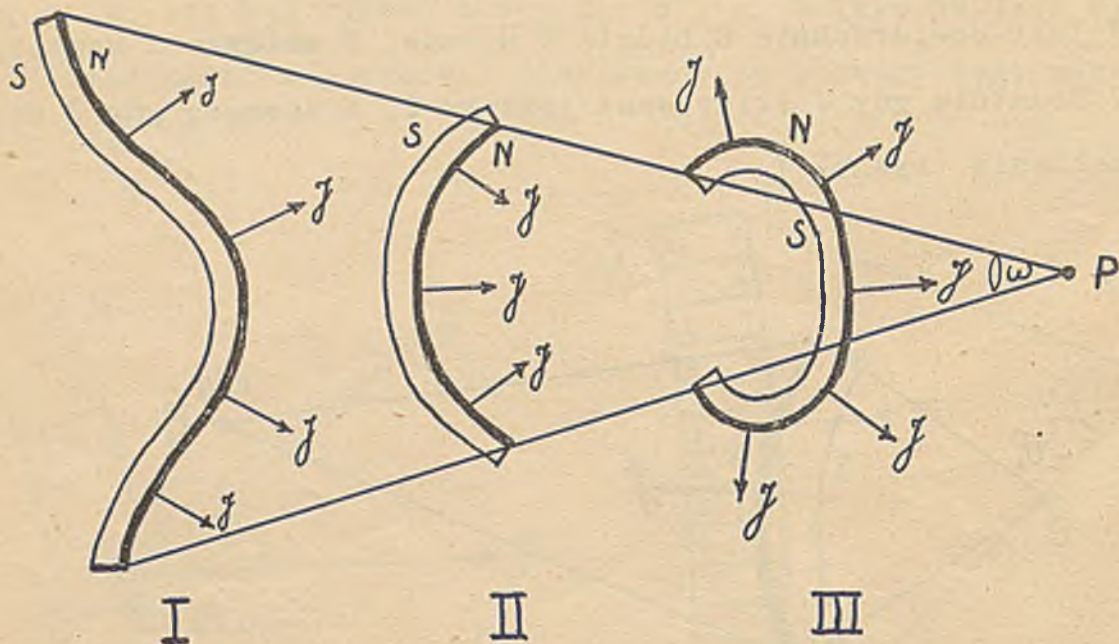
W naszym przypadku (rys.60) będzie ω ujemne, zatem

$$V = - \frac{1}{\mu} N(-\omega) = + \frac{1}{\mu} N \cdot \omega$$

czyli wzór zgodny z (57).

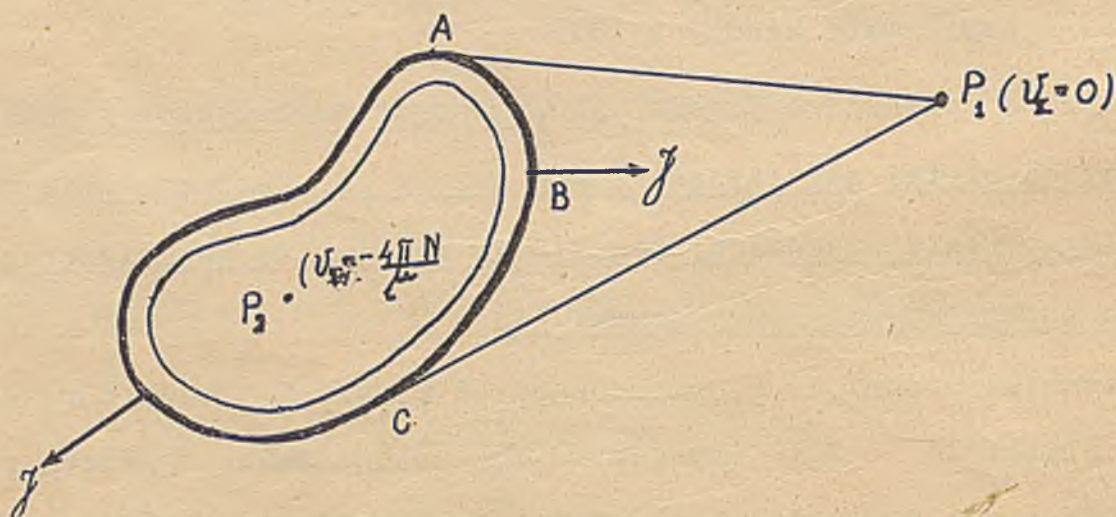
Powyższe rozważanie poucza, że potencjał magnetyczny w punkcie P, pochodzący od płytki magnetycznej, nie zależy od ukształtowania tej powierzchni, tylko od kąta bryłowego, pod którym widzimy tę powierzchnię z punktu P, oraz od potęgi magnetycznej płytki (N).

Potencjał w punkcie P, pochodzący od płytki I., będzie więc taki sam, jak od płytki II. i III. (rys.62.), gdy potęga magn. N każdej z płytek jest jednakowa i gdy powierzchnię N każdej z tych płytek mieści się w tym samym kącie bryłowym ω . Oczywiście, gdy każdą powierzchnię bierzemy pod uwagę oddzielnie.



Rys.62.

W przypadku, gdy płytka tworzy powłokę zamkniętą (rys.63.), będzie dla każdego punktu P_1 , położonego zewnątrz przestrzeni objętej tą powłoką $V = 0$, bo obie części powierzchni ABC i CDA widzimy z punktu P pod tym samym kątem ω , a kąt ten dla części ABC jest ujemny, zaś dla części CDA jest dodatni.



Rys.63.

Dla każdego punktu położonego w e w n ą t r z przestrzeni objętej powłoką magnetyczną (P_2) jest $\omega = +4\pi$, zatem dla wnętrza

$$V_w = - \frac{1}{\mu} 4\pi.N$$

Uwaga: Wypada zaznaczyć, że μ oznacza tu przenikalność ośrodka, wypełniającego całą przestrzeń zewnątrz i wewnątrz powierzchni magnetycznej (aż do nieskończoności). Dla takiego to bowiem założenia wyprowadziliśmy wzory na potencjał magnetyczny.

Z poprzedniego wyniku, że w e w n ą t r z i z e w n ą t r z zamkniętej powierzchni magnetycznej (rys.63.) jest

$$H = - \frac{dV_m}{dl} = 0 \quad \text{i} \quad B = 0$$

(bo $V_m = \text{const}$).

Znaczy to, że zamknięta powłoka magnetyczna nie wywiera żadnego działania dynamicznego i indukcyjnego w przestrzeni, leżącej zewnątrz i wewnątrz niej.

Między każdym punktem przestrzeni leżącej zewnątrz a każdym punktem leżącym wewnątrz powierzchni zamkniętej na rys.63., istnieje napięcie

$$U_{zw} = V_z - V_w = 0 - \left(- \frac{1}{\mu} 4\pi.N\right) = + \frac{1}{\mu} 4\pi.N$$

Zatem wprowadzenie masy magnetycznej „m” do wnętrza takiej powierzchni zamkniętej wymaga pracy

$$A_{zw} = \frac{1}{\mu} 4\pi.N.(m)$$

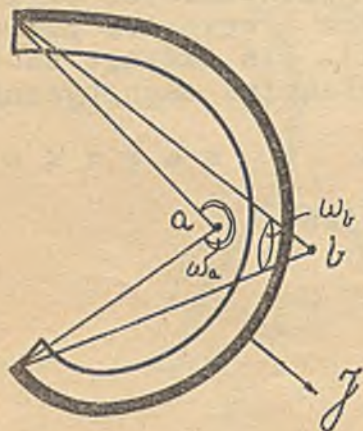
Praca ta będzie wykonaną przy przejściu przez warstwę tworzącą ową powierzchnię magnetyczną.

Obliczmy jeszcze napięcie między dwoma punktami „a” i „b”, leżącymi nieskończenie blisko i naprzeciwko siebie po obu stronach powierzchni magnetycznej. Ogólnie jest

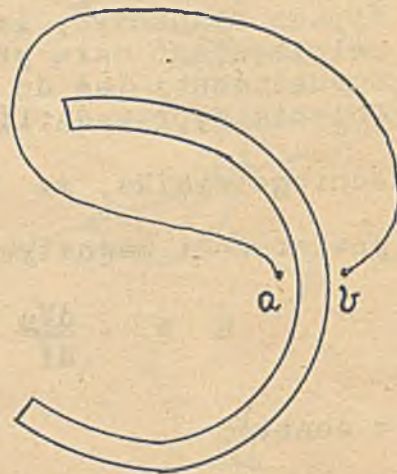
$$U_{ab} = \int_a^b H_l . dl = V_a - V_b$$

$$V_a = - \frac{1}{\mu} N.(\omega_a), \quad V_b = - \frac{1}{\mu} N.(\omega_b)$$

Uwzględniając, że dla nieskończenie cienkiej powłoki magnetycznej (rys.64.) jest $|\omega_a| + |\omega_b| = 4\pi$ i że ze względu na położenie punktów „a” i „b” kąt bryłowy ω_a jest dodatni a ω_b jest ujemny, napiszemy



Rys. 64.



Rys. 65.

$$\begin{aligned} U_{\vec{a}\vec{b}} &= V_a - V_b = -\frac{1}{\mu} N |\omega_a - (-\omega_b)| = \\ &= -\frac{1}{\mu} N (\omega_a + \omega_b) = -\frac{1}{\mu} 4\pi \cdot N \end{aligned}$$

W wyniku otrzymaliśmy więc - abstrahując od znaku - tę samą wartość, co dla powierzchni zamkniętej, możemy więc powiedzieć ogólnie:

Między dwoma punktami leżącymi naprzeciw siebie i nieskończenie blisko powierzchni magnetycznej, napięcie magnetyczne określa wzór

$$U = \frac{1}{\mu} 4\pi \cdot N$$

Całka linjowa natężenia pola H, obliczona dla dowolnego toru, łączącego dwa sąsiadujące z sobą punkty (a,b) po obu stronach nieskończenie cienkiej powłoki magnetycznej (rys.65) jest zatem (abstrahując od znaku)

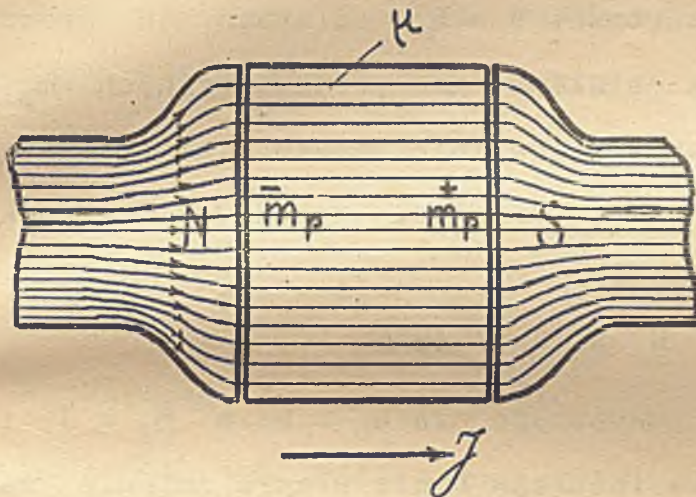
$$U_{ab} = \int_a^b H_{\perp} \cdot d\ell = \frac{1}{\mu} 4\pi \cdot N \dots\dots\dots (59)$$

Uwaga: Relacji tej użyjemy dalej przy analizie pola elektromagnetycznego (tom II.).

VI. Polaryzacja magnetyczna.

1. Magnesowanie ośrodków para- i diamagnetycznych.

Wprowadźmy w jednostajne pole magnetyczne (np. wytworzone w w a s = k i e j szczelinie między równoległymi biegunami N i S magnesu lub elektromagnesu) ciało para - lub diamagnetyczne o płaskich ścianach równoległych do ścian biegunów i znanej przenikalności μ (rys. 66.).



Rys. 66.

Abstrahując od brzegów, gdzie pole jest niejednostajne, wewnątrz między biegunami N i S linje indukcji przebiegają równoległe, a ich gęstość odpowiada indukcji B. Oznacza s powierzchnię czołową jednego bieguna, przez którą przenika strumień Φ z bieguna N do S, to przy dostatecznie wąskiej szczelinie można położyć

$$B = \frac{\Phi}{s} \quad \text{i} \quad H = \frac{B}{\mu}$$

Ośrodek umieszczony w szczelinie między biegunami ulegnie spolaryzowaniu, wyrażającem się w tem, że poszczególne jego cząstki staną się magnesami elementarnymi, których bieguny północne zwrócone będą ku S a południowe ku N (W ośrodku paramagnetycznym, w ośrodku diamagn. będą przeciwnie).

Gdy masy magnetyczne na czołowych ścianach wszystkich magnesów elementarnych będą jednakowe co do wielkości, jak to w ośrodkach para -

i diamagnetycznych zachodzi, ujawni się na zewnątrz tylko działanie mas polaryzacyjnych $-m_p$ przy N i $+m_p$ przy S, o gęstości powierzchniowej

$$\sigma_p = \frac{m_p}{s} = J$$

równej w myśl (50) magnetyzacji J (kierunek J zgodny z kierunkiem linii indukcji).

Działanie dynamiczne w polu magnetostatycznym pochodzi od mas magnetycznych. Pierwotne natężenie w pustej szczelinie $H_0 = B$ ulegnie zmianie po wprowadzeniu ośrodka do wartości $H = B/\mu$ dlatego, że oprócz działania $H_0 = B$ ujawni się jeszcze działanie mas polaryzacyjnych $-m_p$ przy N i $+m_p$ przy S. Działanie tych mas w szczelinie będzie diametralnie przeciwne do działania biegunów N i S, zatem natężenie wypadkowe w ośrodku wypełniającej szczelinę określi relacja

$$H = H_0 - 4\pi\sigma_p$$

Uwzględniając w myśl powyższego, że $H_0 = B$, a $\sigma_p = J$, i zakładając, że po wprowadzeniu ośrodka indukcja B nie uległa zmianie, możemy napisać

$$H = B - 4\pi J,$$

skąd

$$J = \frac{B-H}{4\pi} \dots\dots\dots (60)$$

Ostatnia relacja podaje związek między trzema charakterystycznymi wektorami magnetycznymi H, B i J. Związek ten (ważny dla zgodnych i padających na siebie kierunków wektorów H, B i J) możemy przedstawić także tak:

$$B = H + 4\pi J \dots\dots\dots (61)$$

Kładąc w tym wzorze $B = \mu H$, otrzymamy jeszcze następującą zależność:

$$\mu H = H + 4\pi J$$

lub

$$\mu = 1 + 4\pi J/H$$

$$\kappa = \frac{J}{H} \dots\dots\dots (62)$$

Iloraz J/H nazywamy podatnością magnetyczną (Susceptibilität) i oznaczamy symbolem χ

$$\mu = 1 + 4\pi\chi \dots\dots\dots (63)$$

lub

$$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi} \dots\dots\dots (64)$$

Podatność magnetyczna χ ma tu charakter stałego współczynnika materiałowego (jak współczynnik polaryzacji) i umożliwia obliczenie masy polaryzacyjnej m_p , względnie gęstości powierzchniowej (σ_p) tej masy, w zależności od natężenia pola H wewnątrz polaryzowanego ośrodka

$$\sigma_p = J = \chi.H \dots\dots\dots (65)$$

$$m_p = \sigma_p.s = J.s = \chi.H.s \dots\dots (66)$$

Zależności te obowiązują, gdy ściana „s” jest prostopadła do kierunku „H” względnie „J”. W przypadku odchylenia „s” od normalnego położenia względem linii sił o α , należy położyć

$$m_p = \sigma_p.s.\cos\alpha = J.s.\cos\alpha = \chi.H.s.\cos\alpha\dots(67)$$

i pamiętać, że na styku ścian różnych ośrodków wystąpi załamanie linii indukcji, czem się jeszcze dalej zajmiemy.

Powyższe wzory wymagają ustalenia wartości natężenia „H” wewnątrz ośrodka, co nie zawsze łatwo uskutecznić, ze względu na brak ciągłości linii sił. Obliczenie przeprowadzimy wygodniej i poprawniej, wspierając się w rozważaniach działających indukcyjnych, do jakich i polaryzacja niewątpliwie należy na wektorze indukcji „B”.

W tym celu podstawmy we wzorze

$$\sigma_p = J = \chi.H, \quad H = B/\mu$$

$$\sigma_p = \chi \cdot \frac{B}{\mu} = \frac{\mu - 1}{\mu} \cdot \frac{B}{4\pi}$$

Iloraz

$$\gamma = \frac{\mu - 1}{\mu} \dots\dots\dots (68)$$

nazwać możemy współczynnikiem polaryzacji magnetycznej (znak γ) i położyć

$$\sigma_p = \gamma \cdot \frac{B}{4\pi} \dots\dots\dots (69)$$

otrzymując analogiczny wzór jak dla polaryzacji dielektryków. Podaje on zależność między magnetyczną masą polaryzacyjną $m_p = \sigma_p \cdot s$, względnie jej gęstością powierzchniową σ_p a indukcją B, gdy ściana polaryzowanego ośrodka ustawiona jest prostopadle do torów linii indukcji. W przypadku gdy ściana ta będzie odchylna o α od normalnego położenia,

$$\sigma_p = \gamma \cdot \frac{B}{4\pi} \cos \alpha \dots\dots\dots (70)$$

analogicznie do wzoru

$$\sigma_p = \chi \cdot H \cdot \cos \alpha \dots\dots\dots (71)$$

Dla ciał para - i diamagnetycznych współczynniki materiałowe μ , χ i γ mają praktycznie wartości stałe i niezależne od natężenia pola (H).

Dla próżni przyjęto (dowolnie) $\mu = 1$, zatem próżnię można traktować jako ośrodek o $\chi = 0$ i $\gamma = 0$, gdyż

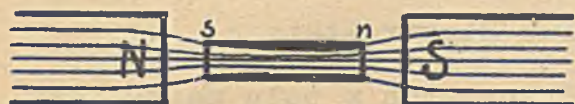
$$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi} \quad \text{a} \quad \gamma = \frac{\mu - 1}{\mu}$$

Dla ośrodków paramagnetycznych jest $\mu > 1$, dla ośrodków diamagnetycznych jest $\mu < 1$. Zatem dla ośrodków paramagnetycznych wypadną χ i γ dodatnie, dla ośrodków diamagnetycznych ujemne.

Znaczy to, że na ścianach ośrodka diamagnetycznego indukują się masy magnetyczne przeciwnych znaków, jak na ścianach ośrodka paramagnetycznego (przy jednakowym ustawieniu w tym samym polu magnetycznym). To tłumaczy dlaczego w ośrodku diamagnetycznym na rys. 69. wypada przy tym samym „B” natężenie „H” większe niż w próżni. Naprzeciw bieguna „N” tworzą się mianowicie

na ścianie ośrodka dielektrycznego masy dodatnie, czyli tego samego znaku co na „N”, wskutek czego wzmacniają działanie magnesów.

Tem tłumaczy się także znane zjawisko, że sztabka paramagnetyczna ustawia się w polu p o d ł u ż n i e (rys.67) zaś sztabka diamagnetyczna p o p r z e c z n i e (rys.68).



paramagn.

Rys.67.



diamagn.

Rys.68.

Warto zaznaczyć, że nabój elektr. indukowany na przewodniku określał wzór:

$$q = \sigma \cdot s = \frac{D}{4\pi} s$$

Porównując go z wzorem

$$m_p = \sigma_p \cdot s = \gamma \cdot \frac{B}{4\pi} s$$

widzimy, że dla przewodników jest $\gamma = 1$.

Wartość $\gamma = 1$ osiągnęło by ciało paramagnetyczne teoretycznie przy $\mu = \infty$. Praktycznie jednak już np. przy $\mu = 1000$ jest

$$\gamma = \frac{1000 - 1}{1000} = 0.999,$$

a przy $\mu = 10000$ jest

$$\gamma = \frac{10000 - 1}{10000} = 0.9999,$$

czyli zbliża się bardzo do wartości 1.

Ponieważ tak wysokie wartości μ ma właśnie żelazo, to wydaje się, że mogłoby ono do pewnego stopnia odgrywać rolę przewodnika magnetycznego, jakkolwiek nie może być za taki uważane, bo indukowane w nim masy

magnetyczne mają rozłożenie przestrzenne, nie powierzchniowe, a poza tym zależą od wartości μ (podczas gdy indukowane naboje elektr. na przewodnikach nie zależą od ϵ i mają rozłożenie powierzchniowe).

2. Fizykalne znaczenie linii indukcji.

W powyższym rozważaniu nadaliśmy wektorowi B , nazwanemu indukcją magnetyczną, analogiczne znaczenie jak wektorowi „ D ” w Elektrostatyce.

Orjentuje on mianowicie co do działań indukcyjnych w polu magnetycznym, umożliwiając obliczenie naboji polaryzacyjnych na ścianach ośrodków para - i diamagnetycznych w ten sam sposób jak to czyniliśmy z pomocą wektora „ D ” w polaryzacji dielektryków.

W ten sposób analogja między wektorami „ B ” i „ D ” poprzednio wsparta na liniach i strumieniu indukcji i najzupełniej formalna, staje się tu faktyczną, to jest nabiera znaczenia fizykalnego. Także magnetyczne działania indukcyjne można uzależnić od wektora „ B ”, czyli indukcji magnetycznej, przydając mu nie tylko formalnie lecz i faktycznie geometryczną charakterystykę t.j. linje indukcji.

Linje indukcji będą teraz służyć nie tylko do poglądowego scharakteryzowania wektora „ B ” w każdym punkcie przestrzeni, lecz będą także orjentować co do indukcyjnych działań fizykalnych w polu magnetycznym.

Przydamy im więc te same atrybuty co linjom indukcji elektrycznej:

- a) Tory linii indukcji magnetycznej orjentują, że w płaszczyźnie do nich prostopadłej działanie indukcyjne jest największe.
- b) Strzałki linii indukcji wskazują na ścianach ośrodków paramagnetycznych polaryzacyjną masę magnetyczną ujemną, a na ścianach ośrodków diamagnetycznych polaryzacyjną masę magnetyczną dodatnią.
- c) Gęstość linii indukcji magnetycznej odpowiada w każdym punkcie pola intensywności działania indukcyjnego (polaryzacyjnego).

Ciągłość strumienia indukcji oznacza, że działanie polaryzacyjne pola nie zależy od ośrodka otaczającego ciało polaryzowane.

Wyobraźmy sobie, że między biegunami magnesu o bardzo dużych powierzchniach czołowych ścian biegunów, a małej odległości tychże i równoległym ustawieniu, znajdują się trzy równoległe warstwy o stałych $\mu_1 = 1$ (próżnia), $\mu_2 > 1$ (ośrodek paramagnetyczny) i $\mu_3 < 1$ (ośrodek diamagnetyczny) (rys.69.).



Rys.69.

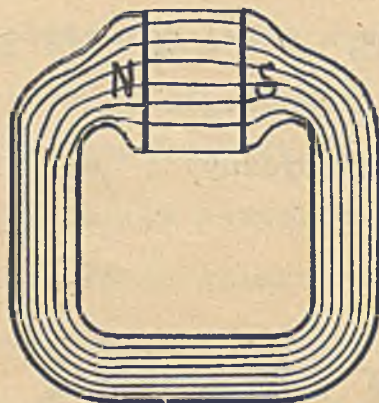
Indukcja „B” będzie w każdym ośrodku (praktycznie) jednakowa. Natężenia będą różne, a mianowicie:

$$H_1 = \frac{B}{\mu_1}, \quad H_2 = \frac{B}{\mu_2}, \quad H_3 = \frac{B}{\mu_3}$$

Największe natężenie wypadnie w ośrodku diamagnetycznym, najmniejsze w ośrodku paramagnetycznym. W próżni jest $H = B$.

Na ścianach granicznych w próżni nie występują żadne masy polaryzacyjne ($\sigma = 0$). Na ścianach ośrodka paramagnetycznego ujawni się od strony bieguna N masa polaryzacyjna ujemna, po drugiej stronie masa polaryzacyjna dodatnia. Na ścianach ośrodka diamagnetycznego odwrotnie, od strony bieguna N ujawni się masa polaryzacyjna dodatnia, po drugiej stronie ujemna.

Linje indukcji przenikające szczelinę NS zachowują ciągłość wskróś wszystkich trzech warstw, a następnie także wskróś całej swej dalszej drogi w magnesie (rys.70). (Oczywiście abstrahujemy tu od rozproszenia magnetycznego).



Rys.70.

3. Fikcyjny pomiar natężenia (H) i indukcji (B).

Rozważania w poprzednim ustępie doprowadziły do analogicznych wyników jak w Elektrostatyce. Możemy więc i tu postawić twierdzenie, że jednorodne (izotropowe) ośrodki magnetyczne działają jedynie przez swe magnetyczne masy polaryzacyjne.

Wynika stąd, że i idealny pomiar natężenia H i indukcji B w ośrodku magnetycznym należy sobie wyobrazić uskuteczniiony w ten sam sposób jak w dielektryku (jednorodnym).

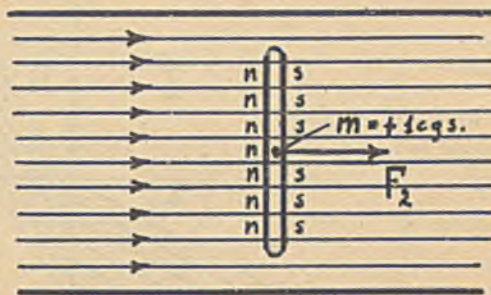
Celem pomierzenia H należy więc wyźłobić długi a cienki kanał poprzecznie do linii indukcji i umieścić wewnątrz niego jednostkową masę magnetyczną północną (rys.71.).

Siła F_1 w dynach działająca na taką próbną masę jednostkową jest równa $l i c z b o w c$ natężeniu pola H w ośrodku.

Celem pomierzenia indukcji B należy wyźłobić wąską szczelinę poprzeczną prostopadle do linii indukcji i umieścić w niej jednostkową masę magnetyczną północną (rys.72.).



Rys. 71.



Rys. 72.

Siła F_2 w dynach, działająca na taką próbną masę jednostkową, jest równa 1 i c z b o w o indukcji B w ośrodku.

Oba te (d y n a m i c z n e) pomiary wielkości H i B nie dadzą się oczywiście zrealizować, już choćby dlatego, że masa magnetyczna punktowa jest fikcją. Niemniej jednak umożliwiają orientację co do obu podstawowych wektorów pola magnetycznego (H i B).

4. Załamanie linii magnetycznych.

Zarówno linje sił jak i linje indukcji ulegają na styku dwu różnych ośrodków załamaniu. Powodem tego - jak przy załamaniu linii elektrycznych są masy magnetyczne polaryzacyjne, indukowane na ścianach stykowych między obu ośrodkami.

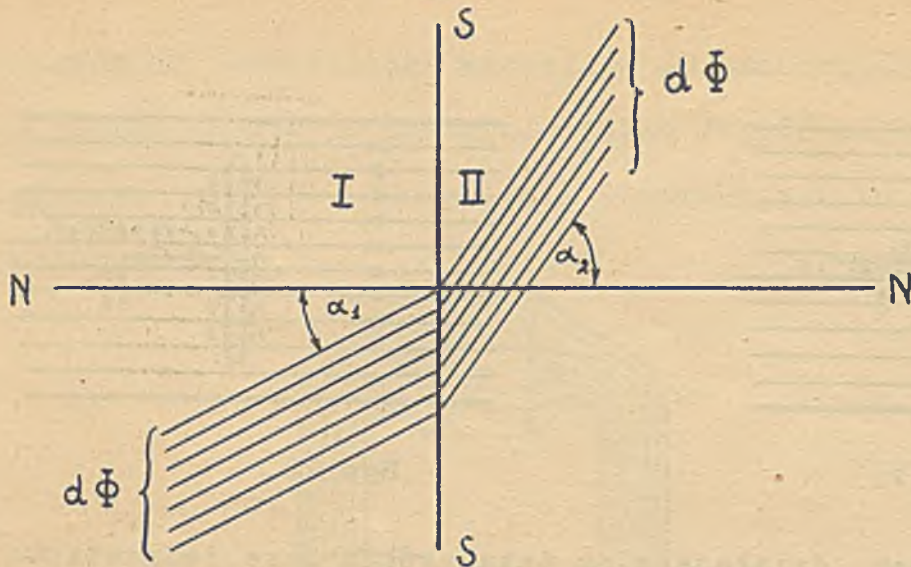
Związki, jakie przy takim załamaniu zachodzą są najzupełniej analogiczne do znalezionych w Elektrostatyce.

I tak: Oznaczają μ_1 i μ_2 przenikalności obu stykających się ośrodków (I i II) (rys. 73.), α_1 i α_2 kąty odchylenia wiązki linii indukcji $d\Phi$ od położenia normalnego $N - N$ w jednym i drugim ośrodku, to

$$\frac{B_1}{B_2} = \frac{\cos\alpha_2}{\cos\alpha_1} \dots\dots\dots (72)$$

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{\sin\alpha_2}{\sin\alpha_1} \dots\dots\dots (73)$$

$$\frac{\text{tg}\alpha_1}{\text{tg}\alpha_2} = \frac{\mu_1}{\mu_2} \dots\dots\dots (74)$$



Rys. 73.

Ze związków tych wynika, że załamane (kąty α) oraz indukcja są większe w tym ośrodku, którego μ jest większe. Linje sił (w ośrodkach jednorodnych) będą mieć te same kierunki, co linje indukcji, a natężenia będą

$$H_1 = \frac{B_1}{\mu_1}, \quad H_2 = \frac{B_2}{\mu_2}$$

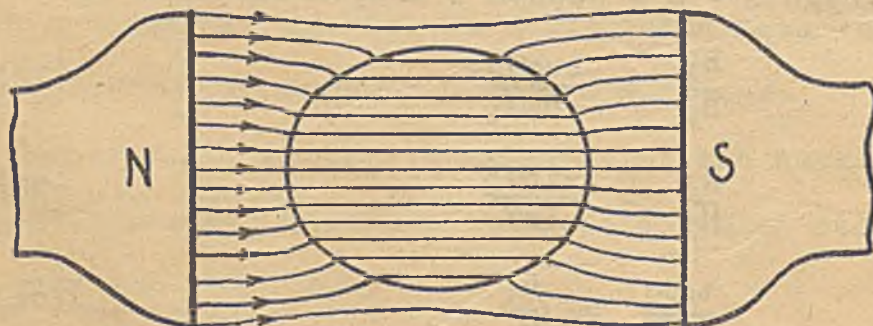
Rzeczywiście, podstawiając odpowiednio, otrzymamy

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{B_1/\mu_1}{B_2/\mu_2} = \frac{B_1 \cdot \mu_2}{B_2 \cdot \mu_1} = \frac{\cos \alpha_2 \cdot \operatorname{tg} \alpha_2}{\cos \alpha_1 \cdot \operatorname{tg} \alpha_1} = \frac{\sin \alpha_2}{\sin \alpha_1}$$

Gdy μ_1 będzie bardzo duże (ośrodek ferromagnetyczny) a μ_2 bardzo małe (próżnia, powietrze lub ośrodek diamagnetyczny), wypadnie $\operatorname{tg} \alpha_2$, a więc i α_2 bardzo małe

$$\operatorname{tg} \alpha_2 = \operatorname{tg} \alpha_1 \cdot \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

Wynika stąd, że z ośrodków o dużej wartości μ wychodzą linje indukcji do powietrza prawie prostopadle do powierzchni (rys. 74.).



Rys. 74.

VII. Ośrodki ferromagnetyczne.

1. Własności ośrodków ferromagnetycznych.

Ośrodki paramagnetyczne, których przenikalność (μ) jest bardzo duża i zależna od natężenia pola (H) nazywamy ciałami f e r r o m a g n e t y c z n e m i .

Przynależą tu żelazo i jego stopy, nikiel, kobalt, oraz niektóre stopy tychże.

Heusler sporządził stopy nie zawierające żadnego z powyższych ciał, a jednakże wykazujące silne własności ferromagnetyczne.¹⁾ (Np. stop 30% manganu, 14% aluminium i 56% miedzi, magnesuje się prawie tak silnie jak żelazo lane). Odwrotnie stop 75% żelaza i 25% niklu nie magnesuje się prawie wcale, jakkolwiek zarówno żelazo jak i nikiel przynależą do grupy ciał ferromagnetycznych.

Analiza działań magnetycznych w ośrodkach ferromagnetycznych jest zawiłą i z tego powodu dość trudną do opanowania. Składa się na to cały szereg przyczyn, z których najważniejsze zestawiamy:

1. Odmiennie jak u ośrodków para - i diamagnetycznych, spółczynniki μ, χ, ν ciał ferromagnetycznych nie są stałe, lecz zależą od natężenia pola „H”, temperatury, oraz innych wpływów, wykazując bardzo duże zmiany wartości. (Patrz dalej: Charakterystyki magnesowania).
2. Magnetyzacja ośrodków para - i diamagnetycznych nie wykazuje p r a k t y c z n i e (w warunkach jakie dotychczas zdołano zrealizować²⁾) granicy końcowej. Ciała ferromagnetyczne natomiast dadzą się namagnesować tylko do pewnej granicy, zwanej n a s y c e n i e m m a g n e t y c z n e m .

1) Szczegóły i odnośna literatura podane są w 4-tym tomie dzieła „Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus”, Graetz str. 756 w ustępie „Heuslersche Legierungen”.

2) Buduje się już elektromagnes, w których natężenie pola „H” między biegami osiąga wartość kilkadziesiąt tysięcy jednostek cgs. Dociekania teoretyczne wskazują jednak, że do osiągnięcia nasycenia w ciałach paramagnetycznych trzeba by natężeń rzędu dziesiątek milionów gaussów. (Weiss cytowana poprzednio rozprawa).

3. Po ustaniu działań pola magnetycznego, środki para - i diamagnetyczne wracają szybko do pierwotnego stanu magnetycznie obojętnego. Natomiast ciała ferromagnetyczne nie tracą całkowicie nabytych własności magnetycznych, pozostaje w nich t.zw. r e m a n e n t czyli „ p o z o s t a ł o ś ć m a g n e t y c z n a ”. Jej działaniu przypisać należy utrzymanie się w ł a s n e g o pola magnetycznego zewnątrz i wewnątrz ośrodka ferromagnetycznego, na który działało poprzednio (nawet przez czas krótki) jakieś obce pole magnetyczne (pole magnesujące).

Wymaga to uwzględnienia „ p r z e s z ł o ś c i m a g n e t y c z n e j ” ciał ferromagnetycznych i zniwala do wprowadzenia nowych pojęć (histereza, koercja).

4. W ośrodkach para - i diamagnetycznych jednostajnie magnesowanych, nie powstają wewnątrz j a w n e masy magnetyczne, t.zn. w każdej dowolnej części takich ośrodków, znajdują się równe ilości magnetyzmu dodatniego i ujemnego ($\sum m$ dla każdej cząstki równa się zeru). Natomiast w ośrodkach ferromagnetycznych mogą wystąpić wewnątrz jawne masy magnetyczne, to znaczy $\sum m$, zawarta (przestrzennie) w dowolnej części n i e o d g r o d z o n e j od całości może być różna od zera. (Patrz poprzednio: Jawne i utajone masy magnet.).

5. W ośrodkach para - i diamagnetycznych istnieje stała zależność między wielkościami „B” i „H” określona relacją

$$B = H \cdot \mu$$

Natomiast w ośrodkach ferromagnetycznych, przy tej samej wartości natężenia „H”, indukcja „B” może mieć różne wartości (zależnie od przesłłości magnetycznej), może mieć nawet wartość zero lub kierunek przeciwny do „H”.

Przytoczone powyżej właściwości ciał ferromagnetycznych różnią je wybitnie od ciał para - i diamagnetycznych, pozatem zaś istnieje między nimi jeszcze różnica w stopniu magnesowania: Ciała para - i diamagnetyczne magnesują się bardzo słabo (małe μ), ciała ferromagnetyczne magnesują się bardzo silnie (duże μ). Mimo usiłowań nie zdołano dotąd odkryć ciał o własnościach magnetycznych pośrednich, między paramagnetycznymi a ferromagnetycznymi.

Jak widać z powyższego, dość jest przyczyn utrudniających rozważania i badania ciał ferromagnetycznych. Zniwala to do oddzielnego traktowania działań zachodzących w ośrodkach ferromagnetycznych i usprawiedliwia do pewnego stopnia błędy i fałszywe pojęcia, jakie o magnesowaniu ciał ferromagnetycznych spotykamy w podręcznikach elektrotechnicznych.

Badania ośrodków magnetycznych trzeba uskutecznić metodycznie przy zastosowaniu aparatury, umożliwiającej eliminowanie raz jednych raz drugich zjawisk, zniekształcających wyniki. Taki cel ma np. stosowanie próbek o pewnych określonych kształtach, magnesowanie z pomocą prądów stałych i t.p.

2. Magnesowanie ciał ferromagnetycznych.

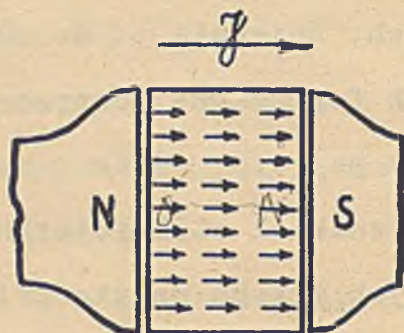
Magnesowanie w szczelinie magnesu NS (rys.76.) ośrodka ferromagnetycznego, pozbawionego magnetyzmu, czyli bez przeszłości magnetycznej, ma przebieg podobny do polaryzacji magnetycznej ośrodków paramagnetycznych.



Rys. 76.

Na ścianach dajmy na to żelaza, ustawionych prostopadle do linii indukcji w wąskiej szczelinie magnesu, zindukowane zostaną dwie równe masy magnetyczne, przeciwnych znaków, a mianowicie $-m_p$ naprzeciw bieguna „N” i $+m_p$ naprzeciw bieguna „S”.

Polaryzację żelaza możemy sobie wyobrazić dokonaną w ten sposób, że pod działaniem pola biegunów „N” i „S”, magnesy elementarne żelaza zostaną uszykowane osiami podłużnymi w kierunku \overrightarrow{SN} , przy czym bieguny północne tych magnesów będą zwrócone ku „S”, a południowe ku „N” (rys. 77.).



Rys. 77.

Powstaną w ten sposób wewnątrz żelaza (poddanego magnesowaniu), masy magnetyczne utajone, czyli neutralizujące się w działaniu na zewnątrz, a na ścianach czołowych żelaza masy magnetyczne jawne, (masy czołowe elementarnych magnesów molekularnych). Te ostatnie (w sumie $-m_p$ i $+m_p$) sprawiają, że pierwotne natężenie pola w powietrzu między biegunami „N” i „S” zmalałe po zastąpieniu powietrza żelazem do pewnej wartości „H”, podczas gdy pierwotna indukcja, w powietrzu równą natężeniu pola, wzrośnie do większej wartości, bo oprócz jawnych i utajonych mas magnet. magnesu, do którego przynależą bieguny „N” i „S” działać będą jawne i utajone masy żelaza umieszczonego w szczelinie.

Przypuśćmy, że z pomocą owego fikcyjnego pomiaru w kanalikule podłużnym i szczelinie poprzecznej dokonywamy pomiaru natężenia „H” i indukcji „B” próbki w szczelinie.

Analogicznie jak przy polaryzacji ośrodków para - i diamagnetycznych, możemy i tu położyć

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

i uważać μ za współczynnik przenikalności magnetycznej. Tu jednak będzie to związek najzupełniej formalny, albowiem doświadczenie przeprowadzone z tą samą próbką żelaza, w szczelinach różnych magnesów, wykaże r ó ż n e wartości w stosunku B/H, czyli różne wartości μ

Mimo to, zatrzymujemy powyższą relację i znaczenie μ , ustalając jedynie, że dla ośrodków ferromagnetycznych przenikalność magnetyczna μ niema charakteru współczynnika stałego, tylko ulega zmianom w zależności od H .

Ustaleniem zależności μ od H i B zajmiemy się w dalszym ciągu, już tu jednak wypada zaznaczyć, że także dwa dalsze współczynniki materiałowe, χ podatność magnetyczna i γ współczynnik polaryzacji magnetycznej, nie mogą mieć również charakteru stałych (dla tego samego materiału), gdyż według (64 i 68)

$$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}, \quad \gamma = \frac{\mu - 1}{\mu}$$

Mimo to zatrzymujemy i tu relacje znalezione poprzednio dla polaryzacji ośrodków para - i diamagnetycznych:

$$m_p = \chi \cdot H \cdot s,$$

$$m_p = \gamma \cdot \frac{B}{4\pi} s,$$

godząc się z tym faktem, stwierdzalnym doświadczalnie, że zarówno podatność magnetyczna χ jak i współczynnik polaryzacji γ , zależą od wartości natężenia H .

I dla ośrodków ferromagnetycznych położymy więc zgodnie z (61)

$$B = H + 4\pi J$$

gdzie $J = \chi \cdot H$, względnie $J = \frac{B - H}{4\pi}$

przyjmując do wiadomości, że związki powyższe trzeba ustalić doświadczalnie dla każdego stanu magnetycznego oddzielnie. Czyli, że jeden lub nawet kilka pomiarów współczynników μ, κ, ν , względnie wektorów H, B, J , w różnych stanach magnetycznych tego samego ośrodka, nie dają żadnych danych do określenia tych współczynników, względnie tych wektorów przy innych stanach.

Stanowi to niewątpliwie duże utrudnienie i zniewała do ciągłych doświadczeń. Wyniki tych doświadczeń ujmujemy w formę t.zw. c h a r a k t e r y s t y k magnetycznych, ilustrujących przebieg zmian wektorów H, B, J we wzajemnej zależności od siebie, względnie ilustrujących zależności współczynników μ, κ, ν , od jednego z tych wektorów.

Wykresy takie można zastąpić także zestawieniami liczbowymi czyli tablicami.

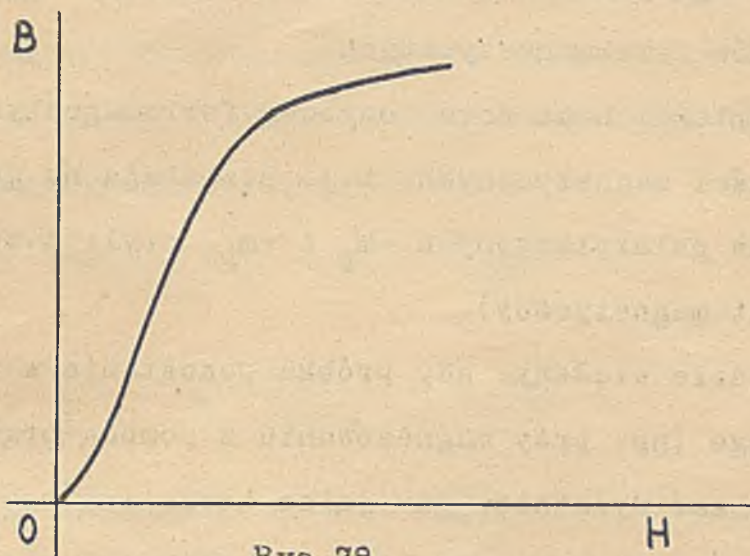
Wypada podkreślić, że podane poprzednio wzory dają jednoznaczne wartości jedynie przy magnesowaniu ośrodków ferromagnetycznych od stanu obojętnego t.j. od wartości $H = 0$ i $B = 0$, a więc także $\mu = 0, \kappa = 0$, i $\nu = 0$. Zmianę wartości „ H ” należy uskuteczniać jedynie w górę bez cofania się. Tylko przy takim magnesowaniu zarówno wektory „ B ” i „ J ” jak i współczynniki μ, κ, ν , są j e d n o w a r t o ś c i o w ą funkcją zmiennej H (natężenia pola).

Gdy magnesowanie uskuteczniać będziemy z cofaniem się, z osiągniętych już wartości H do wartości niższych, otrzymamy dla jakiejś jednej wartości H różne wartości B, J , a zatem także różne wartości μ, κ, ν , zależnie od stanów magnetycznych poprzednich, czyli od przeszłości magnetycznej badanej próbki. Krótko, przy magnesowaniu ośrodków ferromagnetycznych z przeszłością magnetyczną, zarówno wektory B i J , jak i współczynniki μ, κ, ν , są w i e l o w a r t o ś c i o w ą funkcją natężenia H .

Tylko magnesowaniu od stanu obojętnego ($H = 0, B = 0$), przy powiększaniu „ H ” bez cofania się, odpowiada jeden jedyny przebieg charakterystyk magnetycznych.

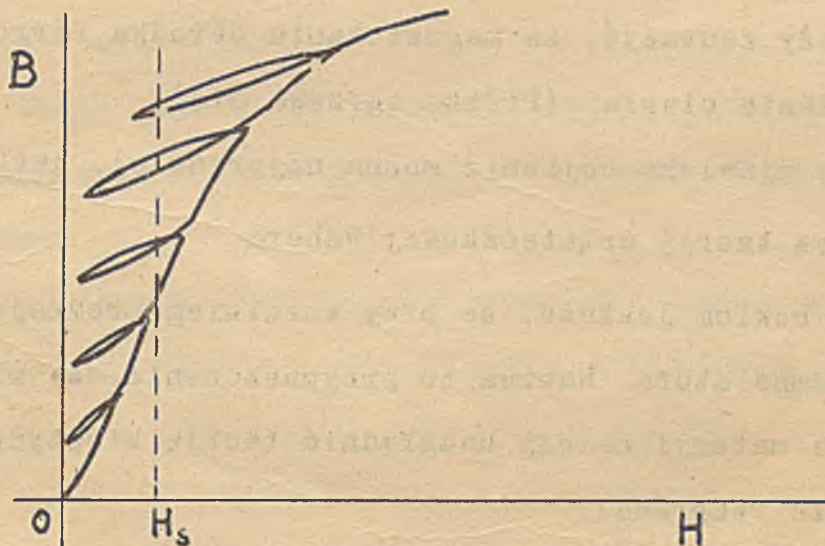
Dla każdego innego magnesowania otrzymamy odmienne charakterystyki, możliwe do ustalenia jedynie eksperymentalnie.

Przykład: Rys.78. przedstawia przebieg zmian indukcji „B” w zależności od „H” stale rosnącego dla żelaza miękkiego.



Rys.78.

Rys.79. przedstawia przebieg zmian „B” tej samej próbki przy magnesowaniu z kilkakrotnym cofaniem się do niższych wartości H.



Rys.79.

Jak widać, jednej jakiejś wartości $H = H_s$ odpowiada tu wiele wartości „B”. Przenikalność μ osiąga tu więc przy jednej wartości H_s wiele różnych wartości μ_s , a mianowicie

$$\mu_{s1} = \frac{B_{s1}}{H_s}, \quad \mu_{s2} = \frac{B_{s2}}{H_s} \quad \text{i t.d.}$$

Podobnie i inne spólczynniki (χ, ν, \dots), a także wektor „ J ” osiągają różne wartości dla tego samego „ H ”, gdy magnesowanie uskuteczniamy z cofaniem.

Zjawisko to omówimy dalej obszerniej (patrz „Histereza magnetyczna”), tu należy zwrócić uwagę jeszcze na inne ważne objawy, ujawniające się przy magnesowaniu ośrodków ferromagnetycznych.

Po obniżeniu wartości H do zera, ośrodek ferromagnetyczny nie traci w zupełności własności magnetycznych, t.j. pozostają na jego ścianach czołowych części mas polaryzacyjnych $-m_p$ i $+m_p$, czyli t.zw. magnetyzm szczątkowy (remanent magnetyczny).

Remanent ten będzie większy, gdy próbka pozostanie w szczelinie pierścienia magnesującego (np. przy magnesowaniu z pomocą prądu - o czym dalej), zmniejszy się zaś wydatnie, gdy ją ze szczeliny usuniemy. W tym ostatnim przypadku j a w n e masy skonstatujemy już nietylko na czołowych ścianach próbki, lecz także na ścianach bocznych i wewnątrz próbki. Zjawisko to przypisać należy oddziaływaniu biegunów (jawnych mas) pierwotnych na magnetony. (Patrz dalej „Oddziaływanie biegunów”).

W końcu należy zauważyć, że magnesowaniu ośrodka ferromagnetycznego towarzyszy powstanie ciepła. (Próbka ogrzewa się).

Wszystkie te zjawiska objaśnić można najprościej, jakkolwiek niewystarczająco, z pomocą teorii cząsteczkowej Webera.

Obserwujemy bowiem jeszcze, że przy wszelkiego rodzaju magnesowaniach duży wpływ ma temperatura. Nasuwa to przypuszczenie, że przy rozpatrywaniu magnesowania materji należy uwzględnić teorię kinetyczną. (Weiss, cytowana poprzednio rozprawa).

Wreszcie wypada zaznaczyć, że magnesowanie wymaga pewnego czasu, co można objaśnić tem, że poszczególne magnesy elementarne wymagają do swego uporządkowania pewnego czasu, bo trzeba na nie zużyć pewnej energii, czyli wykonać pewną pracę.

3. Charakterystyki magnetyczne.

Charakterystykami magnetycznymi nazywamy krzywe ilustrujące zależność wzajemną wielkości lub współczynników magnetycznych. Najbardziej znane i popularne są t.zw. c h a r a k t e r y s t y k i m a g n e s o w a n i a , przedstawiające wzajemną zależność natężenia „H” i indukcji „B”, z nich bowiem można ustalić przebieg zmian wszystkich innych wielkości i współczynników magnetycznych, gdy bowiem

$$B = f(H), \quad \text{to} \quad J = \frac{B - H}{4\pi}, \quad \dots\dots\dots (75)$$

$$\mu = \frac{B}{H}, \quad \kappa = \frac{\mu - 1}{4\pi}, \quad \nu = \frac{\mu - 1}{\mu}$$

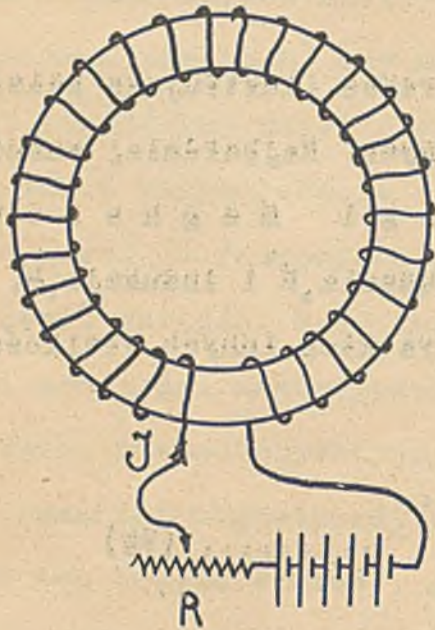
Charakterystykę magnesowania ($B = f(H)$) znajduje się, poddając odpowiednio przygotowaną próbkę ciała ferromagnetycznego ¹⁾ stopniowemu, powoli rosnącemu magnesowaniu, przez zwiększanie natężenia H (bez cofania). Tylko wtedy bowiem wypadną B, J, μ , κ , ν , jako jednowartościowe funkcje natężenia H. Magnesowanie próbki należy zacząć od H = 0 i B = 0, t.j. od stanu magnetycznie obojętnego.

Magnesowanie takie najdogodniej wykonać przy pomocy prądu elektrycznego, o czym będzie mowa w tomie II.gim. Tu wystarczyć muszą następujące szczupłe objaśnienia.

Próbkę badanego żelaza (najlepiej w kształcie pierścienia) owija się równomiernie drutem izolowanym o „z” zwojach, przez które przepuszcza się prąd stały, regulowany przy pomocy opornicy „R” (rys.80).

Magnesowanie próbki postępuje w miarę zwiększania prądu i może być doprowadzone aż do granicy, jaką dopuszcza grzanie się drutu pod wpływem prądu.

1) pierścień, długi a cienki walec, elipsoid, równe odcinki blach ułożonych na sobie i t.p., zależnie od metody pomiaru.



Rys. 80

Pomiar natężenia pola H i indukcji B w takiej próbce, opisany jest dalej w ustępie p.t. „Pomiary magnetyczne”.

Tu należy nadmienić, że magnesowanie ośrodków ferromagnetycznych pod prądem, to dziś jedyny sposób, umożliwiający ścisłe badania.

Opisane poprzednio magnesowanie między biegunami magnesu (NS), nie nadaje się zupełnie

do tego celu, albowiem nie dopuszcza zmian natężenia pola (H), względnie indukcji (B), a ponadto następuje niepokonane trudności w pomiarze tych wielkości. Poza to z pomocą prądu można wzbudzić natężenie „ H ” i indukcję „ B ” o wielkościach niemożliwych do osiągnięcia w szczelinie magnesu stalowego. Wreszcie należy wspomnieć, że nawet najsilniejsze natężenie „ H ”, jakie da się zrealizować w szczelinie między biegunami magnesu stalowego, ulega zmniejszeniu do bardzo małych wartości, gdy w szczelinę tę wsadzimy próbkę dobrze się magnesującego ciała ferromagnetycznego (np. żelazo).

Uwaga: 1. Z poprzednich rozważań wiemy, że w jednorodnym pierścieniu namagnesowanym może być nawet $H = 0$. W magnecie stalowym z próbką żelazną, wypełniającą szczelinę między biegunami, nie będzie wprawdzie w żadnym wypadku $H = 0$, bo masy indukowane na czołach próbki będą zawsze mniejsze od sumy jawnych mas jednego znaku rozmieszczonych w biegunie magnesu, gdyż

$$m_j = \frac{\Phi}{4\pi}, \quad \text{a} \quad m_p = \nu \frac{B \cdot S}{4\pi} \approx \nu \cdot \frac{\Phi}{4\pi}, \quad \text{przyczem} \quad \nu < 1.$$

Niemniej jednak „ H ” wewnątrz próbki będzie nawet przy dużej indukcji „ B ” małe, i zależne od jej właściwości magnetycznych.

2. Kształt próbki poddanej badaniom magnetycznym nie jest obojętny, ze względu na wyniki pomiarów. W próbce kształtu sztabki, poddanej magnesowaniu powstają jawne masy magnetyczne, których działanie trzeba uwzględnić. (Patrz dalej „Odmagnesowujące działania biegunów”).

Unikniemy tej konieczności, nadając próbce kształt jednolitego pierścienia (jak na rys.80). Charakterystyki magnetyczne, podane dalej, odnoszą się właśnie do takiego pierścienia, sporządzonego z odnośnego materiału.

Na rys.81., 82., 83. przedstawione są charakterystyki magnetyczne kilku ciał ferromagnetycznych, a mianowicie żelaza miękkiego, stali lanej, stali twardej, żelaza lanego, kobaltu i niklu.

Wszystkie te charakterystyki odnoszą się do próbek kształtu pierścienia, magnesowanych od $H = 0$, $B = 0$, bez cofania się.

Rys.81. przedstawia charakterystyki magnesowania t.j. zależność $B = f_1(H)$.

Rys.82. ilustruje przebieg zmian magnetyzacji t.j. zależność $J = f_2(H)$, wreszcie

Rys.83. orientuje odnośnie do przebiegu zmian przenikalności, czyli przedstawia zależność $\mu = f_3(H)$.

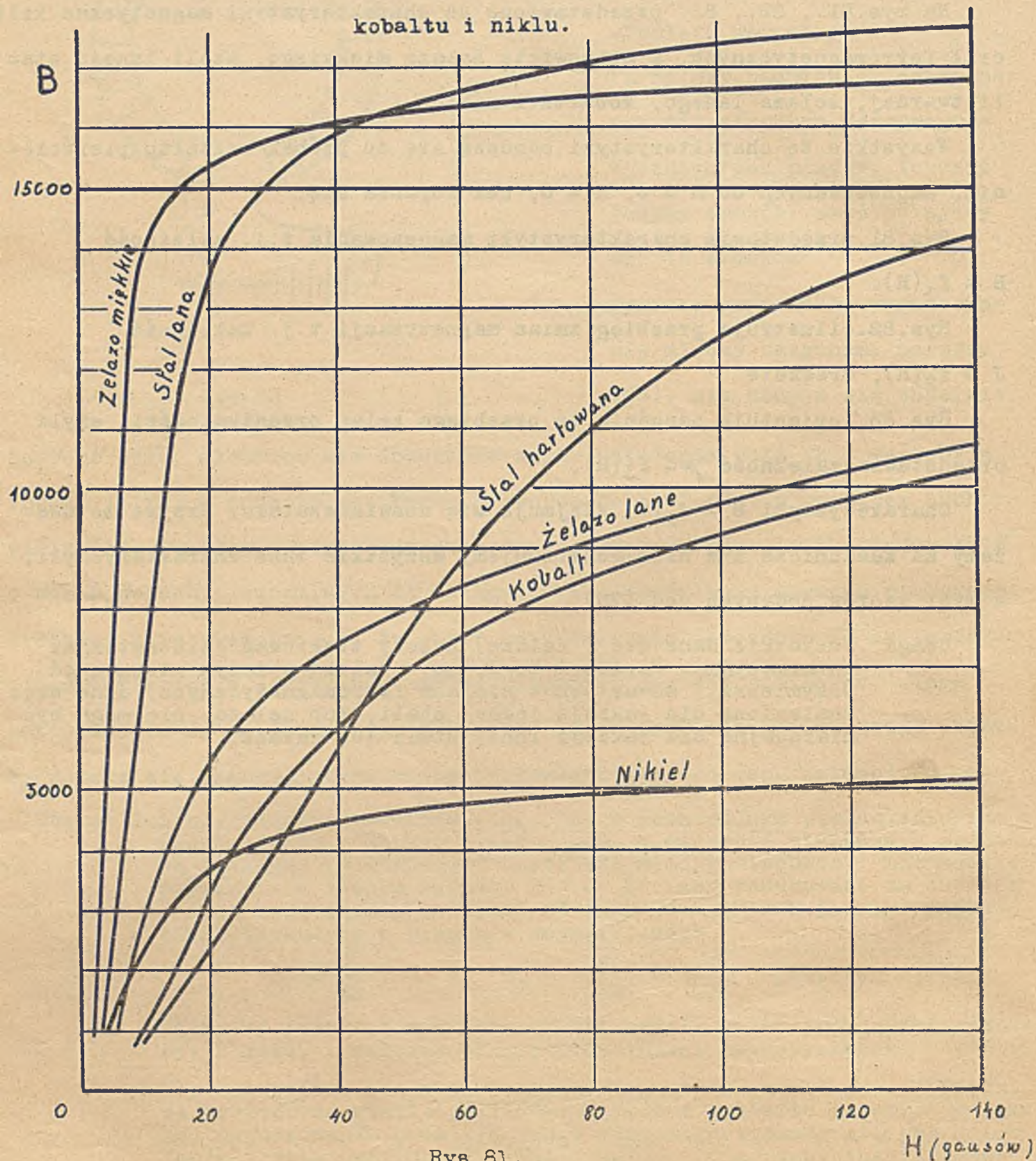
Charakterystyki $B = f_1(H)$ zdejmujemy się doświadczalnie. Krzywe te uważamy za zasadnicze i z nich konstruujemy wszystkie inne charakterystyki, w myśl wzorów podanych pod (75).

Uwaga: Wszystkie dane (te i dalsze) należy traktować jako materiał informacyjny. Wartości B , J , μ , zależą w dużym stopniu od przymieszek, zawartych w ciałach ferromagnetycznych, dane więc znalezione dla jakiejś jednej stali, lub żelaza, nie mogą być miarodajne dla jakiejś innej stali lub żelaza.

Charakterystyki magnesowania [B = f(H)]

żelaza miękkiego (blachy), żelaza lanego, stali lanej, stali twardej,

kobaltu i niklu.

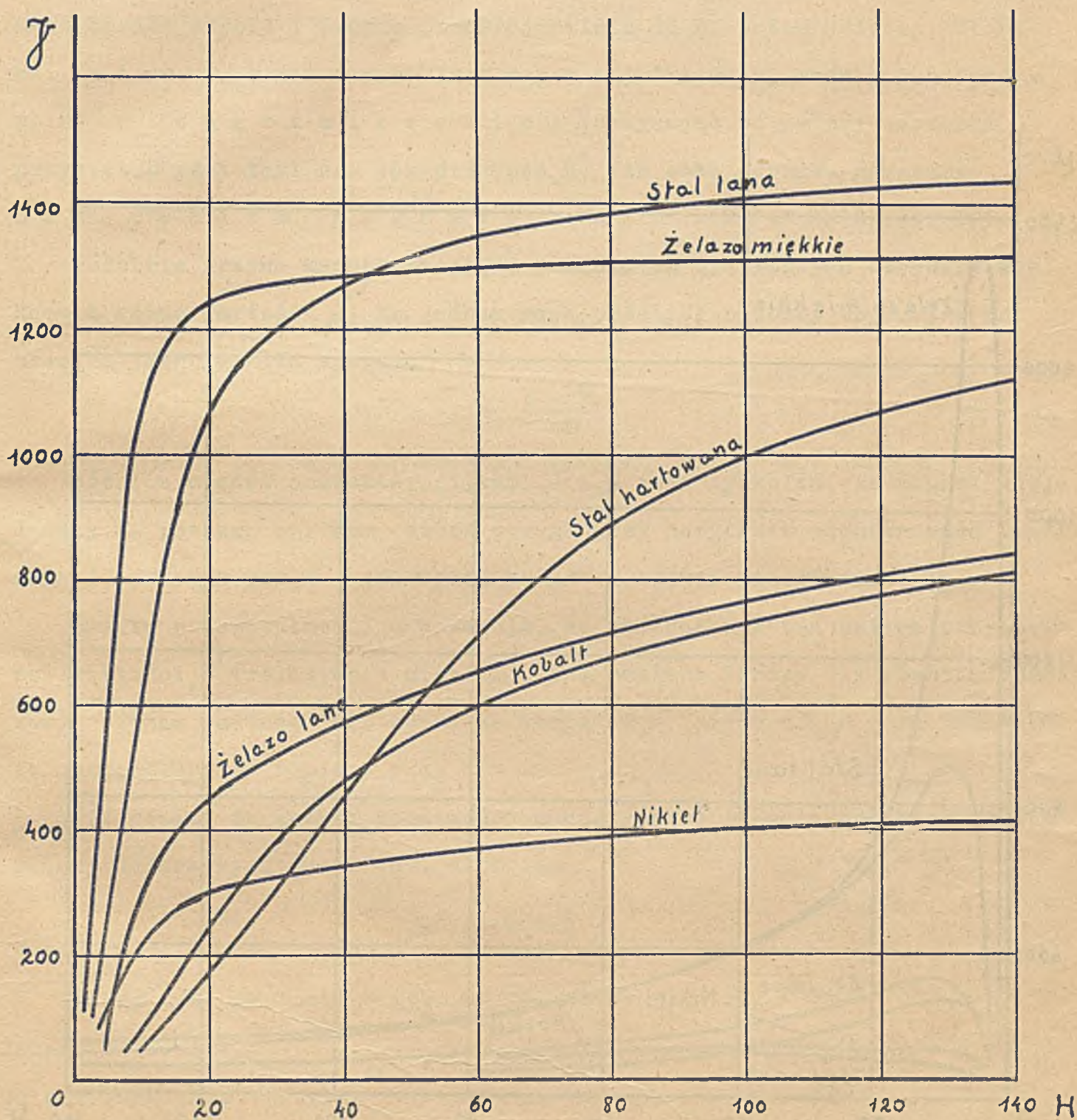


Rys. 81.

H (Gaussów)

Charakterystyki magnetyzacji [J = f(H)]

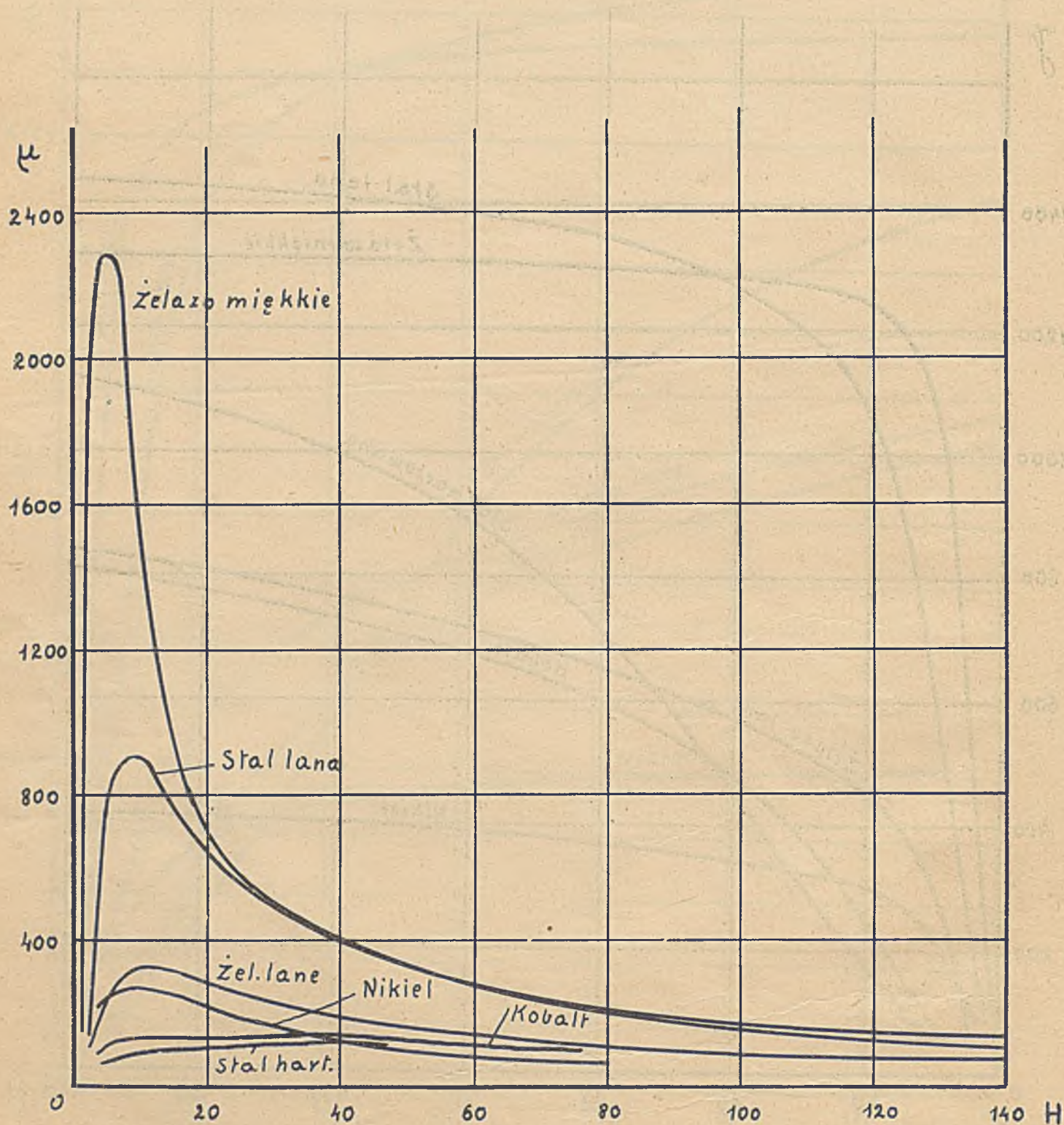
żelaza miękkiego (blachy), żelaza lanego, stali lanej, stali twardej,
kobaltu i niklu.



Rys. 82

Charakterystyki przenikalności [$\mu = f(H)$]

żelaza miękkiego (blachy), żela lanego, stali lanej, stali twardej,
kobaltu i niklu.



Rys. 83.

Krzywe, ilustrujące przebieg zmian indukcji „B” jako funkcji natężenia „H” (rys.81) różnych ośrodków, wykazują wprawdzie duże różnice ilościowe, posiadają jednakże wspólne cechy charakterystyczne, i tak:

Indukcja „B”, u wszystkich ośrodków ferromagnetycznych, rośnie początkowo bardzo szybko i prawie proporcjonalnie do „H”, potem wolniej, dochodzi do t.zw. „kolana krzywej” i dalej rośnie już bardzo wolno nieograniczenie. Poczynając od pewnej wartości „H”, przyrost „B” jest taki sam jak przyrost „H”. Ten stan ośrodka nazywamy nasyceniem magnetycznym. (Patrz dalej str.104)

Podobnie krzywe magnetyzacji „J”, jakkolwiek dla różnych ośrodków wykazują różne wartości „J”, to jednak mają przebieg podobny do „B”, jak to zresztą jasno wynika z wzoru

$$J = \frac{B - H}{4\pi}$$

Różnica między charakterystykami „J” i „B” jest tylko ta, że magnetyzacja „J” dąży do pewnego maximum, które osiąga przy nasyceniu magnetycznym (patrz dalej), podczas gdy „B” - jak wyżej podano - rośnie nieograniczenie.

Krzywe przenikalności μ wskazują, że współczynnik ten osiąga przy pewnej wartości „H” (relatywnie niskiej), swe maximum (różne dla różnych ośrodków), poczem wartość jego spada ze wzrostem „H”, dążąc do $\mu = 1$. (Wartość tę osiągnęłoby μ dopiero przy $H = \infty$).

Nie podane tu krzywe podatności magnetycznej χ mają przebieg analogiczny do krzywych $\mu = f(H)$, albowiem

$$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi}$$

Maksymalne wartości μ różnych ośrodków:	$\mu_{max.}$
Żelazo miękkie	6000
Żelazo lane	200
Stal lana	2800
Stal twarda	300
Kobalt	175
Nikiel	300

4. Nasycenie magnetyczne.

Ze wzrostem natężenia (magnesującego) „H” rośnie także indukcja „B” nieograniczenie. Natomiast magnetyzacja „J” dąży ze wzrostem „H” do pewnego maximum, które osiąga np. w żelazie miękkim już przy „H” równym kilkadziesiąt gaussów. Ponieważ

$$B = H + 4\pi J$$

to po osiągnięciu maksymalnej magnetyzacji (J_{max}), dalsze przyrosty B będą ściśle równe przyrostom H. Stan taki ośrodka nazywamy **n a s y c e = n i e m m a g n e t y c z n e m**.

Doświadczalnie stwierdzamy, że nasycenie magnetyczne występuje tylko u ciał ferromagnetycznych. Teoretyczna analiza prowadzi do wniosków, że także ośrodki paramagnetyczne winne wykazać nasycenie magnetyczne (Weiss). Wniosek ten należy jednakże traktować z rezerwą, już bowiem wielokrotnie okazało się, że przyroda nie zawsze chce się stosować do wyników analizy opartej na faktach zaobserwowanych w zbyt odległym rejonie zjawiska ¹⁾

Nasycenie magnetyczne manifestuje się osiągnięciem maximum przez magnetyzację „J”. W myśl teorii Webera wyniku takiego należało oczekiwać. Magnesowanie bowiem, to - według Webera - porządkowanie magnesów elementarnych. Gdy wszystkie magnesy elementarne zostaną uporządkowane, osiągnięty jest kres magnesowania, i ośrodek ferromagnetyczny zachowuje się już przy dalszym wzroście „H” jak próżnia. Nie magnesuje się dalej wcale, a do stałego strumienia indukcji, uzyskanego przy osiągnięciu nasycenia, dochodzą tylko nowe linje indukcji, równe liczbowo nowym linjom sił. (Przyrost natężenia magnesującego).

1) W ostatnich latach dokonano np. pomiarów przewodnictwa metali w temperaturach blisko absolutnego zera. Ujawniły one cały szereg nieoczekiwanych rezultatów. Któż wie, jakie niespodzianki kryje magnesowanie ośrodków w polu o natężeniach wynoszących miliony gaussów?

Z powyższego widać jasno, że osiągnięcie dużego strumienia indukcji (Φ) powyżej remanentu ośrodka ferromagnetycznego wymaga wielkiego natężenia magnesującego.

Następująca tabliczka orientuje o wartościach (p r z y b l i ż o = n y c h) J_{max} , H i B dla stanów nasycenia różnych ośrodków ferromagnetycznych (Średnie wartości według różnych autorów):

Materiał:	J_{max} cgs	H_m cgs	B_m cgs
Żelazo miękkie	1600	1000	21000
Żelazo lane	900	1000	12300
Stal lana	1500	1000	19800
Stal twarda	1400	1000	18500
Kobalt	1200	1000	16000
Nikiel	500	1000	7250

Uwaga: H_m oznacza początkowe natężenie magnesujące, potrzebne do uzyskania J_{max} (wartość przybliżona).

B_m oznacza indukcję magnetyczną osiągniętą przy natężeniu H_m w myśl wzoru $B_m = H_m + 4\pi J_{max}$ (wartość przybliżona i zaokrąglona).

5. Remanent magnetyczny.

Doświadczenie poucza, że po obniżeniu natężenia magnesującego H_m do zera, indukcja „B” w pierścieniu magnesowanym nie spada do zera, tylko utrzymuje się w dalszym ciągu w pewnej wartości, zależnej od końcowego stanu „B”, oraz od rodzaju ośrodka.

Ciało ferromagnetyczne nie traci całkowicie nabytych w polu własności magnetycznych. Także po zniknięciu pola magnesującego (więc np. po przerwaniu prądu opływającego uzwojenie pierścienia na rys. 80), próbka poddana badaniom wykazuje t.zw. m a g n e t y z m s z c z ą t k o w y , czyli pozostałość magnetyczną, albo r e m a n e n t m a g n e t y c z n y

Miarą remanentu magnetycznego jest wartość indukcji „B” (w gaussach), utrzymująca się w ośrodku przy natężeniu magnesującym $H_m = 0$. Będziemy ją oznaczać symbolem B_R .

Poszczególne części namagnesowanego ośrodka mogą - oczywiście - wykazywać różne wartości B_R , odpowiednio do stosunku $\Phi/s = B$, gdzie Φ oznacza strumień indukcji powierzchni „s” utrzymujący się przy remanencji.

Posiłkując się teorią Webera, objaśniamy to zjawisko przyjmując, że po ustaniu działania natężenia magnesującego ($H_m = 0$), część magnetonów zorjentowanych podczas działania H_m w kierunku linii sił, zatrzyma to położenie nadal także i przy $H_m = 0$, czyli, że natężenie magnetyzacji „J”, równe przy natężeniu „H” iloczynowi $\chi \cdot H$, nie spada do zera, przy $H_m = 0$, tylko do wartości J_R (magnetyzacja remanentu).

Ponieważ w ogólności (w próbce pierścieniowej) jest

$$B = H_m + 4\pi J,$$

przeto przy $H_m = 0$ i $J = J_R$, indukcja „B” osiągnie wartość

$$B_R = 4\pi J_R$$

Wartości J_R i B_R zależą od rodzaju ośrodka, stopnia namagnesowania osiągniętego przed redukcją natężenia magnesującego H_m do zera, oraz

wybitnie od temperatury (czem się jeszcze bliżej zajmiemy w dalszym ciągu)

Magnetyzacja „J” osiąga maximum (J_{\max}) przy nasyceniu magnetycznym.

Doświadczalnie stwierdzamy, że dla wszystkich ośrodków jest

$$J_R < J_{\max}$$

Wynika stąd, że maksymalna indukcja remanentu nie może nigdy przekroczyć wartości $4\pi J_{\max}$, czyli, że

$$\underline{B_{R\max} < 4\pi J_{\max}}$$

Orientacyjne wartości maksymalnej indukcji remanentu (dla próbki pierścieniowej) podaje następujące zestawienie:

M a t e r j a ł :	$B_{R\max}$ gaussów
Żelazo miękkie	8000
Blacha żelazna do dynamaszyn	10000
Żelazo lane	500
Stal lana	10000
Stal twarda	11000
Kobalt	3000
Nikiel	3400

Wartości powyższe odnoszą się do próbki pierścieniowej, w próbkach innych kształtów maksymalna indukcja remanentu ($B_{R\max}$) osiąga mniejsze wartości.

Szczególnie niekorzystną dla remanentu jest forma krótkiej a grubej sztabki (odmagnesowujące działanie końców).

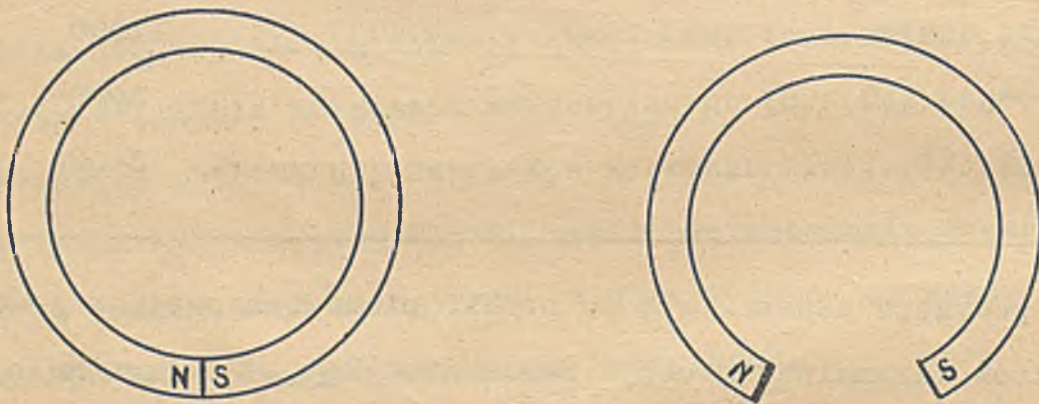
Remanent ma bardzo ważne znaczenie techniczne, jemu to zawdzięczają ośrodki ferromagnetyczne c z ę ś c i o w e u t r z y m a n i e

nabytych własności magnetycznych. Mówimy częściowe, bo mamy na myśli t r w a ł e utrzymanie magnetyzmu szczątkowego. To zaś zależy nietylko od samego remanentu, lecz także od zdolności stałego utrzymania tegoż przez ośrodek, czyli koercji (o czym dalej).

Z poprzedniego zestawienia widać, że remanent magnetyczny żelaza miękkiego ($B_{Rmax} = 8000$) jest niewiele mniejszy od remanentu stali twardej ($B_{Rmax} = 11000$). Wiemy jednak z doświadczenia, że z żelaza miękkiego nie można sporządzić magnesu, choćby nawet w formie pierścienia. Gdy bowiem w stali remanent utrzymuje się naogół trwale, to w żelazie znika natychmiast przy najmniejszym przeciwdziałaniu natężenia pola magnesującego. Najlepiej wyjaśni to następujący przykład.

Dwa jednakowe pierścienie, jeden z żelaza miękkiego, drugi ze stali twardej, namagnesowane w ten sposób, że po zmniejszeniu H_m do zera remanent obu jest jednakowy (dajmy na to $B_R = 8000$ gaussów).

Wyobraźmy sobie, że każdy z tych pierścieni ma poprzeczne przecięcie (rys.84.), umożliwiające rozsuniecie końców. Gdy przy tym samym remanencie w obu pierścieniach, rozsunieśmy stykające się ze sobą końce, okaże się,



Rys.84.

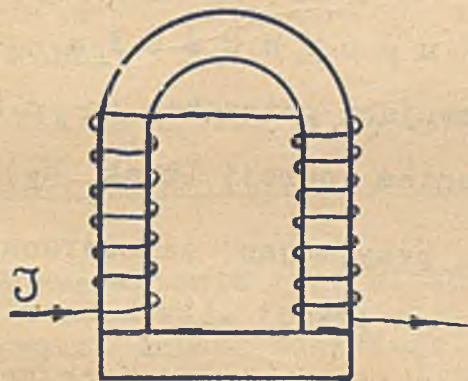
że stal zatrzymała część pierwotnego remanentu, podczas gdy żelazo straciło go prawie zupełnie.

Wypada zaznaczyć, że rozsuniecie końców wymagać będzie pewnej siły, zarówno w namagnesowanym pierścieniu stalowym jak i w namagnesowanym

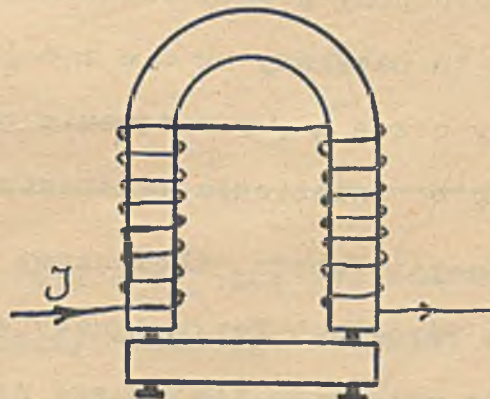
pierścieniu żelaznym.¹⁾ Tłumaczy się to tem, że aż do rozsunięcia końców oba pierścienie są magnesami. Dopiero po rozsunięciu końców, żelazo miękkie przestaje być magnesem (traci remanent).

Na tę właściwość żelaza miękkiego, że utrzymuje ono w zamkniętem kole magnetycznem duży remanent, a traci go przy przzerwaniu tego koła, trzeba zwrócić uwagę przy konstrukcjach elektromagnetycznych.

Zwora elektromagnesu sporządzonego z miękkiego żelaza nie odpadnie od jarzma po przzerwaniu prądu J , gdy podczas krążenia tego prądu przylegała szczelnie do czołowych ścian biegunów (rys.85.). Elektrotechnicy określają to zjawisko jako „lepkość” magnetyczną. Celem ochrony się od jej skutków, należy utrzymywać zworę w pewnem oddaleniu od biegunów jarzma, przy pomocy śrub mosiężnych lub wkładki papierowej (rys.86.). Powstają wskutek tego dwie przerwy w kole magnetycznem, objętem żelazem, powodując, przy przzerwaniu prądu, zanik remanentu.



Rys.85..



Rys.86.

Wyjaśnieniem tego wpływu szczelin między jarzmem a zworą na remanent zajmiemy się w dalszym ciągu, (patrz odmagnesowujące działanie końców.)

Po za magnesami sztucznymi (stal namagnesowana) i naturalnymi (magnetyt), wykorzystujemy remanent także w maszynach dynamo, które wzbudzają się po jednorazowem namagnesowaniu bez pomocy obcego źródła.

1) Patrz dalej „Udźwig magnesu”.

W tym i podobnych przypadkach remanent jest pożyteczny. Natomiast jest niepożądany w przyrządach mierniczych (z miękkim żelazem), powoduje bowiem błędy lub wymaga eliminowania.

Remanent można usunąć przez wielokrotne przemagnesowywanie w przeciwnych kierunkach, przy równoczesnym zmniejszaniu magnesującego natężenia pola (H) stopniowo do zera, lub przez wyżarzenie (Patrz dalej „Wpływ temperatury na magnesowanie”).

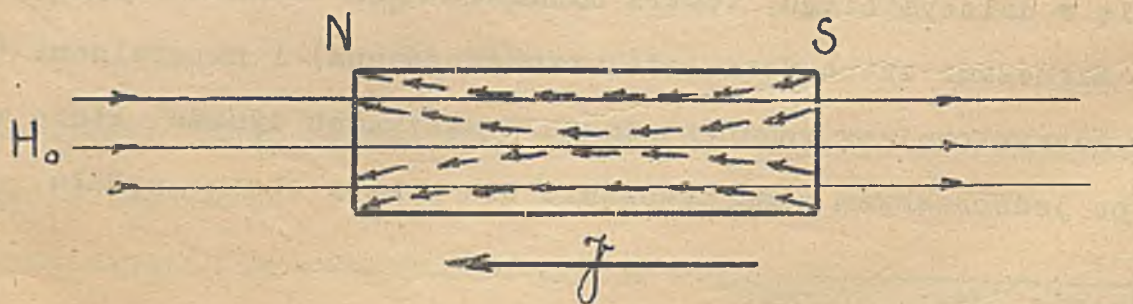
Także wstrząśnienia działają ujemnie na remanent i mogą go nawet całkowicie zniweczyć.

6. Koercja magnetyczna.

Doświadczalnie stwierdzamy, że w ośrodku ferromagnetycznym, remanent magnetyczny utrzymuje się (częściowo) nawet przy magnesowaniu odwrotnym, i znika dopiero przy pewnej wartości natężenia odmagnesowującego.

Zjawisko to nazywamy koercją lub upornością magnetyczną, a natężenie odmagnesowujące potrzebne do całkowitego zniesienia remanentu, natężeniem koercji (znak H_K).

W myśl teorii Webera, tłumaczymy koercję, przyjmując, że odwracanie magnetonów w ośrodkach ferromagnetycznych wymaga pewnej siły mechanicznej, potrzebnej do pokonania wzajemnego przyciągania się sąsiadujących ze sobą biegunów elementarnych, przeciwnych znaków. Siły tej dostarcza właśnie natężenie odmagnesowujące, t.j. zorjentowane przeciwnie do magnetyzacji „ J ” (rys.87.) (H_o)



Rys.87.

Miara koercji jest natężenie odmagnezowujące potrzebne do zniesienia remanentu magnetycznego, czyli natężenie koercji. (H_K) (w gaussach).

Będzie ono różne, nie tylko zależnie od wielkości indukcji remanentu (B_R) w ośrodku, lecz także zależnie od rodzaju ośrodka.

Następująca tabliczka orientuje o wartościach przybliżonych natężenia koercji (H_K), potrzebnego do zniesienia maksymalnego remanentu w różnych ośrodkach.

M a t e r j a ł :	H_K (gaussów)
Żelazo miękkie	0·7
Blacha żelazna do dynamaszyn	1·2
Żelazo lane	11·-
Stal lana	2·4
Stal twarda	15÷60
Kobalt	12·-
Nikiel	7·-

Z zestawienia tego widać, że koercja stali jest kilkadziesiąt razy większa od żelaza miękkiego. To tłumaczy, dlaczego remanent stali jest trwalszy niż remanent żelaza miękkiego. Jasnym jest bowiem, że ośrodki, których koercja jest duża, opierają się skuteczniej odmagnezowującemu działaniu pola odmagnezowującego, niż te, których koercja jest mała.

W żelazie miękkim wystarczy małe natężenie odmagnezowujące ($H = 0·7$), aby zniweczyć jego nabyty poprzednio stan magnetyczny. Takie małe natężenie odmagnezowujące mogą już wytworzyć - jak dalej zobaczymy - własne jawne masy żelaza. Zniweczenie nabytego stanu magnetycznego stali wymaga dużego natężenia odmagnezowującego. ($H = 15÷60$).

Działanie własnych jawnych mas stali okaże się tu więc naogół niewystarczające do całkowitego zniesienia jej remanentu.

Z powyższego widać, że koercja ma pierwszorzędne znaczenie dla magnesów sztucznych. Dobry materiał na takie magnesy winien mieć nietylko duży remanent, lecz także dużą koercję. Remanent decyduje o sile magnesu, koercja o jego trwałości na wpływy odmagnesowujące (czy to jawnych mas magnetycznych własnych, czy też obcych pól magnetycznych).

W dalszym ciągu wymienimy jeszcze inne warunki, którym winien odpowiadać dobry magnes (Patrz „Magnesy sztuczne”). Tu należy tylko zwrócić uwagę na to, że najmniejsze nawet natężenie odmagnesowujące powoduje zmniejszenie remanentu.

W niektórych ośrodkach ferromagnetycznych zmniejszony w ten sposób remanent powiększa się znowu, gdy działanie odmagnesowujące zniknie. Otóż dla magnesu sztucznego i ta właściwość materiału będzie mieć duże znaczenie praktyczne, albowiem magnesów używamy do różnych zastosowań w których mogą występować takie odmagnesowujące natężenia.

W wielu przypadkach (przrzędy miernicze) zależy jednak na tem, aby magnes nie zmieniał swych właściwości magnetycznych (pomiaru).

Wypada zaznaczyć, że naogół ośrodki o dużej koercji wymagają także dużych natężeń do namagnesowania. Z poprzednich tablic widać że np. stal twarda magnesuje się trudniej niż żelazo miękkie.

Uwaga: Duża wartość koercji żelaza łanego ($H_K = 11$ cgs) jest korzystna w budowie maszyn elektr. (Utrzymanie remanentu w dynamomaszynach). Stal łana ma wprawdzie mniejszą koercję ($H_K = 2.4$), jednakże nierównie większy remanent:

Żelazo łane $B_R = 500$ cgs

Stal łana $B_R = 10000$ cgs

Wynika stąd, że odlew stalowy może łatwiej stracić remanent jak odlew żelazny, jakkolwiek odlew żelazny utrzymuje relatywnie mniejszą indukcję remanentu (B_R).

7. Histereza magnetyczna.

Następstwem tej właściwości ośrodków ferromagnetycznych, dzięki której ujawnia się remanent i koercja, jest zależność każdego nowego stanu magnetycznego od stanów poprzednich, czyli od „przeszłości magnetycznej” ośrodka.

Zależność ta wyraża się ogólnie w tem, że dla ośrodków ferromagnetycznych z przeszłością magnetyczną, relacja

$$B = H \cdot \mu$$

między natężeniem magnesującym H a indukcją B traci swą ważność nawet w tem znaczeniu formalnem, jakie miała dla ośrodków ferromagnetycznych bez przeszłości magnetycznej.

Magnesując ośrodek ferromagnetyczny po raz pierwszy i w ten sposób, że poddajemy go natężeniu H stale rosnącemu, (bez cofania się do wartości niższych, już poprzednio osiągniętych), otrzymamy tę zależność między H i B jaką ilustrują charakterystyki magnesowania na rys. 81. Dowolnej jednej wartości H odpowiada tam jedna tylko wartość B .

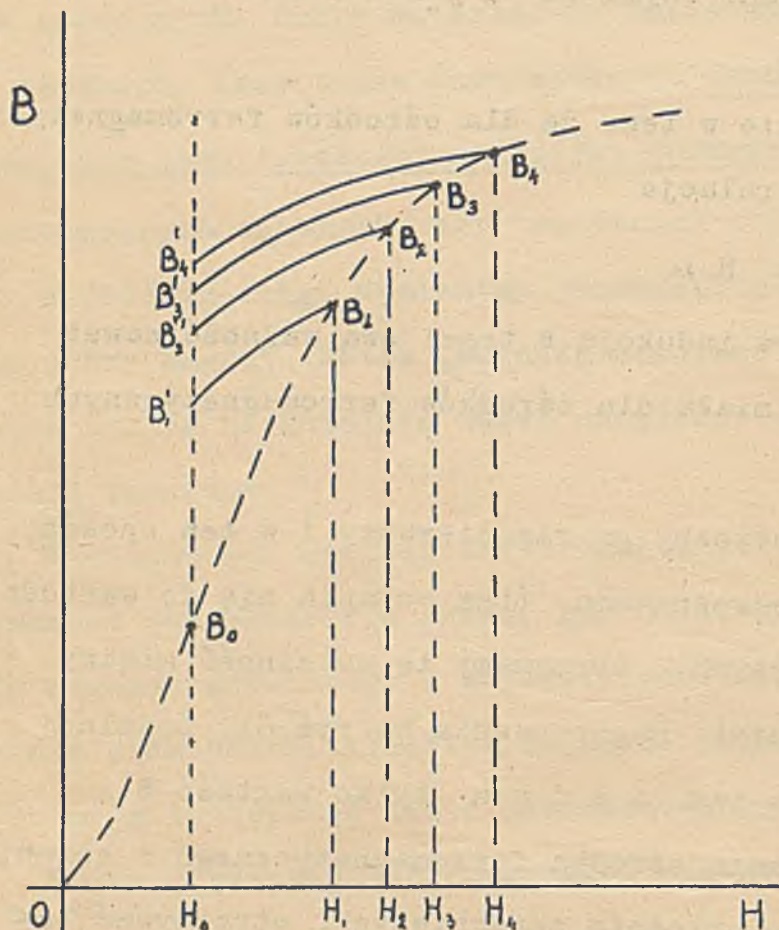
Wykonując natomiast magnesowanie ośrodka ferromagnetycznego z cofaniem się do wartości natężenia H już poprzednio osiągniętych, otrzymywać będziemy coraz to inne wartości indukcji B , zależnie od stanów, z których cofnięcia dokonano. Tej samej wartości natężenia magnesującego H odpowiadać tu będzie wiele różnych wartości indukcji B . Objaśnia to najlepiej wykres na rys. 88.

Przypuśćmy, że próbkę żelaza w kształcie pierścienia, przedtem nie magnesowaną, poddajemy działaniu rosnącego natężenia magnesującego H . Wartości indukcji B w zależności od H ilustruje charakterystyka magnesowania oznaczona na rys. 88. linią kreskowaną.

Wyobraźmy sobie teraz, że ową próbkę magnesujemy, bez cofania się, od $H = 0$ do H_1 , t.j. do punktu na charakterystyce magnesowania

odpowiadającej indukcji B_1 , a następnie, że cofamy się czyli obniżamy H z wartości H_1 do H_0 .

Doświadczenie okaże, że w cofnięciu takim nie dojdziemy z powrotem



Rys. 88.

do wartości B_0 , jaką miała próbka przy $H = H_0$. Pomiar indukcji w próbce okaże wartość B_1' wyższą od B_0 dzięki temu, że magnetyzacja J nie spadła z wartości J_1 do wartości J_0 , tylko do wartości wyższej, czyli, że nie wszystkie magnetony, uszeregowane przy wzroście H z wartości H_0 do H_1 , powróciły z powrotem do swego bezładnego położenia po cofnięciu się z H_1 do H_0 . Krótko, osiągnię-

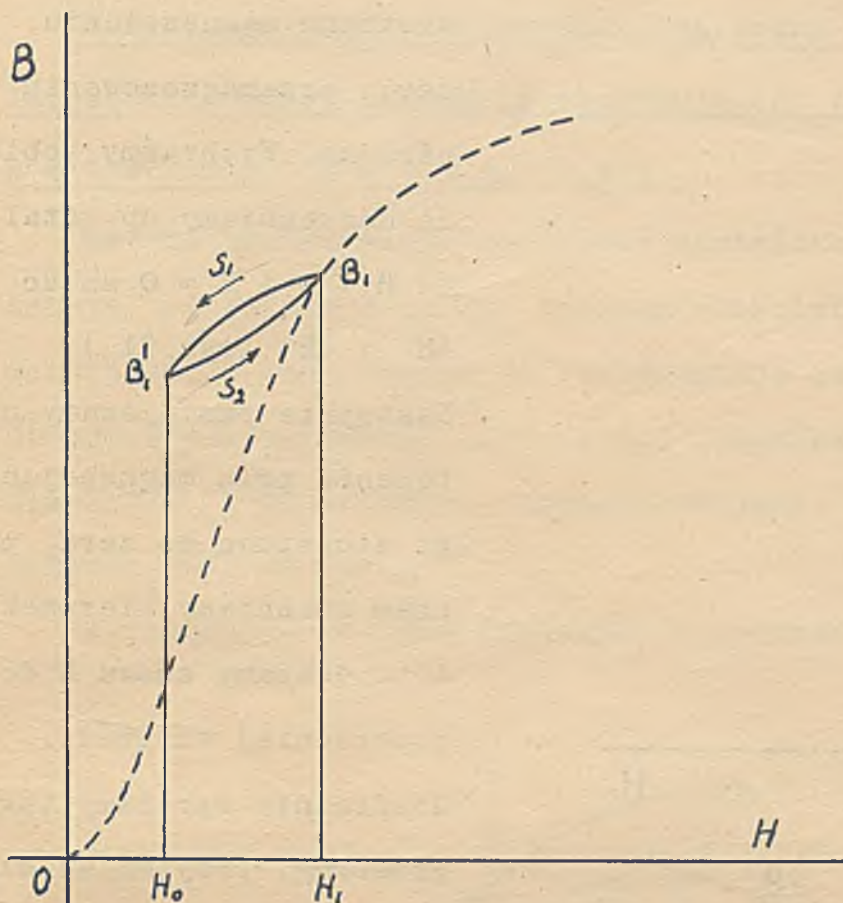
cie wartości B_1' , wyższej od B_0 zawdzięczamy remanentowi magnetycznemu, pozostałemu ze stanu magnetycznego poprzednio osiągniętego.

Gdybyśmy pierwsze magnesowanie próbki doprowadzili do indukcji B_2 , i gdybyśmy następnie cofnęli się z wartości H_2 znowu do H_0 , osiągniemy w próbce znowu inną indukcję, a mianowicie B_2' . Wykonując cofanie z coraz to innych wartości natężenia (H_1, H_2, H_3, H_4), do tego samego natężenia H_0 , otrzymamy coraz to inne wartości indukcji w próbce (B_1', B_2', B_3', B_4')¹⁾

1) Oczywiście każde następne magnesowanie trzeba wykonać na próbce od $H = 0$ i $B = 0$, czyli pozbawionej remanentu.

Jak widać, jednej wartości H_0 odpowiada tu dowolnie wiele wartości B' zależnie od przeszłości magnetycznej, czyli stanów poprzednich próbki.

Spróbujmy teraz wykonać magnesowanie cykliczne (rys.89), t.j. dopro-



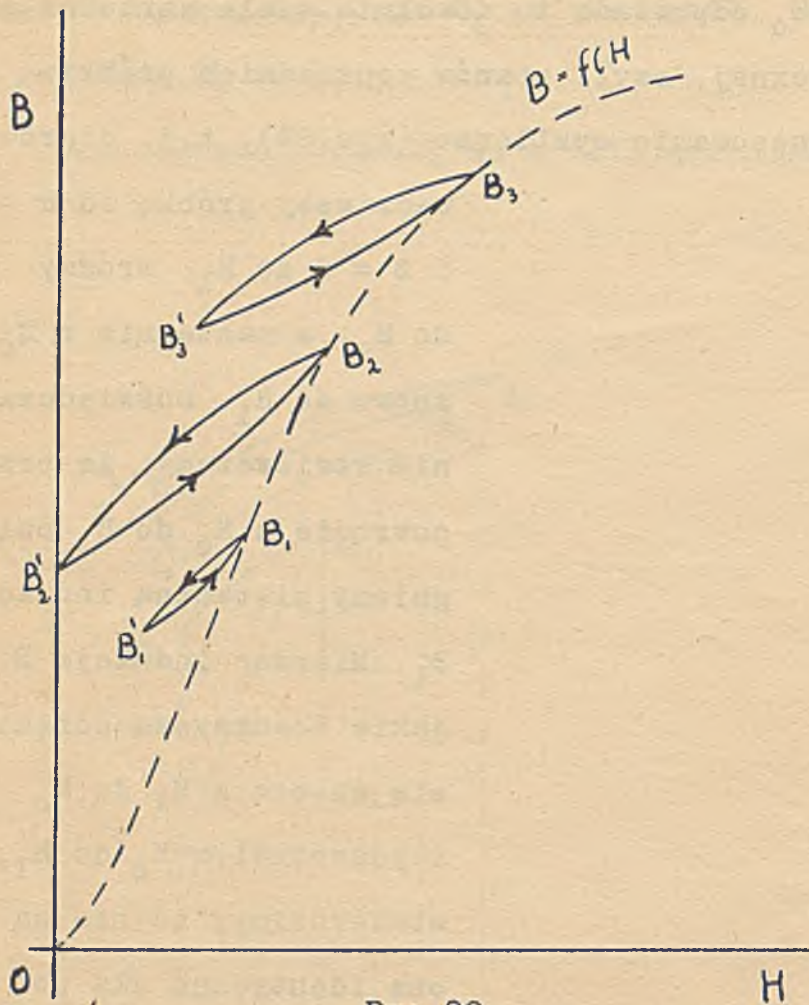
Rys.89.

wadziwszy próbkę od $H = 0$ i $B = 0$ do H_1 , wróćmy do H_0 , a następnie z H_0 znowu do H_1 . Doświadczalnie stwierdzamy, że przy powrocie z H_0 do H_1 osiągniemy pierwotną indukcję B_1 . Mierząc indukcje B , jakie towarzyszą cofaniu się wstecz z H_1 do H_0 i powrotowi z H_0 do H_1 , stwierdzimy, że nie są one identyczne dla pośrednich stanów pomiędzy H_0 i H_1 . Przy cofaniu się z H_1 do H_0 , pośrednie in-

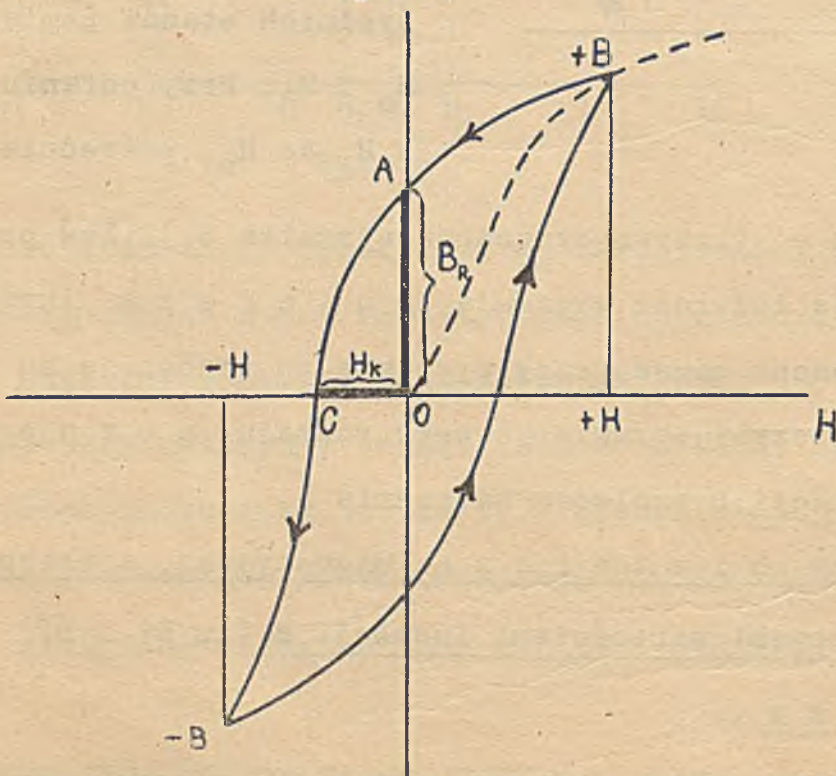
dukcje wypadają w i ę k s z e (krzywa oznaczona strzałką S_1). Zaś przy powrocie z H_0 do H_1 pośrednie indukcje wypadają m n i e j s z e (krzywa oznaczona strzałką S_2). Remanent magnetyczny wywołuje tu tendencję do zachowania stanu poprzedniego, czyli sprawia pewnego rodzaju p o z o s t a w a n i e w t y l e indukcji B względem natężenia H .

Opisane zjawisko nazywamy h i s t e r e z ą magnetyczną, a obieg cykliczny między dwiema końcowymi wartościami indukcji B (tu B_1 i B_1') cyklem histerezy.

Na rys.90. przedstawione są cykle histerezy dla kilku różnych wartości końcowych B w związku z charakterystyką magnesowania $B = f(H)$.



Rys. 90.



Rys. 91.

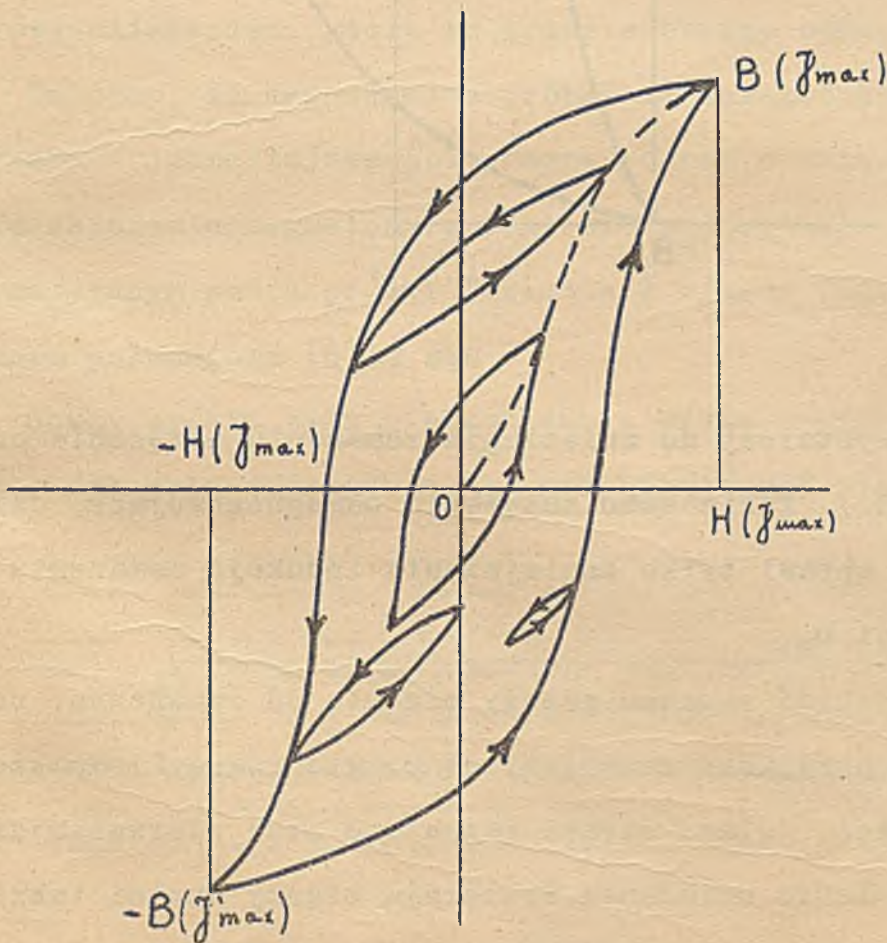
Cykl histerezy możemy rozciągnąć także i na stany odpowiadające odwrotnemu magnesowaniu, czyli przemagnesowaniu ośrodka. Wyobraźmy sobie, że magnesujemy np. stal od $H = 0$ i $B = 0$ aż do $+H$ i $+B$ (rys. 91.). Następnie zmniejszamy natężenie pola magnesującego stopniowo do zera, po czym zmieniamy kierunek H i zwiększamy znowu H do poprzedniej wartości. Graficznie wyrażamy taki przebieg, przyjmując dla odwrotnych kierunków H i B wartości ujemne, na układzie współrzędnych. Tworząc cykl histerezy, t.j. powracając znów z wartości $-H$ do $+H$, przekonamy się (doświadczalnie), że indukcja magnetyczna osiągnęła poprzednią (pierwotną) swoją wartość (B). Doświadczalnie stwierdzamy również, że

wartość indukcji $-B$ osiągniętej przy natężeniu magnesującym $-H$ jest praktycznie równa indukcji $+B$ osiągniętej przy $+H$, szczególnie, gdy cykliczne takie magnesowanie między wartościami $+H$ i $-H$ wykonamy kilkakrotnie.

Krzywą, przedstawiającą taki cykliczny przebieg zmian indukcji B w zależności od zmian natężenia magnesującego od $+H$ do $-H$, nazywamy pętlą histerezy.

Ma ona bardzo ważne znaczenie techniczne, ustalona bowiem eksperymentalnie, orientuje o całego szeregu właściwościach magnetycznych danego materiału. I tak, rzędna \vec{OA} reprezentuje indukcję remanentu B_R , odcięta \vec{OC} odpowiada natężeniu koercji H_K . Albowiem \vec{OA} przedstawia indukcję B dla $H = 0$, a \vec{OC} natężenie od magnesowujące, potrzebne na doprowadzenie remanentu (OA) do zera.

Wyznaczając pętlę histerezy w granicach nasycenia (J_{max}), znajdziemy



doświadczalnie maksymalny remanent

$$B_{Rmax} = 40 J_R$$

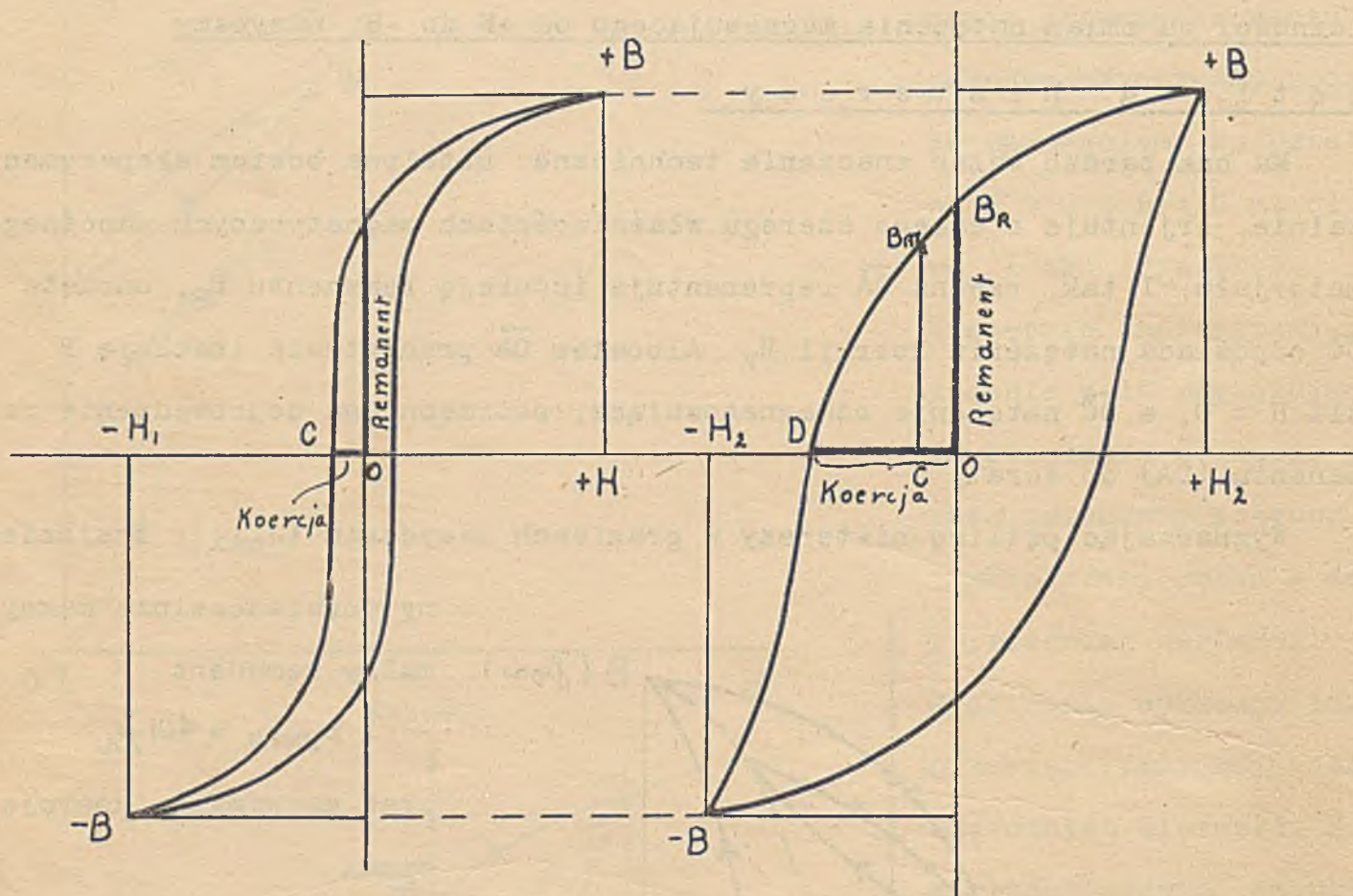
oraz maksymalną koercję H_{Kmax} .

Pętlica taka będzie mieć wszystkie inne pętlice, względnie cykle histerezy (jak to okazuje rys. 92.) możliwe do osiągnięcia w danym ośrodku.

Przebieg histerezy zależy - jak widać z powyższego - od remanentu i od koercji, czyli od rodzaju ośrodka.

Rys. 92.

Ośrodek o małej koercji ma „chudą” pętlicę, ośrodek o dużej koercji ma „tłustą” pętlicę. Widać to na rys. 93. i 94., które przedstawiają pętlice histerezy żelaza miękkiego i stali, zdjęte dla tych samych końcowych wartości indukcji $+B$ i $-B$.



Rys. 93.

Rys. 94.

W żelazie miękkim wystarczy do zniesienia remanentu natężenie od= magnesowujące OC (rys.93.). Takie samo natężenie od= magnesowujące, dzia= łając w stali (rys.94.) sprawi tylko zmniejszenie indukcji remanentu z wartości B_R do wartości B_{R1} .

Widać tu jasno, że dobroć magnesu zależy nietylko od remanentu, co od koercji. W powyższym przypadku remanenty są prawie równe, jednakże tylko stal da dobry magnes. Żelazo straci magnetyzm przy pierwszym dzia= łaniu od= magnesowującym. Takie działania wywierają między innymi także j a w n e masy magnesu, jak to w następnym ustępie okażemy.

Wypada podkreślić jeszcze raz, że w pętlicy histerezy, wyznaczonej dla r ó w n y c h natężeń granicznych (+H i -H) indukcje graniczne (+B i -B) są praktycznie także r ó w n e sobie. Ma to ważne znaczenie w pomiarach magnetycznych, umożliwia bowiem pomiar B z pomocą galwanometru balistycznego, przy zastosowaniu komutacji prądu magnesującego (Patrz dalej: „Pomiary”).

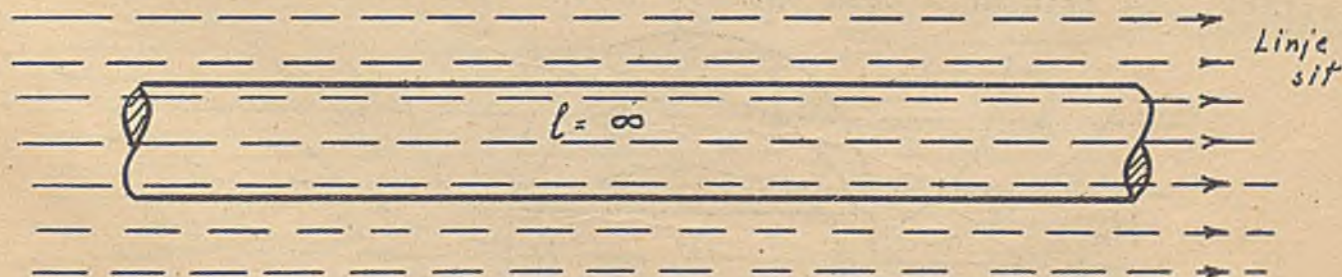
Także natężenie koercji (H_K) jest praktycznie jednakowe dla obu kierunków magnesowania, czyli pętlica histerezy przecina oś H w równych odstępach od początku spólrzędnych (0).

8. Odmagnesowujące działanie biegunów.

W dotychczasowych rozważaniach zastrzegaliśmy wielokrotnie pierścieniowy kształt dla próbki magnesowanej. Chodziło o to, aby nie komplikować sprawy działaniem, które tu właśnie chcemy omówić.

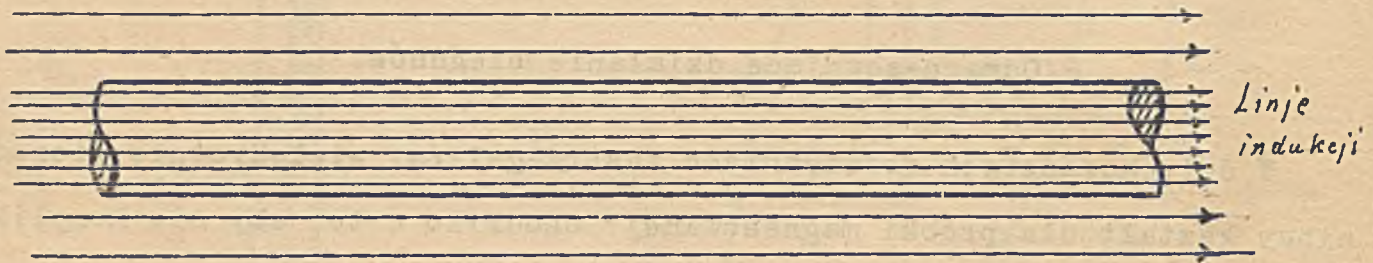
Założmy, że magnesowana próbka ma kształt sztabki. Sztabkę taką umieszczamy w jednostajnym polu magnetycznym o natężeniu H. Pod działaniem tego natężenia magnetony próbki uporządkują się (częściowo), wskutek czego na jednym końcu próbki (żelaznej) ujawni się biegun północny (N) a na drugim południowy (S).

Gdyby próbka była nieskończenie długa i gdybyśmy ją ułożyli wzdłuż linii sił pola jednostajnego, rozciągającego się w nieskończoność (rys.95)



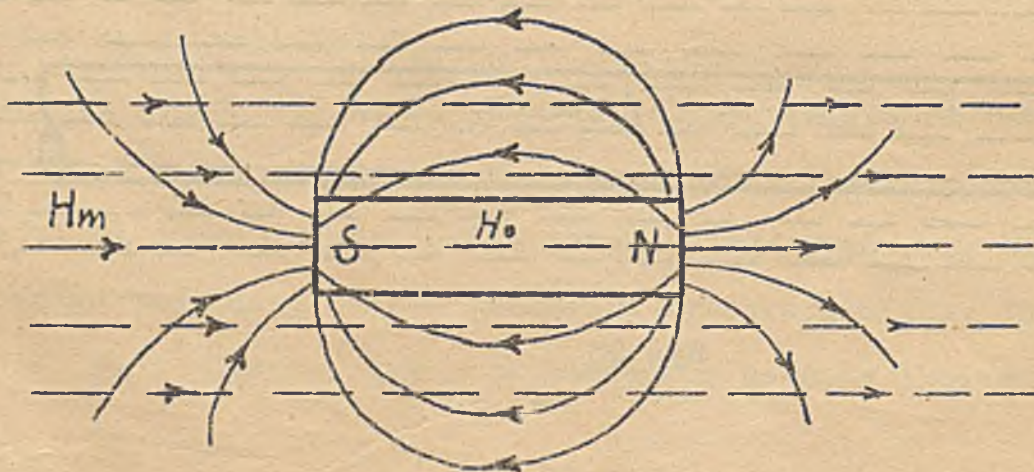
Rys. 95.

natężenie pola zewnątrz i wewnątrz próbki o $\lambda = \infty$ nie uległoby żadnej zmianie! Byłoby wszędzie, jak przedtem, równe swej pierwotnej wartości H . Ulegną natomiast zmianie indukcyjne cechy pola. Zewnątrz sztabki (w próżni, względnie w powietrzu) linje sił (rys.95) są zarazem linjami indukcji. Wewnątrz sztabki (rys.96) linje sił pozostaną niezmienione (jak na rys.95), natomiast uporządkowane magnetony wyślą strumień $\Phi = B \cdot s = H \cdot \mu \cdot s$ czyli przez wnętrze sztabki przechodzić będzie μ razy tyle linii indukcji co linii sił. Przy podanych założeniach ($\lambda = \infty$ i t.d.), linje te nie wyjdą nigdzie poza obręb sztabki.



Rys.96.

Na końcach sztabki o ograniczonej długości, powstaną bieguny jawne, zmieniając znacznie ustrój pola. Oprócz natężenia pierwotnego pola (będziemy go nazywać magnesującym i oznaczać symbolem H_m), ujawni się w przestrzeni jeszcze działanie dynamiczne, zindukowanych w polu jawnych mas sztabki. Działanie to wewnątrz sztabki i na jej bokach, będzie ogólnie przeciwne do działania dynamicznego pola, zaś przed czołami obu biegunów sztabki oba działania będą ogólnie zgodne (rys.97.).



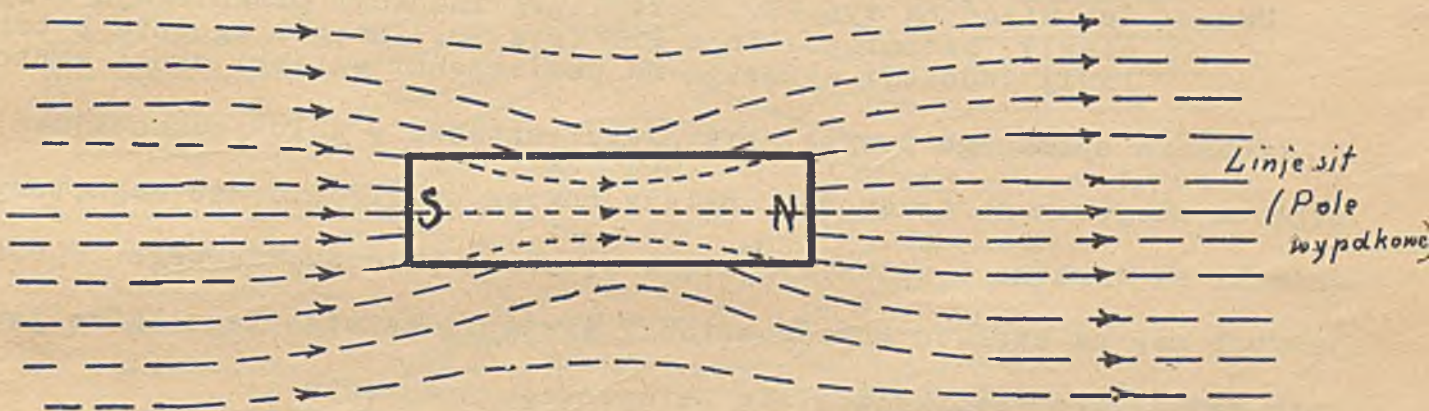
Rys.97.

Oznacza H_m natężenie magnesujące (pierwotne natężenie pola), a H_0 natężenie wywołane jawnymi masami sztabki, to natężenie wypadkowe

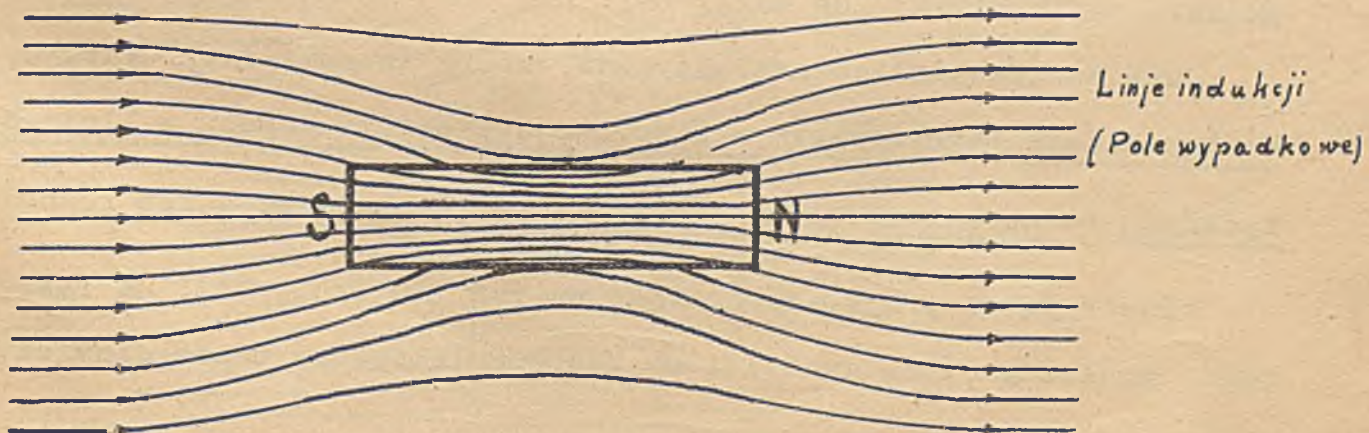
$$H = H_m \hat{+} H_0 \quad 1)$$

Będzie ono w każdym punkcie pola inne, mimo, że według założenia było wszędzie $H_m = \text{const}$ (pole jednostajne). Pole doznało deformacji, spowodowanej wprowadzeniem sztabki. Natężenie H_0 działa wewnątrz sztabki ogólnie w kierunku przeciwnym do natężenia magnesującego H_m , nazywamy je z tego powodu **n a t ęż e n i e m o d m a g n e s o w u j ą c e m**.

Magnetony sztabki ustawią się oczywiście w kierunku natężenia wypadkowego (H). Charakterystykę dynamicznych cech pola ze sztabką żelazną okazuje rys.98., charakterystykę indukcyjnych cech pola rys.99.



Rys.98.



Rys.99.

1) Znak $\hat{+}$ oznacza sumę geometryczną.

Natężenie pola H (wypadkowe) będzie wewnątrz sztabki mniejsze niż natężenie magnesujące H_m (czyli pierwotne), z powodu od magnesowującego działania biegunów (H_0). Natomiast indukcja „ B ” wewnątrz sztabki będzie większa od wartości pierwotnej (pole bez sztabki). Charakterystyka indukcyjnych cech pola wygląda tak, jak gdyby linje indukcji pierwotnie równoległe (pole bez próbki), zostały wciągnięte do wnętrza umieszczonej w polu próbki. Krótko, próbka (żelazna) umieszczona w polu magnetycznym, powoduje (wewnątrz przestrzeni zajętej przez siebie) zagęszczenie linii indukcji, rozrzedzenie linii sił pola pierwotnego.

Jedno i drugie połączone jest z deformacją torów linii sił i linii indukcji (rys.98. i 99.)

Uwaga: Jak wiadć na rys.99., tory linii indukcji przebiegają w sposób ciągły. Natomiast linje sił (rys.98.) naogół zgodnie z torami linii indukcji wykazują na powierzchni sztabki skoki wartości.

Analiza opisanego powyżej przypadku (sztabka w polu jednostajnym) nastrocza niepokonane trudności, należy bowiem uwzględnić, że magnetyony sztabki są ruchome i ustawiają się w kierunku pola wypadkowego. Oprócz jawnych mas na czołach końców sztabki wystąpią wskutek tego także jawne masy wewnętrzne, wymykające się ze ścisłego traktowania.

Musimy się tedy uciec do rozważania przypadku prostszego, takim jest magnesowanie elipsoidu obrotowego, t.j. bryły, powstałej z obrotu elipsy naokoło jej wielkiej lub małej osi.

Dość zawiła analiza matematyczna, którą tu pomijamy, ckażuje, że w elipsoidzie magnesowanym w kierunku osi obrotu w polu o linjach magnetycznych równoległych, linje sił i linje indukcji są także równoległe.

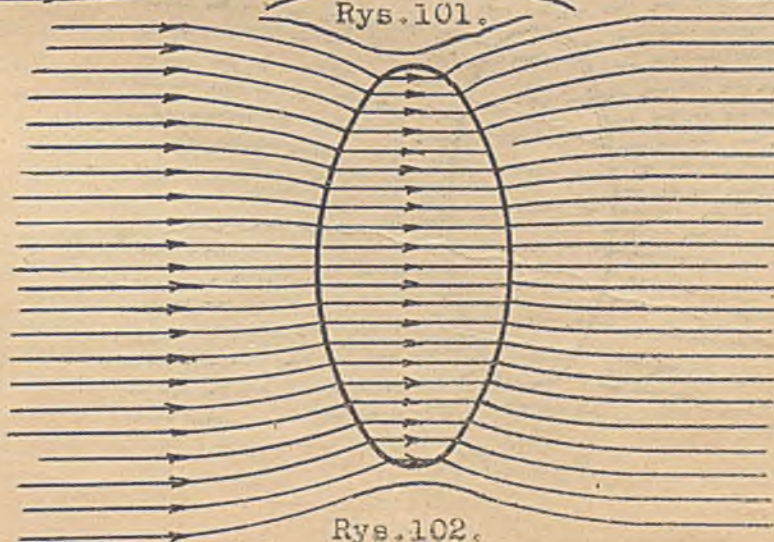
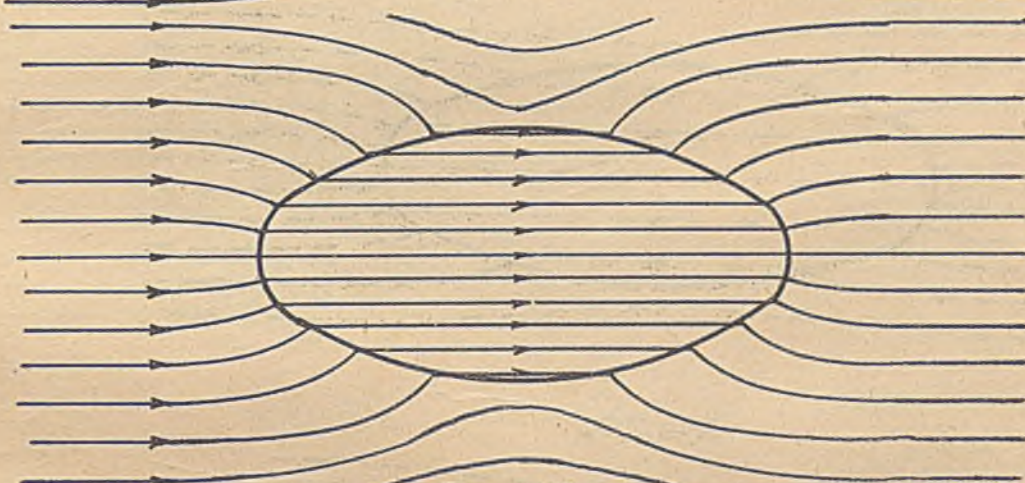
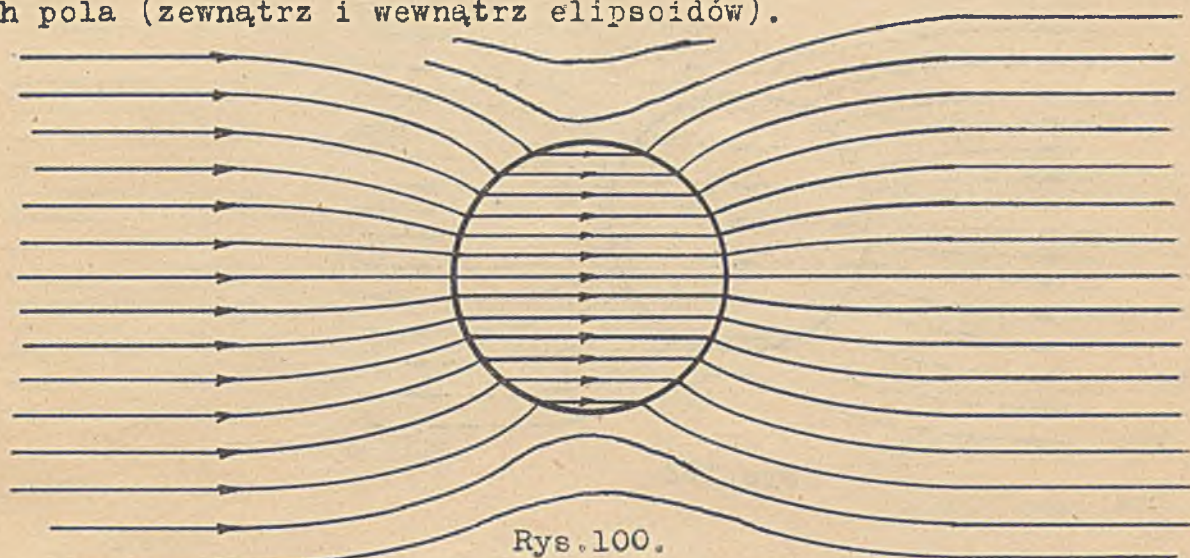
Ilustrują to przykłady okazane na rys.100 (kula ¹⁾), na rys. 101.(elipsoid podłużny czyli ovoid) i na rys.102 (elipsoid poprzeczny czyli sferoid).

1) Kula jest szczególną formą elipsoidu, a mianowicie ma obie główne osie elipsoidu równe sobie.

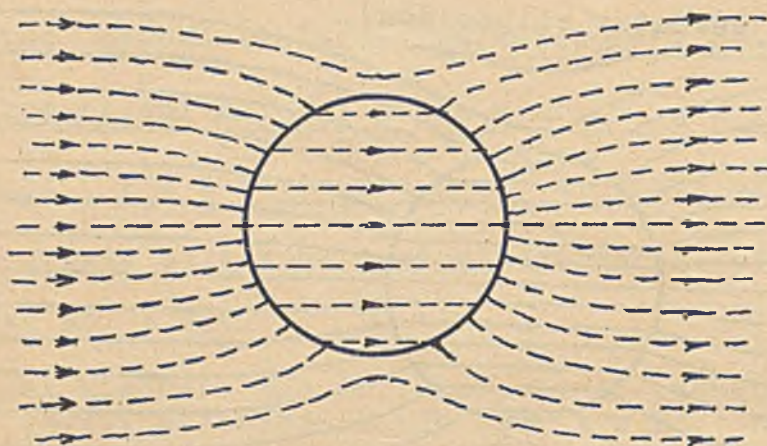
Elipsoid umieszczony w polu jednostajnym wykaże także w swym wnętrzu pole jednostajne.

Z tego też powodu elipsoid przedstawia magnetycznie najprostszy kształt próbki, używanej w metodach pomiarowych zamiast pierścienia.

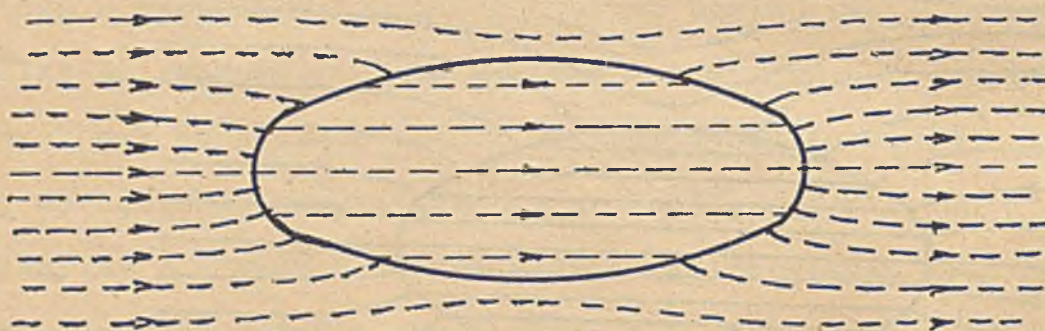
Rys.100, 101 i 102 ilustrują charakterystyki indukcyjnych cech pola (zewnątrz i wewnątrz elipsoidów).



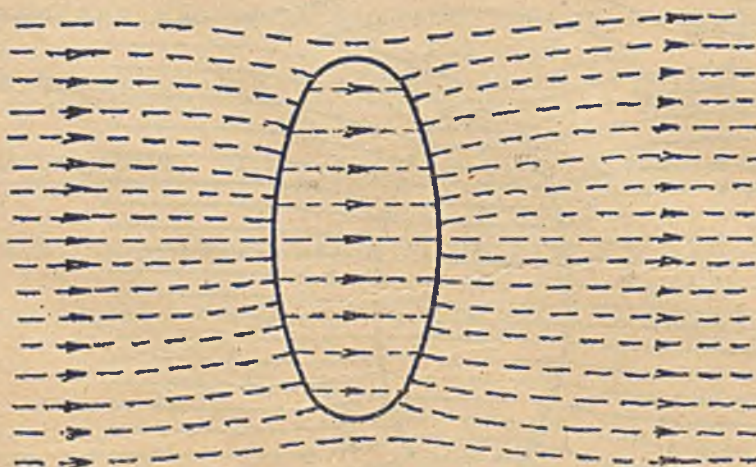
Na rys.103, 104 i 105 widzimy charakterystyki d y n a m i c z n y c h cech pola (zewnątrz i wewnątrz elipsoidu). Jak widać, także linje sił mają przebieg analogiczny do torów linii indukcji, a różnice między charakterystykami indukcyjnych i dynamicznych cech pola leżą tylko w tem, że linje sił wykazują przy przejściu przez powierzchnię elipsoidu s k o k i w a r t o ś c i natężenia (wypadkowego), H .



Rys.103

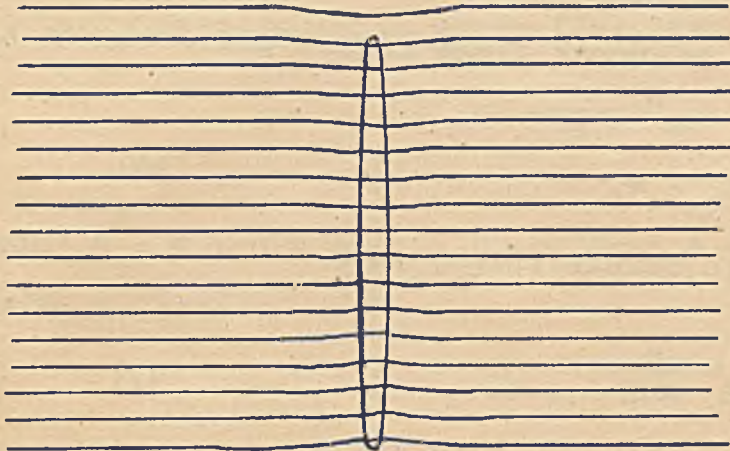


Rys.104



Rys.105.

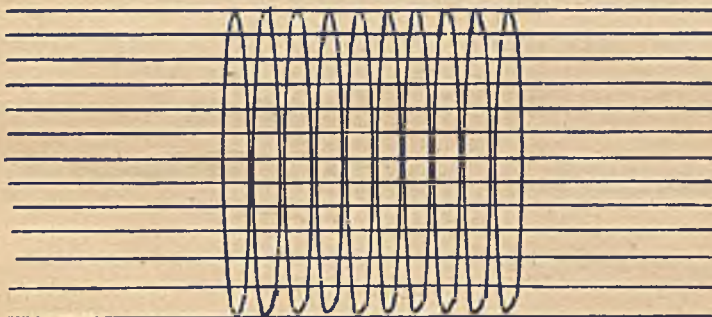
Porównując ze sobą rys.100, 101, 102 i 103, 104, 105, widzimy, że największe deformacje pola powoduje elipsoid podłużny (owoid) (rys.101 i 104), zaś najmniejsze elipsoid poprzeczny (sferoid) (rys.102 i 105). Cienka tarcza żelazna kształtu elipsoidu poprzecznego, ustawiona w polu magnetycznym poprzecznie do torów linii sił, prawie nie zmienia ustroju pola, tak co do cech dynamicznych, jak i indukcyjnych i to zarówno zewnątrz jak i wewnątrz



Rys.106.

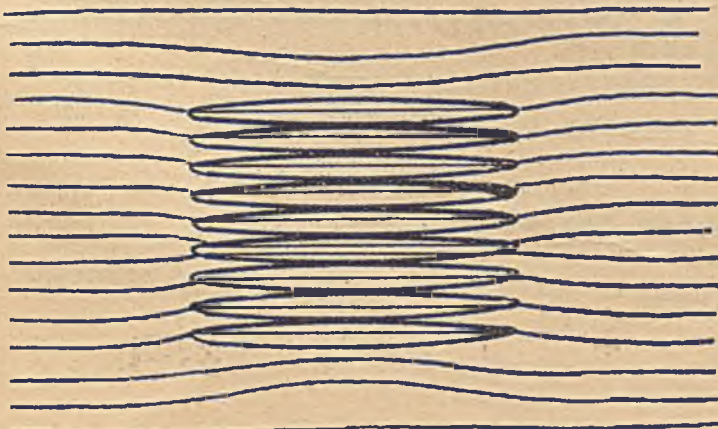
tej tarczy (rys.106).

Wynika stąd, że pakiet cienkich blach żelaznych, z których każda ma kształt elipsoidu poprzecznego, ustawiony poprzecznie do linii pola, nie zmienia prawie zupełnie ustroju pola (rys.107). Blachy nie magnesują się prawie wcale.



Rys.107.

Ten sam pakiet ustawiony podłużnie do linii pola, zmienia wydatnie ustrój pola (rys.108). Blachy magnesują się tu silnie, a w każdym razie lepiej jak w przypadku rys. 107.



Rys.108.

Przystąpmy teraz do analizy, mającej na celu oznaczenie wektorów H, B i J w elipsoidzie obrotowym, umieszczonym w polu osiowo ¹⁾.

Oznacza H_m natężenie magnesujące (pierwotne natężenie pola, w którym umieszczamy elipsoid), H_o natężenie od magnesowujące, wytworzone przez jawne masy magnetyczne elipsoidu, a H natężenie wypadkowe, t.j. mierzone wewnątrz elipsoidu w nieskończenie wąskim a długim kanaliku ²⁾, to z uwagi, że w elipsoidzie obrotowym H_o ma kierunek diametralnie przeciwny do H_m , możemy napisać

$$H = H_m - H_o \dots\dots\dots (76)$$

Zastrzegając, że magnesowanie uskuteczniamy od $H = 0$ i $B = 0$, możemy położyć

$$J = \alpha H \dots\dots\dots (77)$$

Analiza matematyczna, w którą tu nie możemy wchodzić, okazuje, że w sferoidzie magnesowanym osiowo ¹⁾ istnieje między natężeniem od magnesowującym H_o a magnetyzacją J stała zależność, określona relacją

$$k = \frac{H_o}{J} \dots H_o = kJ \dots\dots (78)$$

Podstawiając ostatnie dwie relacje we wzorze (76), otrzymamy

$$\frac{J}{\alpha} = H_m - k.J,$$

lub

$$J = \alpha.H_m - k.\alpha.J,$$

skąd

$$J = \frac{\alpha}{1+k.\alpha} H_m \dots\dots\dots (79)$$

„k” oznacza współczynnik stały, zależny od wymiarów osi elipsoidu.

1) Kierunek H_m zgodny z kierunkiem osi obrotu elipsoidu.

2) Patrz poprzednio „Fikcyjny pomiar natężenia pola magnetycznego”.

Wzór (79) podaje zależność między natężeniem magnesującym H_m (pierwotne natężenie pola) a magnetyzacją J elipsoidu. Podczas gdy wzór (77) określa zależność między natężeniem wypadkowym H a tą samą magnetyzacją J .

Uwzględniając, że wewnątrz ośrodka magnesowanego od $H = 0$ i $B = 0$, jest ogólnie $B = H \cdot \mu$, otrzymamy

$$B = \mu \cdot H = \frac{\mu}{\chi} \cdot J$$

skąd, przy uwzględnieniu wzoru (79), wypadnie

$$B = \frac{\mu}{1+k \cdot \chi} H_m \dots \dots \dots (80)$$

Z wzoru

$$H = H_m - k \cdot J$$

otrzymamy jeszcze

$$H = H_m - \frac{k \cdot \chi}{1+k \cdot \chi} H_m$$

$$H = \frac{1}{1+k \cdot \chi} H_m \dots \dots \dots (81)$$

W ten sposób mamy wszystkie wektory H , B i J uzależnione od natężenia magnesującego H_m i możemy zestawić następującą tabliczkę, przydatną przy pomiarach magnetycznych z próbkami w kształcie elipsoidu obrotowego.

Wzory ważne dla elipsoidu obrotowego:

H natężenie mierzone w nieskończenie wąskim i długim kanaliku podłużnym (równoległym do linii indukcji).

B indukcja mierzona w nieskończenie cienkiej szczelinie poprzecznej (prostopadłej do linii indukcji).

J magnetyzacja wewnątrz elipsoidu.

H_m natężenie pola magnesującego (natężenie pierwotne).

$$H = \frac{1}{1+k \cdot \chi} H_m$$

$$\frac{H}{H_m} = \frac{1}{1+k \cdot \chi}$$

$B = f(H)$ mamy chodzi o $B = f(H)$

$$\begin{aligned} \chi(\mu - k) &= \\ \mu &= \frac{B - H_m}{k - k} \end{aligned}$$

$$H = H_i - kJ =$$

$$y = \frac{B - H_i}{\mu - R} \rightarrow y = \frac{B - H_i}{\mu} = \frac{B}{\mu} - \frac{H_i}{\mu} = \frac{B}{\mu} - \frac{H_i}{\mu} \cdot \frac{1}{1+k \cdot \chi}$$

$$H = H_i - k \frac{B - H_i}{\mu - R} = H_i - \frac{kB}{\mu - R} + \frac{kH_i}{\mu - R} = H_i - \frac{kB}{\mu - R} + \frac{kH_i}{\mu - R} = H$$

to robimy
i już

B = \frac{\mu}{1+k \cdot x} H_m ,

\mu = \frac{(1 - \frac{k}{4\pi})B}{H_m - \frac{k}{4\pi} B}

bo x = \frac{\mu-1}{4\pi}

J = \frac{x}{1+k \cdot x} H_m ,

J = \frac{B - H_m}{4\pi - k}

B = H_m + (4\pi - k)J (82)

\frac{J}{H_m} = \frac{x}{kx + 1} ,

x = \frac{J}{H_m - k \cdot J}

Oprócz tych wzorów, zachowują ważność dla elipsoidu także następujące, poprzednio znalezione:

B = H \cdot \mu ,

B = H + 4\pi J

J = x \cdot H ,

x = \frac{\mu-1}{4\pi}

J = \frac{B - H}{4\pi}

Mają one bowiem ważność ogólną dla wszelkich ośrodków, z wyłączeniem kryształów, a z uwzględnieniem zastrzeżeń podanych poprzednio dla ciał ferromagnetycznych.

Spółczynnik „k”, figurujący w podanych poprzednio wzorach, zależy jedynie od stosunku osi wielkiej do małej elipsoidu.

Stąd nazwa dla „k” „spółczynnik kształtu”.

Następująca tabliczka podaje wartości współczynnika kształtu dla różnych wartości \lambda = w/m, gdzie „w” oznacza długość osi wielkiej, a „m” długość osi małej elipsoidu.

$\lambda = w/m$	k	$k/4\pi$	Uwagi:
0	$4\pi = 12.56637$	1	Maksymalna wartość k
0°25	8°922	0°71	Sferoid
0°5	6°5864	0°524	"
0°75	5°16	0°411	"
1°--	4°1888	0°333	Kula
2°--	2°18	0°173	Owoid
5°--	0°702	0°0558	"
10°--	0°2549	0°0228	"
50°--	0°0181	0°00144	"
100°--	0°0054	0°00043	"
500°--	0°00030	0°000024	"
1000°--	0°00008	0°0000063	"
∞	0	0	Minimalna wartość k

Spółczynnik kształtu (k) można obliczyć z następujących wzorów (podanych przez du Bois)¹⁾ :

Spółczynnik kształtu dla s f e r o i d u ($w < m$) :

dla kierunku magnesowania wzdłuż osi małej

$$k = \frac{4\pi}{1-\lambda^2} \left\{ 1 - \frac{\lambda}{\sqrt{1-\lambda^2}} \arccos \lambda \right\} \dots\dots\dots (83)$$

Spółczynnik kształtu dla o w o i d u ($w > m$) :

dla kierunku magnesowania wzdłuż osi wielkiej

$$k = \frac{4\pi}{\lambda^2-1} \left\{ \frac{\lambda}{\sqrt{\lambda^2-1}} \log \text{nat} (\lambda + \sqrt{\lambda^2-1}) - 1 \right\} \dots\dots (84)$$

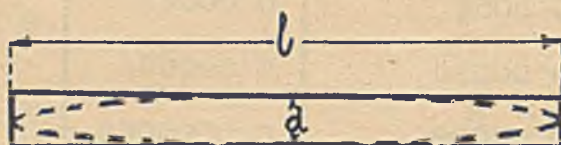
1) du Bois „Magnetische Kreise“, 1894. Str.43.

Handwritten notes:
 $\mu H = k + \dots$
 $\mu = \dots$
 $k = \frac{\mu-1}{4\pi} = \dots$
 $\sigma_p = \gamma \cdot \frac{B}{4\pi}$
 $\gamma = \frac{\mu-1}{\mu} = \dots$

Z powyższego zestawienia widać, że odmagnesowujące działanie końców (biegunów jawnych) maleje wraz z długością elipsoidu. W granicznym przypadku (elipsoid nieskończenie długi), jest $H_0 = 0$, zatem $H = H_m$. Wewnątrz nieskończenie długiego elipsoidu natężenie pola H jest równe natężeniu magnesującemu H_m , znaczy to, że wewnątrz niego natężenie jest takie samo, jakie było w polu pierwotnym.

Sztabę o długości $l = \infty$ można uważać za elipsoid o osi wielkiej równej ∞ . Zatem wstawienie takiej sztaby w pole, podłużnie do linii sił, nie zmienia nigdzie natężeń pola (przypadek ten omówiliśmy już poprzednio).

Także krótkie sztaby możemy traktować w przybliżeniu jak elipsoidy o osi wielkiej równej długości sztabki (rys.109).



Rys.109.

Podane poprzednio wzory można odnieść do środkowej części sztabki, wstawiając za „k” poniżej podane wartości.

Dla sztabek okrągłych o stosunku $l/d > 100$, jest w przybliżeniu

$$k \approx 4\pi \frac{5.72}{(l/d)^2} \dots \dots \dots (85)$$

Dla sztabek krótszych, wartości k podaje następująca tabliczka:

d/l =	70	50	30	20	10
k =	0.0088	0.016	0.039	0.0766	0.213
k/4π =	0.0007	0.00127	0.0031	0.0061	0.017

Uwaga: Wartości H , B , J przy końcach sztabki nie można obliczyć, te części odbiegają bowiem znacznie od kształtu elipsoidu.

Powyższe rozważania i zestawienia pouczają, że odmagnesowujące działanie biegunów rośnie w miarę zmniejszania długości magnesowanej sztabki. W bardzo krótkich sztabkach, działanie odmagnesowujące może być tak silne, że uniemożliwia namagnesowanie próbki. Cienkiej blaszki stalowej nie będziemy w stanie namagnesować trwale nawet w najsilniejszym polu. Po wyjęciu z pola, blaszka taka okaże się obojętna, dzięki odmagnesowującemu działaniu mas magnetycznych, indukowanych w polu na jej ścianach. (Masy te zniweczą się więc same w chwili zaniku natężenia magnesującego H_m).

Odmagnesowujące działanie biegunów można zmniejszyć prawie do zera, łącząc bieguny zworą żelazną. Wtedy bowiem prawie cały jawny magnetyzm staje się utajonym, t.j. $H_0 = 0$. Zwora musi przylegać do biegunów, inaczej ujawni się częściowo działanie jawnych mas biegunów. Na tem polega przeciwdziałanie t.zw. l e p k o ś c i m a g n e t y c z n e j w elektromagnesach (rys.86.) Śrubki (z materiału nie magnesującego się) utrzymując zworę w małej odległości od jarzma elektromagnesu, zapobiegają całkowitemu zanikowi natężenia odmagnesowującego (H_0). To zaś po przerwaniu prądu w elektromagnecie spowoduje zniesienie remanentu żelaza miękkiego, którego koercja jest bardzo mała. Gdyby rdzeń był z żelaza lanego, utrzymałby się remanent mimo śrubek, bo koercja żelaza lanego jest bardzo duża.

Ś c i n a n i e :

W wielu pomiarach magnetycznych stosuje się próbki kształtu elipsoidu, względnie sztabki. Uskutecznia się wtedy pomiar natężenia magnesującego H_m i indukcji B .

Z pomocą wzorów podanych poprzednio oblicza się następnie wszystkie inne wielkości (H , J) oraz współczynniki (μ , κ ,) i tak:

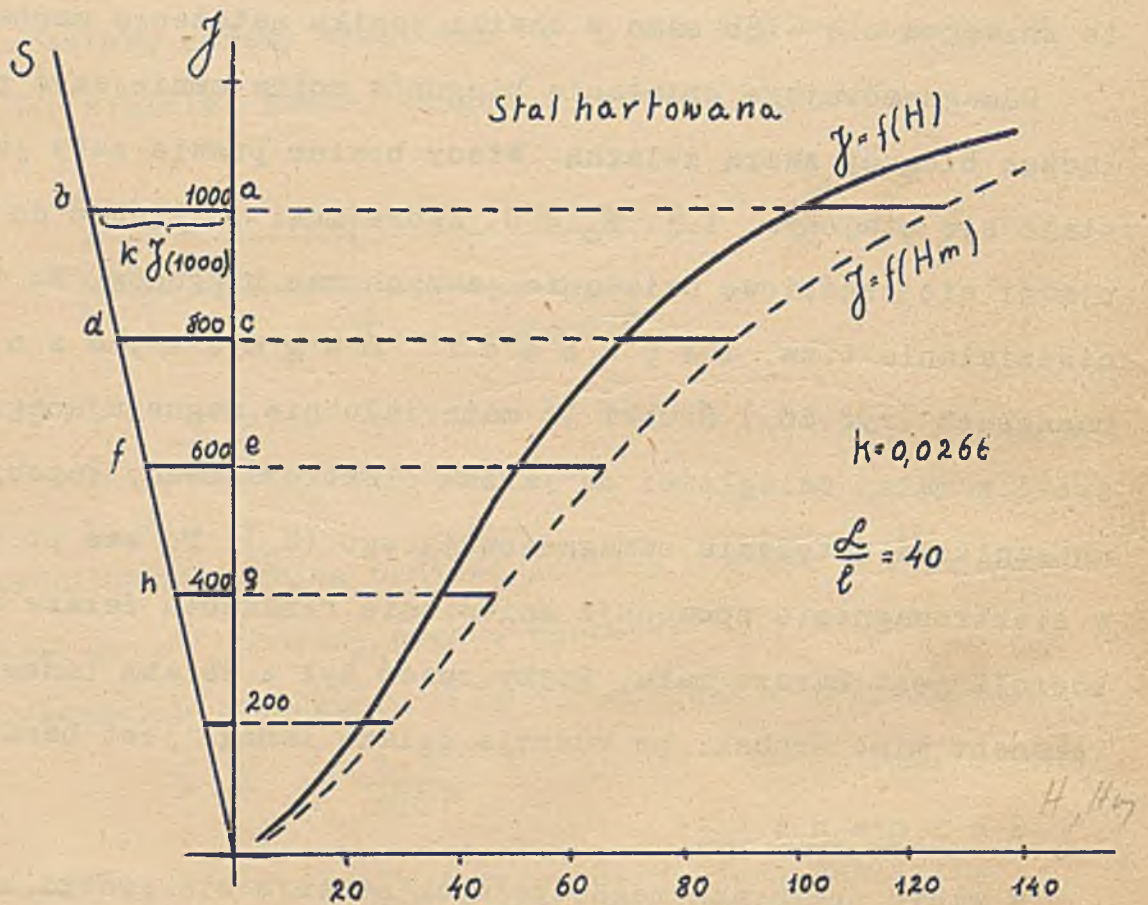
$$J = \frac{B - H_m}{4\pi - k} \dots\dots\dots (a)$$

$$H = B - 4\pi J \dots\dots\dots (b)$$

$$\mu = \frac{B}{H} \dots\dots\dots (c)$$

$$\chi = \frac{\mu - 1}{4\pi} \dots\dots\dots (d)$$

Zamiast obliczać H (natężenie w elipsoidzie), można użyć metody wykresłej podanej przez Rayleigh'a, a mianowicie t.zw. „ściana n i e” (rys.110).



Rys 110.

W myśl poprzedniego jest mianowicie

$$H = H_m - k \cdot J$$

czyli natężenie H (w próbce) różni się od natężenia magnesującego (H_m) o iloczyn $k \cdot J$. Dla danej próbki jest $k = \text{const}$, zatem iloczyn ten jest funkcją J.

Oznaczmy na osi rzędnych skalę J , a na osi odciętych skalę natężeń H , względnie H_m . (Dla obu natężeń ta sama skala). Wyznaczymy następnie krzywą magnetyzacji J jako funkcję H , czyli $J = f(H)$, oraz jako funkcję H_m , czyli $J = f(H_m)$. Obie te krzywe wypadną posunięte względem siebie o $k \cdot J$. Gdy więc z początku współrzędnych wykreślimy t. zw. linję ścinającą ab tak, aby odcępy \overline{ab} , \overline{cd} , wyznaczone w skali natężeń (oś x -ów) były równe w każdym miejscu iloczynowi $k \cdot J$, to przesunięcia $po = z i o m e$ poszczególnych punktów obu krzywych $J = f(H)$ i $J = f(H_m)$ muszą być równe (w myśl poprzedniego wzoru) owym odcinkom. Tak np. $\overline{AB} = e\overline{f}$.

Kreśląc poziomą np. dla wartości $J = 500$ cgs (linja $feAB$) i spuszcza=jąc prostopadłą z punktu A , otrzymamy (na osi odciętych) wartość H , pro=stopadła spuszczone do tej osi z punktu B odetnie na niej wartość H_m .

Konstrukcja linii ścinającej jest nader prosta. Obieramy dowolną war=tość J np. $J = 1000$, obliczamy wartość iloczynu $k \cdot J = k \cdot 1000$ i odcinamy odcinek ab w skali natężeń, prostopadle do J (punkt „ b ”). Prosta łącząca punkty O i b tworzy linję ścinającą.

Wyznaczywszy doświadczalnie jedną z krzywych J , znajdujemy drugą kon=strukcyjnie. Z krzywej $J = f(H)$ skonstruować można następnie wszystkie dalsze charakterystyki. Ścinanie stosuje się przy pomiarach magnetycznych, w których mają zastosowanie próbki kształtu elipsoidu względnie sztabki. Niektóre przyrządy posiadają stałe linje ścinające dla próbek ściśle okre=ślonego kształtu.

R e m a n e n t e l i p s o i d u

Zanik natężenia magnesującego H_m wywoła zmianę natężenia H w elipso=idzie. W próbce o dużej koercji pozostanie część jawnych mas magnetycz=nych (remanent) czyli utrzyma się pewna magnetyzacja remanentu J_k . Wsku=tek tego natężenie H_0 , pochodzące od tych mas właśnie, nie zmaleje do zera, tylko utrzyma się w wartości H_{OR} (natężenie remanentu) przyczem ogólnie

będzie zawsze

$$H_{OR} < H_0$$

bo po zaniku H_m część magnetonów wróci do swego bezładnego położenia. Tylko w przypadku gdy elipsoid pomyślimy sobie wykonany ze stali idealnie twardej można przyjąć, że

$$H_{OR} = H_0$$

Dla takiego elipsoidu wypadnie z wzoru

$$H = H_m - H_0$$

że dla $H_m = 0$ jest

$$\underline{H = - H_0}$$

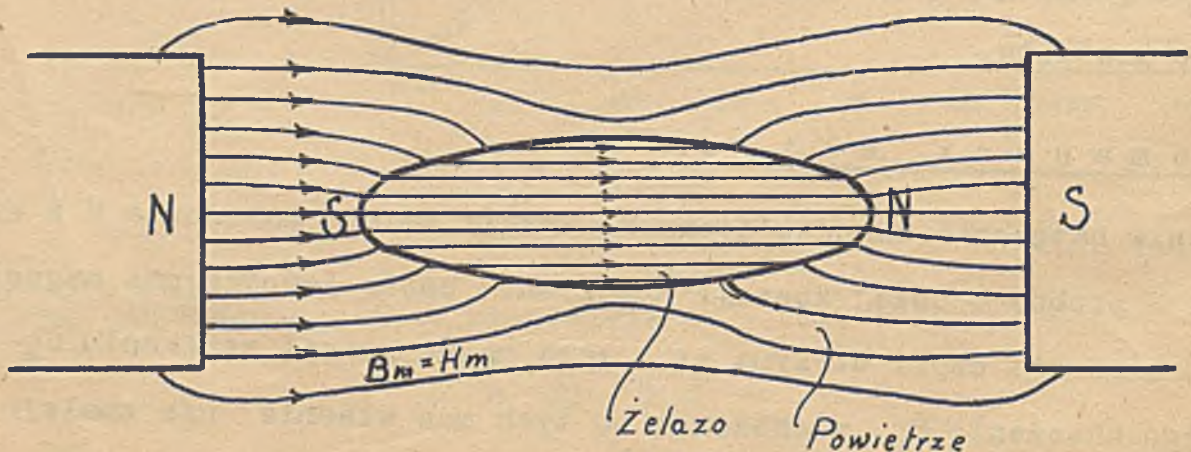
Znak " - " wskazuje, że natężenie pola w elipsoidzie będzie mieć przy $H_m = 0$ kierunek przeciwny do tego, jaki miało podczas działania H_m (H_m zawsze większe od H_0).

Ogólnie (dla elipsoidu z dowolnego ciała ferromagnetycznego) będzie dla $H_m = 0$

$$H = - H_{OR} = - k \cdot J_R \dots\dots\dots (86)$$

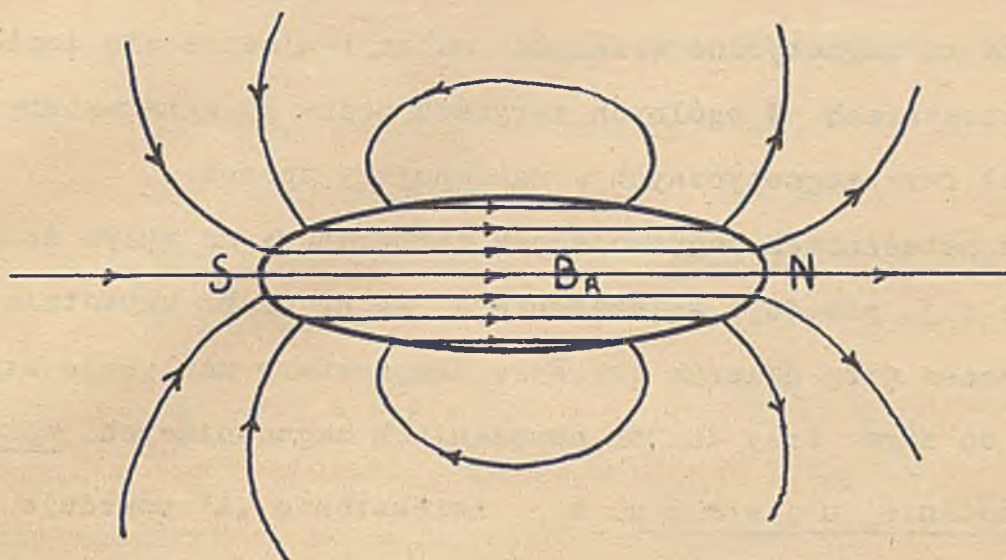
Takie natężenie ujawni się w każdym punkcie wewnątrz elipsoidu. (J_R zależy od rodzaju ciała, z którego próbka jest sporządzona).

Na rys.111. przedstawiony jest elipsoid w stanie magnesowania:



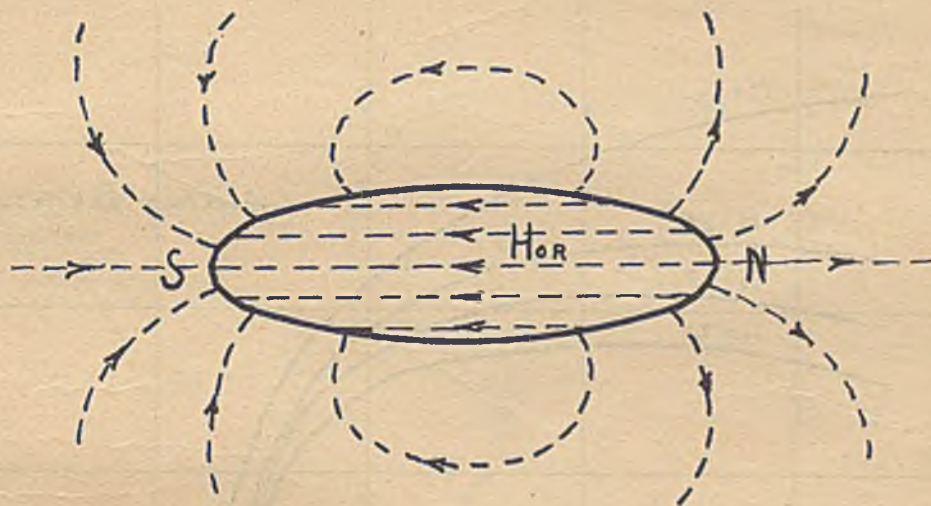
Rys.111.

Rys.112. przedstawia indukcyjne cechy pola tego samego elipsoidu po zaniku natężenia magnesującego ($H_m = 0$).



Rys. 112.

Rys.113. ilustruje dynamiczne cechy pola przy $H_m = 0$ (tego samego elipsoidu)



Rys.113.

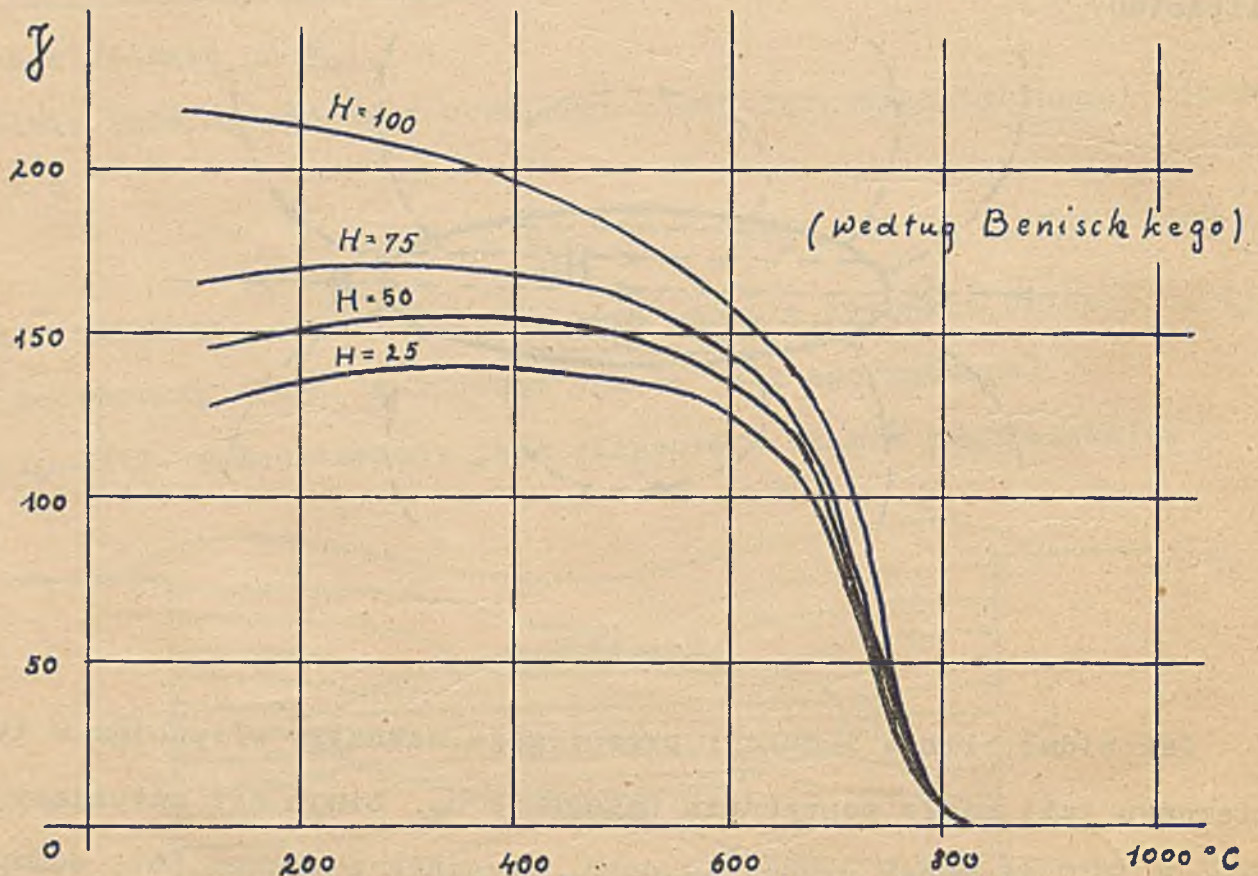
Jak widać, linje indukcji przebiegają wewnątrz elipsoidu w tym samym kierunku jaki miało poprzednio natężenie H_m . Linje sił natomiast mają przy $H_m = 0$ kierunek przeciwny do H_m (zgodnie z wzorem 86), odmagnesowujące działanie biegunów N i S.

9. Wpływ ciepła na magnesowanie. Temperatura krytyczna.

Starzenie żelaza.

Wpływ ciepła na magnetyczne własności materji ujawnia się dopiero w wyższych temperaturach. W ogólnych zarysach można go scharakteryzować odnośnie do ciał ferromagnetycznych w następujący sposób:

Przy małych natężeniach magnesujących temperatura ma wpływ dodatni na magnesowanie t.j. powoduje zwiększenie J , aż do słabo uwydatniającego się maximum, poczem przy dalszym wzroście temperatury następuje szybkie zmniejszenie J do zera. Przy dużych natężeniach magnesujących, wpływ temperatury jest ogólnie ujemny t.j. zwiększanie „t” powoduje zmniejszanie magnetyzacji J . Ilustrują to krzywe podane na rys.114., zajęte doświadczalnie dla żelaza miękkiego. Inne ośrodki ferromagnetyczne ujawniają podobny przebieg w zależności od temperatury jak żelazo.



Rys.114.

Temperaturę, przy której magnetyzacja J ośrodka spada nagle do zera, względnie do bardzo małej wartości, nazywamy temperaturą krytyczną. Jest ona w różnych ośrodkach różna i tak leży:

dla żelaza miękkiego między	700 a 900° C,
dla stali zwykłej	" 600 a 700° C,
dla niklu	" 250 a 300° C,
dla kobaltu	około 1100°C.

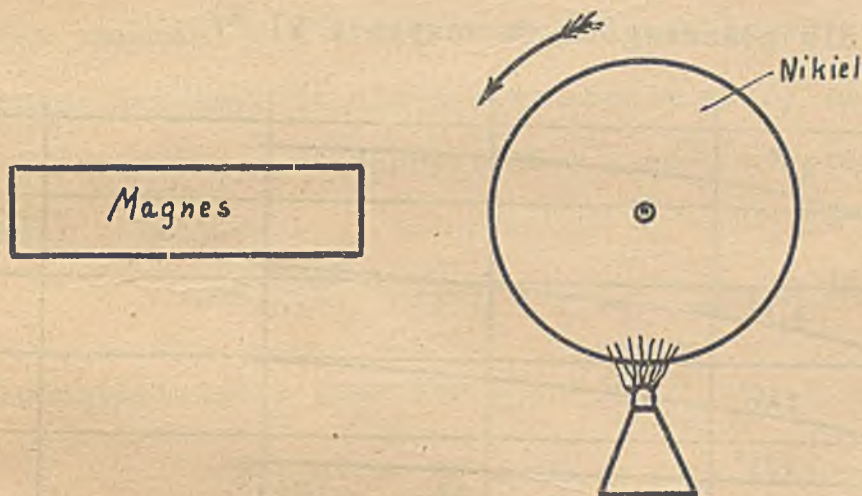
Na tem polega wyżarzanie celem odmagiesowania. Należy je uskutečnić w temperaturach przekraczających temperatury krytyczne.

Wpływ temperatury na magnesowanie wyzyskał Stefan w konstrukcji swego motorku termomagnetycznego.

Tarcza niklowa ustawiona jest na osi w pobliżu bieguna magnesu (rys. 115.) Dolną jej część ogrzewa płomień, wskutek czego ulega ona odmagne-

sowaniu. Biegun magnesu przyciąga silniej górną namagnesowaną część tarczy, powodując trwały ruch obrotowy, w kierunku strzałki.

Uwaga. Nikiel ma niską temperaturę krytyczną.



Rys. 115.

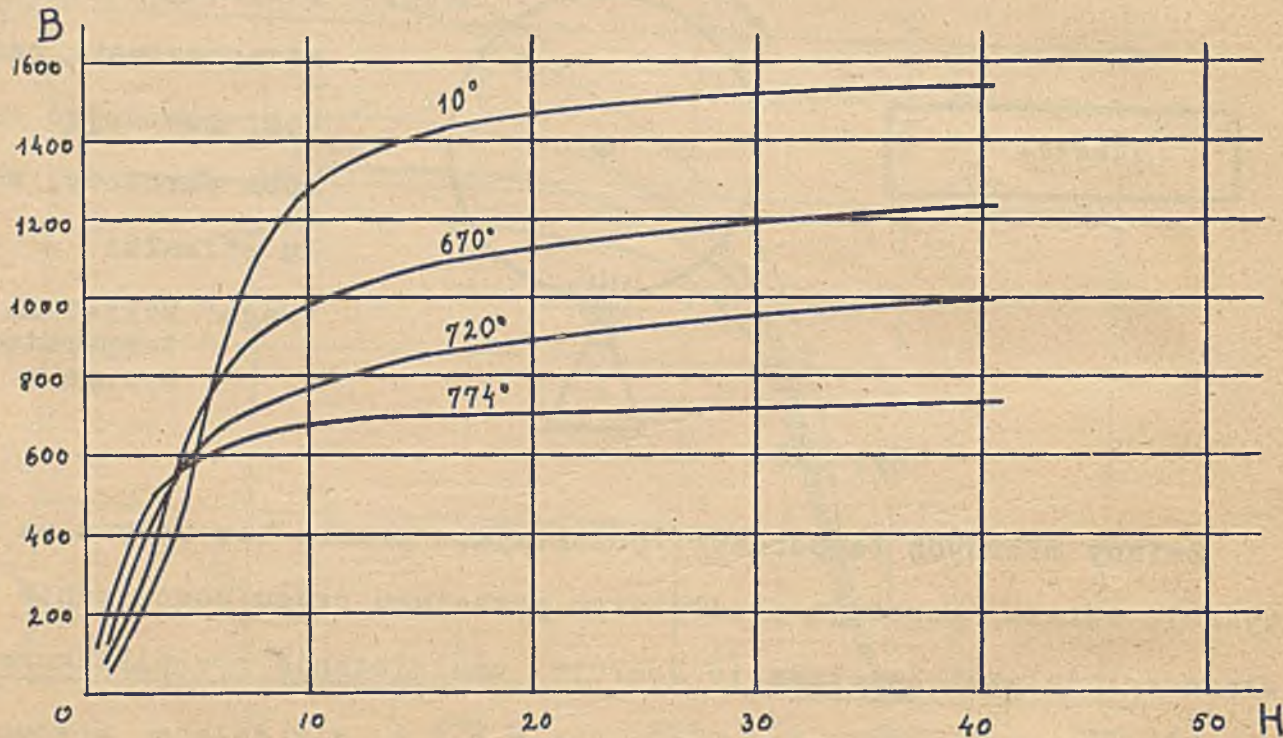
Zmiany miernych temperatur, pozostające prawie bez wpływu na magnesowanie żelaza, powodują po dłuższym przeciągu czasu pogorszenie się własności żelaza: Zwiększenie koercji, zmniejszenie przenikalności. Zjawisko to określamy jako starzenie się żelaza. Powoduje ono np. pogorszenie magnetycznych własności blach transformatorowych, zwiększając straty energii na przemagnesowanie.

W magnesach sztucznych silniejsze ogrzanie powoduje zmniejszenie koercji. Gdy magnes następnie oziębimy, odzyskuje on tylko część utraconej koercji. Powtarzając ogrzewanie i oziębienie kilkakrotnie, możemy doprowadzić do pewnej stałej koercji. W ten sposób sporządza się magnesy trwałe na wpływy miernych temperatur (0 - 50° C). (Sztuczne stażenie).

Wpływ temperatury na magnesowanie wynika z cząsteczkowego charakteru materji. Ciepłu możemy przypisać dwojakie działanie, a mianowicie powiększenie odstępu poszczególnych drobin i wprawianie ich w silniejsze drganie.

Pierwsze ułatwia porządkowanie magnetonów, drugie, zmniejsza moment magnetyczny układu. Wyjaśnienie znikania własności magnetycznych przy temperaturze krytycznej wymaga dodatkowych hipotez. Ewing przyjmuje, że ruch drgający drobin przechodzi w temperaturze krytycznej w ciągły ruch wirowy¹⁾

Rys. 116. ilustruje charakterystyki magnesowania przy różnych temperaturach (stałe utrzymywanych dla poszczególnych wartości H) ²⁾



Rys. 116.

1) Czytaj także nowszą pracę. Weiss „Magnetismus, Forschungsergebnisse und neue Gesichtspunkte”. Archiv für Elektrotechnik tom II, 1913. Str. 2.

2) Według Chwolsona „Leerbuch der Physik” IV. tom Str. 856.

Wypada zaznaczyć, że zależność od temperatury wykazują tylko ciała pa-
ramagnetyczne i ferromagnetyczne. Na magnesowanie ośrodków diamagnetycz-
nych ciepło niema wpływu, bo diamagnetyzm polega na d e f o r m a c j i
torów ruchu elektronów, co nie zależy od ruchów molekularnych materji.

10. Praca magnesowania. Energia ośrodka namagnesowanego.

Wytworzenie pola magnetycznego wymaga nakładu pracy, albowiem pole
mieści w sobie zapas energii, określony dla objętości dv wzorem

$$dW = \frac{1}{8\pi} B \cdot H \cdot dv = \frac{1}{8\pi \cdot \mu} B^2 \cdot dv$$

W objętości 1 cm^3 o jednakowym natężeniu H i jednakowej indukcji B ,
w każdym punkcie tej przestrzeni jest

$$W(\text{cm}^3) = \frac{1}{8\pi} B \cdot H = \frac{1}{8\pi \cdot \mu} B^2$$

Ze zmianami H i B ulega też zmianie energia zawarta w ośrodku magne-
sowanym. Załóżmy, że dla nieskończenie małej zmiany „ B ” jest $\mu = \text{const}$,
to p r z y r o s t energii dW w 1 cm^3 , wywołany podwyższeniem B o dB ,
określi relacja

$$dW(\text{cm}^3) = \frac{2}{8\pi \cdot \mu} B \cdot dB = \frac{1}{4\pi \cdot \mu} B \cdot dB$$

lub podstawiając z powrotem $B/\mu = H$

$$dW(\text{cm}^3) = \frac{1}{4\pi} H \cdot dB \dots\dots\dots (87)$$

Zmianie indukcji z wartości B_1 na B_2 odpowiada zatem p r z y r o s t
energji 1 cm^3 ośrodka o

$$dW(\text{cm}^3) = \frac{1}{4\pi} \int_{B_1}^{B_2} H \cdot dB \dots\dots\dots (88)$$

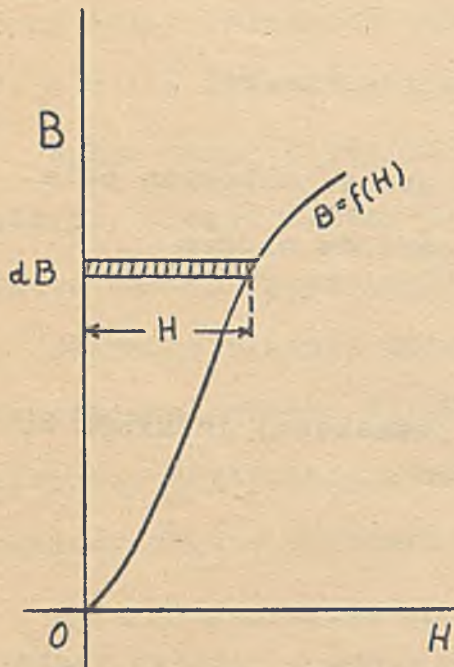
A magnesowanie ośrodka od $B = 0$ do B wymaga na każdy cm^3 jednostajnego
namagnesowania, pracy

$$A(\text{cm}^3) = \frac{1}{4\pi} \int_0^B H \cdot dB \dots\dots\dots (89)$$

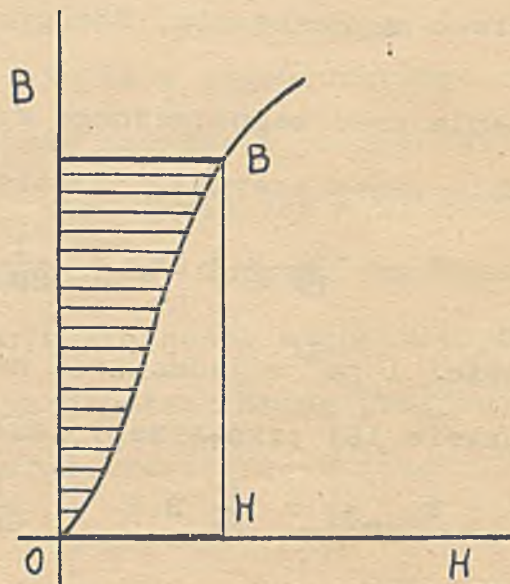
Handwritten notes:
 $\frac{1}{8\pi\mu}(B^2 + 2BdB + dB^2) = \frac{1}{4\pi\mu} BdB$
 $dW = \frac{1}{4\pi} H dB$
 $W = \frac{1}{4\pi} \int H dB$
 $dW_{\text{cm}^3} = \frac{1}{4\pi} H dB$
 $dW_{\text{cm}^3} = \frac{1}{4\pi} H dB$

Gdy H i B wstawimy w jednostkach MS, wypadnie A w ergach na cm^3 .

Przebieg zmian B w zależności od H ilustruje krzywa magnesowania $B = f(H)$ (rys.117.).



Rys.117.



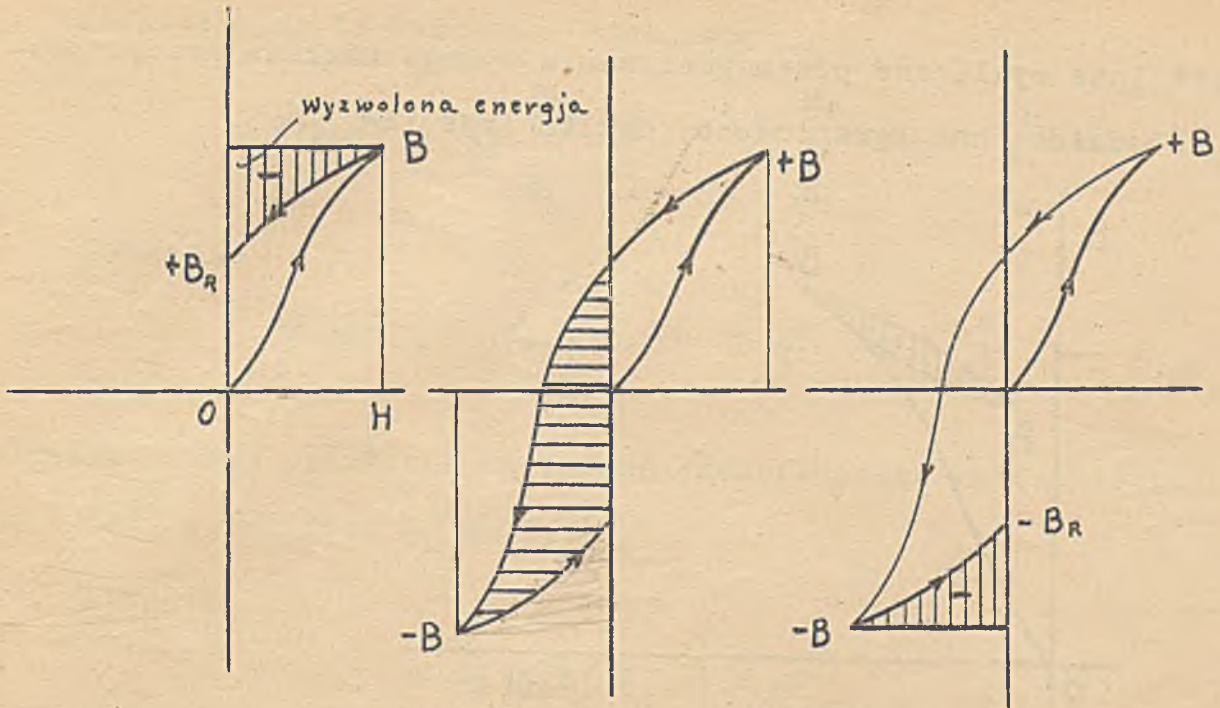
Rys.118.

Iloczyn $H \cdot dB$ odpowiada tu powierzchni zakreskowanej, zatem $\int_0^B H \cdot dB$ przedstawia powierzchnię zawartą między krzywą $B = f(H)$ a osią B (na rys. 118 zakreskowana). Powierzchnia ta jest proporcjonalna do pracy wykonanej przy magnesowaniu ośrodka od $H = 0$ i $B = 0$ do H i B (na jednostkę objętości o polu jednostajnym).

Gdy natężenie H zmaleje z wartości H do zera, otrzymamy z powrotem tylko część pracy włożonej podczas magnesowania, zmiana B w zależności od H odbywa się bowiem podług krzywej $B B_R$ a nie B_0 (rys.119).

Dalsze magnesowanie przy zmienionym kierunku H wymagać będzie znów nakładu pracy, proporcjonalnej do powierzchni zakreskowanej na rys.120.

Odmagnesowaniu z wartości $-B$ do $-B_R$ towarzyszyć będzie znów zwrot energii w ilości odpowiadającej powierzchni zakreskowanej na rys.121.

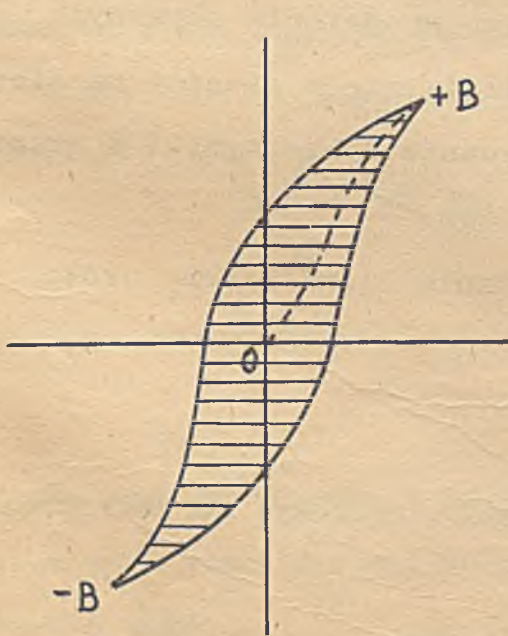


Rys. 119.

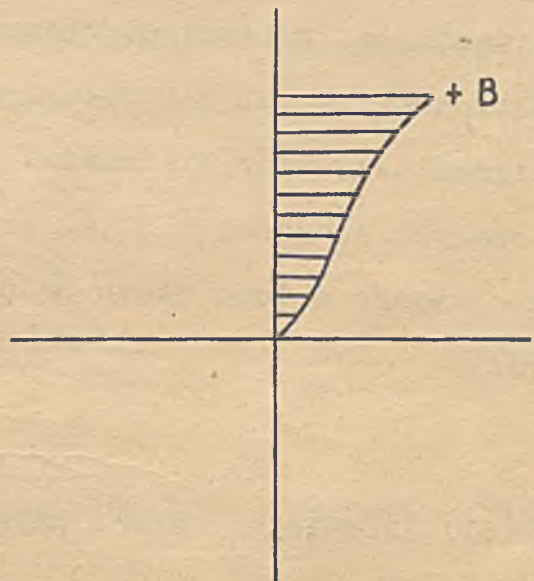
Rys. 120.

Rys. 121.

J e d n o r a z o w e przemagnesowanie ośrodka z wartości $+B$ z powrotem do $+B$, wymaga więc pracy proporcjonalnej do powierzchni pętlicy histerezy (rys. 122, praca ta - jak uczy doświadczenie - zostaje bezprocentnie zużyta na ciepło. Po osiągnięciu stanu $+B$ tkwi w systemie energia proporcjonalna do powierzchni zakreskowanej na rys. 123

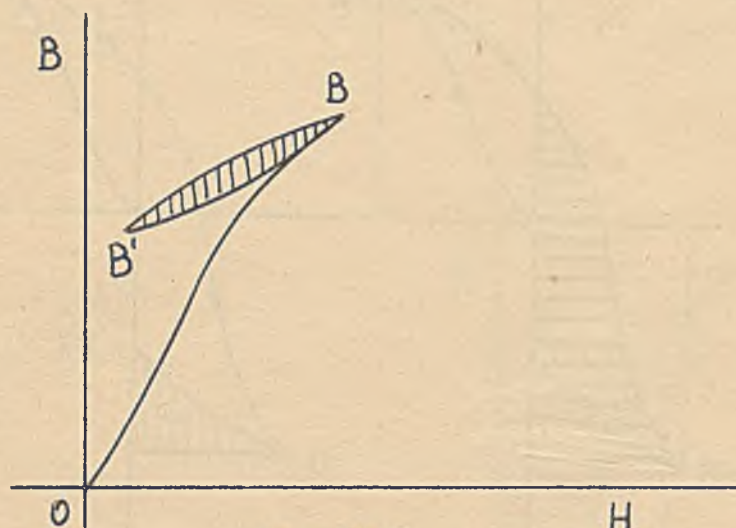


Rys. 122



Rys. 123

Także każde inne cykliczne przemagnesowanie wymaga nakładu pracy, proporcjonalnej do powierzchni ograniczonej cyklem (rys. 124.).



Rys. 124.

Ponieważ przemagnesowywanie ośrodka ferromagnetycznego połączone jest z wytwarzaniem ciepła, przeto ciągłe zmiany B i H wymagają ciągłego nakładu pracy.

Według Steinmetza, jednorazowe przemagnesowanie żelaza z +B do -B i z -B z powrotem do +B, wymaga nakładu pracy

$$A(\text{cm}^3) = \eta \cdot B^{1.6} \text{ ergów/cm}^3 \dots\dots (90)$$

Spółczynnik η , zależny od rodzaju materiału, wynosi dla używanych blach elektrotech. 0.001 + 0.004. Praca ta zamienia się w całości na ciepło.

Eksperymentalny wzór Steinmetza daje praktycznie dobre wyniki w granicach stosowanych indukcji t.j. aż do $B \approx 10000$ cgs.

(Średnio wypada z tego wzoru na przemagnesowanie 1 cm³ blach, około 10000 ergów).

Wzór (89) określający pracę magnesowania można rozłożyć na dwie części, uwzględniając, że

$$B = H + 4\pi J, \text{ więc } dB = dH + 4\pi dJ.$$

Podstawiając te wartości, otrzymamy

$$A(\text{cm}^3) = \frac{1}{4\pi} \int_{B_1}^{B_2} H \cdot dB = \frac{1}{4\pi} \int_{H_1}^{H_2} H \cdot dH + \int_{J_1}^{J_2} H \cdot dJ$$

Składnik

$$A_H(\text{cm}^3) = \frac{1}{4\pi} \int_{H_1}^{H_2} H \cdot dH = \frac{1}{8\pi} (H_2^2 - H_1^2)$$

określa pracę, potrzebną na zmianę jednostajnego natężenia pola H (w 1 cm³) z wartości H₁ na H₂.

dB = dH
 $\int_{B_1}^{B_2} H dB = \frac{1}{4\pi} \int_{H_1}^{H_2} H dH$

Składnik

$$A_J(\text{cm}^3) = \int_{J_1}^{J_2} H \cdot dJ$$

reprezentuje pracę, potrzebną na wytworzenie mas magnetycznych w 1 cm³ ośrodka (czyli na spolaryzowanie ośrodka).

Gdy natężenie H zmniejszy się do zera, energja A zostaje w całości uwolniona. Z energii A uwalnia się tylko część odpowiadająca całce

$$\int_{J_2}^{J_R} H \cdot dJ$$

albowiem J nie zmaleje do zera, tylko do wartości J_B (remanent).

W myśl poprzedniego musi być (przy zmniejszaniu H do zera)

$$\begin{aligned} \frac{1}{4\pi} \int_B^{B_R} H \cdot dB &= \frac{1}{4\pi} \int_H^0 H \cdot dH + \int_J^{J_R} H \cdot dJ \\ &= -\frac{1}{8\pi} H^2 + \int_J^{J_R} H \cdot dJ \end{aligned}$$

(B_R oznacza indukcję remanentu, J_R magnetyzację remanentu). Znak „-”, jaki wypada przy obu członach powyższego równania oznacza zwrot energii (praca ujemna).

Należy zauważyć, że w obwodzie magnetycznym, złożonym z różnych ośrodków, najwięcej energii na jednostkę objętości mieszczą te części, których μ jest najmniejsze, jak to jasno widać z wzoru

$$A_{(\text{cm}^3)} = \frac{1}{4\pi} \int_{B_1}^{B_2} H \cdot dB$$

Tak np. w pierścieniu żelaznym ze szczeliną powietrzną, jest w powietrzu $H = B$, zaś w żelazie $H = B/\mu$. Główna część energii zużytej na namagnesowanie, mieści się więc w szczelinie powietrznej, a tylko mała reszta w żelazie.

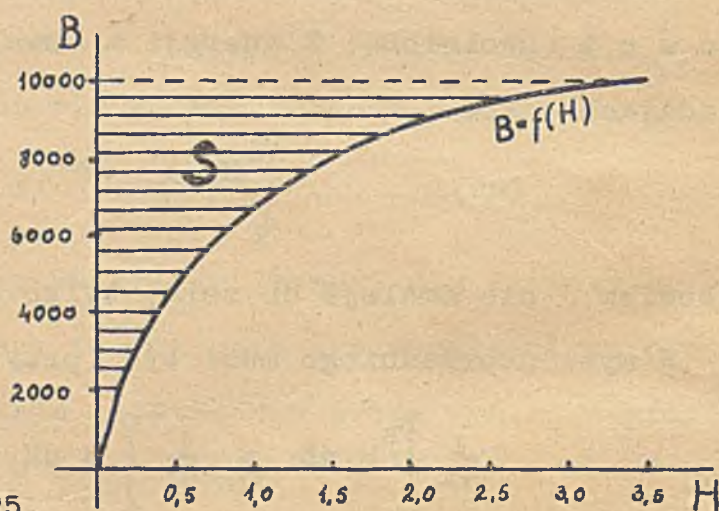
Przykład: Pierścień z żelaza miękkiego o długości żelaza $l = 20\text{cm}$ i długości szczeliny 0.5cm a przekroju $s = 5\text{cm}^2$ namagnesowano od $H = 0$ i $B = 0$ do $B = 10000$ cgs i $H = 3.5$ cgs podług krzywej uwidocznionej na rys.125

Spółczynniki skali:

$$1 \text{ cm} = 0.5 \text{ cgs (H)}$$

$$1 \text{ cm} = 2000 \text{ cgs (B)}$$

$$1 \text{ cm}^2 = \frac{0.5 \cdot 2000}{4\pi} \text{ ergów (A)}$$



Rys.125.

Powierzchnia S splanimetrowana wynosi 8 cm^2 , co odpowiada w przyjętych skalach

$$A_{(\text{cm}^3)} = \frac{1}{4\pi} \int_0^B H \cdot dB = S_{(\text{cm}^2)} \frac{0.5 \cdot 2000}{4\pi} = 8 \frac{0.5 \cdot 2000}{4\pi} = 160 \text{ ergów/cm}^3$$

Namagnesowane żelazo pierścienia o objętości $v = l \cdot s = 20 \cdot 5 = 100 \text{ cm}^3$ mieści zatem (po namagnesowaniu do $B = 10000$ cgs) energję

$$W = 160 \cdot 100 = 16000 \text{ ergów} = 0.0016 \text{ dżauli.}$$

Namagnesowanie szczeliny powietrznej od $H = 0$, do $B = H = 10000$ cgs wymaga na cm^3 pracy

$$A(\text{cm}^3) = \frac{1}{4\pi} \int_0^B H \cdot dB = \frac{1}{4\pi} \int_0^B B \cdot dB = \frac{1}{8\pi} B^2$$

$$= \frac{10000^2}{8\pi} \approx 4000000 \text{ ergów/cm}^3$$

Namagnesowana szczelina o objętości $0.5 \cdot 5 = 2.5 \text{ cm}^3$ mieści zatem energję

$$W = 4\ 000\ 000 \cdot 2.5 = 10\ 000\ 000 \text{ ergów} = \underline{1 \text{ dżul}}$$

(a więc szczelina mieści około 625 razy tyle energii co pierścień).

Uwaga: Z powyższej analizy wynika, że wzór

$$W_{\text{cm}^3} = \frac{1}{8\pi} B \cdot H$$

określa energję zawartą w namagnesowanym ośrodku o stałej przenikalności μ , więc ogólnie w ośrodkach para- i diamagnetycznych.

Zawartość energii w ośrodkach o zmiennej przenikalności μ (więc ferromagnetycznych) określa relacja

$$W_{\text{cm}^3} = \frac{1}{4\pi} \int_0^B H \cdot dB$$

Końcowa jej wartość zależy od stanu początkowego i stanów pośrednich.

Jeżeli podczas magnesowania występują dodatkowe przemiany energetyczne (np. ciepło), wymagają one dodatkowej pracy, pokrywającej zużytą na nie energję. Wzory powyższe określają bowiem tylko energję magnesowania, t.j. energję potrzebną na wytworzenie H i spolaryzowanie ośrodka, nie obejmują natomiast żadnych innych przemian, względnie strat energetycznych. Ogólnie - takie dodatkowe przemiany energii zachodzą, w ośrodkach ferromagnetycznych mieści się więc mniej energii niż zużyto pracy na ich namagnesowanie.

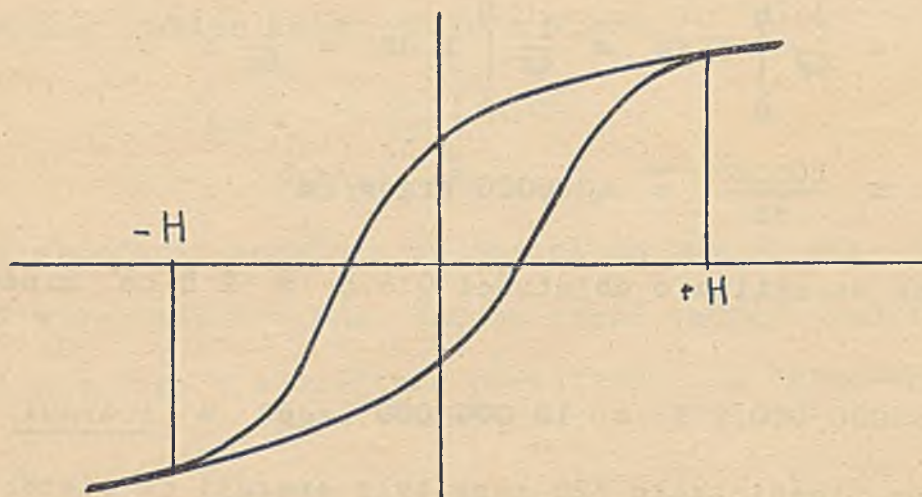
Maxymalna praca zużyta na jednorazowe przemagnesowanie cykliczne 1 cm^3 ośrodka określa (według Warburga) całka

$$W_{\text{max}} = \frac{1}{8\pi} \int H \cdot dB \dots\dots\dots (91)$$

Całkowanie należy rozciągnąć teoretycznie aż do wartości $H = \pm \infty$.

Praktycznie wyznaczamy W_{max} doświadczalnie dla takich granicznych wartości

$\pm H$ przy których pętlica histerezy przechodzi na końcach w szpic linjowy (rys.126). Dalsze zwiększanie H nie daje bowiem żadnej powierzchni.



Rys.126.

11. Magnesy sztuczne.

Magnesy sztuczne wyrabia się głównie z hartowanej stali w o l f r a = m o w e j i c h r o m o w e j . Ostatnio poczyniono dobre doświadczenia ze stalą kobaltową, jakkolwiek jest ona droższą od wolframowej. Także stal molibdenowa daje dobre magnesy.

Własności magnetyczne stali zależą w wysokim stopniu od rodzaju stopu, sposobu hartowania i zabiegów, mających na celu uzyskanie trwałego namagnesowania. Przeważnie hartuje się stal powyżej temperatury krytycznej, t.j. około $800^{\circ} C$ przez nagłe ostudzenie. Magnesowanie uskutecznia się w solenoidach zasilanych prądem stałym, przyczem dobre wyniki daje kilkakrotna zmiana prądu od 0 do maximum, przesuwanie cewek (z prądem) wzdłuż sztaby, wstrząsanie materiału magnesowanego, pocieranie magnesem i t.p.

Dobry magnes winien posiadać duży remanent (B_R), dużą koercję (H_K), oraz powinien być odporny na wpływy temperatury i wstrząśnienia.

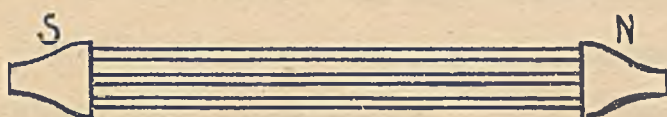
Pierwsze dwa warunki (B_R i H_K) zależą od rodzaju materiału, sposobu hartowania i magnesowania. Odporność na zmiany temperatury uzyskuje się, poddając magnes sztuczny starzeniu (zanurzanie naprzemian w gorącej i zimnej wodzie). Obniża się wskutek tego zarówno remanent (B_R) jak

i koercja (H_K), te przybierają jednakże pewne (w granicach praktycznych) ustalone wartości.

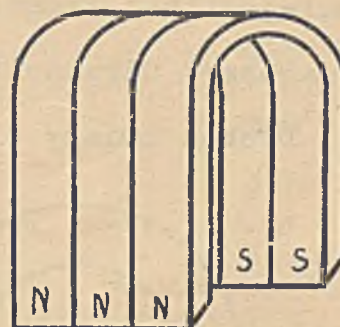
Odporność na wstrząśnienia uzyskuje się poddając magnes długotrwałym miernym wstrząśnieniom (np. w bębnach kulowych), wskutek czego oczywiście remanent i koercja ulegają również zmniejszeniu. Osiągają jednakże pewne wartości ustalone.

Struktura magnesu nie jest jednolita, wierzchnie warstwy okazują silniejsze namagnesowanie, jak to sprawdzić można stosując nagryzanie z pomocą kwasów (Ätzverfahren). Z tego względu magnesy o małym przekroju poprzecznym wykazują większy stopień namagnesowania niż grube sztaby.

Silne magnesy uzyskuje się składając cienkie magnesy w t.zw. baterje magnetyczne (rys.127. i 128.).



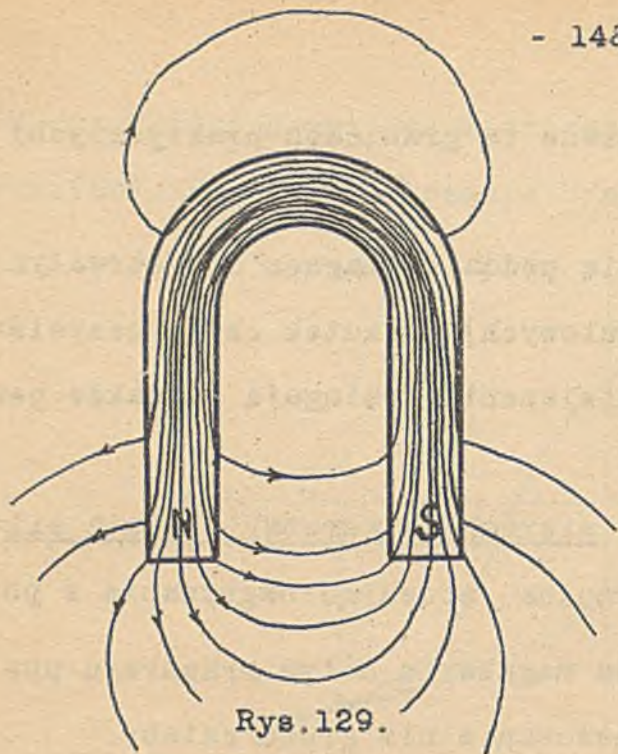
Rys.127.



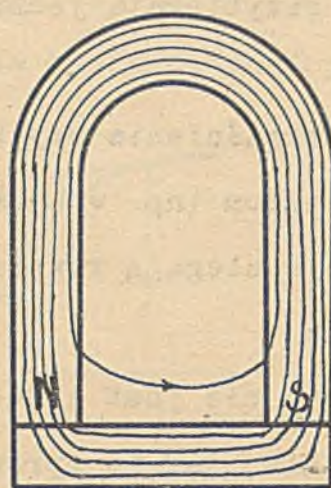
Rys.128.

Z poprzednich rozważań wiemy, że na wypadkowy remanent ma wpływ ujemne odmagnesowujące działanie biegunów. Dobry magnes winien być możliwie długi, albowiem wraz z długością maleje współczynnik kształtu (k), czyli odmagnesowujące działanie biegunów.

Celem uchronienia magnesów przed trwałym działaniem natężenia odmagnesowującego ($H_0 = k \cdot J_R$), należy stosować zwory z żelaza miękkiego spełniają one jeszcze i to zadanie, że skupiają linje indukcji magnesu, zapobiegając w ten sposób tworzeniu się jawnych mas magnetycznych (przy wstrząśnieniach) w oddaleniu od czołowych ścian biegunów (rys.129. i 130.).



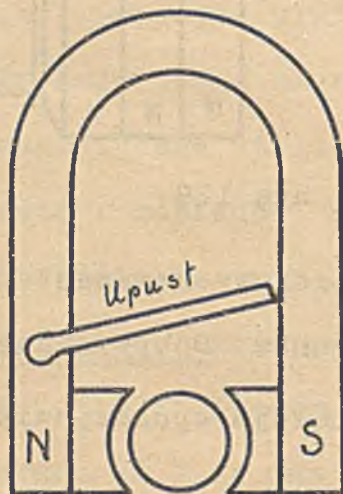
Rys. 129.



Rys. 130.

Usuwanie zwory należy uskutecznić przez przesuwanie w bok, równoległe do czołowych ścian biegunów, odrywanie bowiem prostopadłe powoduje wstrząszenia zmniejszające remanent.

Dobre magnesy, używane fachowo, zachowują swój stan magnetyczny dziesięć lat. Drobne zmiany strumienia między biegunami magnesów mierni-



Rys. 131.

czych można kompensować regulacją upustu magnetycznego, który stanowi pręcik z żelaza miękkiego, ułożony na poprzek jarzma (rys. 131.).

Upust taki stosuje się n.p. w amperomierzach i woltmeterach systemu Deprez - d'Arsonval.

W podanej poniżej tabelicy uwidocznione są interesujące nas wartości dla różnych gatunków stali. Dane odnoszą się do próbek kształtu sztabki o 20 cm długości i 1 cm² przekroju, względnie pierścienia, magnesowanych aż do granicy nasycenia (J_{max}).

t° oznacza temperaturę hartowania, W energję cyklicznego przemagnesowania
1 cm w myśl wzoru

$$W = \frac{1}{4\pi} \int H \cdot dB \quad (\text{wzór 91})$$

Tabliczka magnesowania stali 1)

Materiał	Zawartość		t°	koercja H_K	Remanent B_R		Energja ergów $W(\text{cm}^3)$	
	Węgla %	Innych hart.			sztabka	pierścień		
<u>Stal zwykła</u>								
Böhlera	miękka	0.7	-	800	49	5300	-	-
	średnia	0.99	-	800	55	5200	-	-
	twarda	1.17	-	800	63	5800	-	-
<u>Stal chromowa</u>								
		Cr %						
A	0.9	2.9	850	57.4	-	10 900	-	-
B	1.1	2.9	850	59.2	-	10 380	-	-
C	1.1	5.8	850	64.6	-	9 920	-	-
D	1.1	2.9	900	63.1	-	9 560	-	-
E	1.1	5.8	900	72.5	-	9 200	-	-
<u>Stal wolframowa</u>								
		W %						
Assailly	0.76	2.7	850	66	6400	10 050	260 000	-
Böhler b. twarda	1.1	2.9	850	74	6700	-	-	-
" średnia	1.96	7.7	800	85	4700	-	-	-
<u>Stal molibdenowa</u>								
		M_o %						
I	0.51	3.5	850	60	6700	-	-	-
II	1.24	4	800	85	6700	-	-	-

1) Według Streckera „Hilfsbuch für Elektrotechnik“ 1921 (str. 33.)
Pauzy oznaczają brak danych.

12. Udźwig magnesu.

Siłę potrzebną do oderwania kotwicy od biegunów magnesu nazywamy **u d Ź w i g i e m m a g n e s u**.

Udźwig magnesu obliczymy wychodząc z wzoru na ciśnienie elektros= tyczne *wzrost powierzchni wyrażone jako $\frac{1}{2} \sigma^2$ str 115,*

$$P = \frac{2\pi\sigma^2}{\mu} \text{ dyn/cm}^2 \dots\dots\dots (92)$$

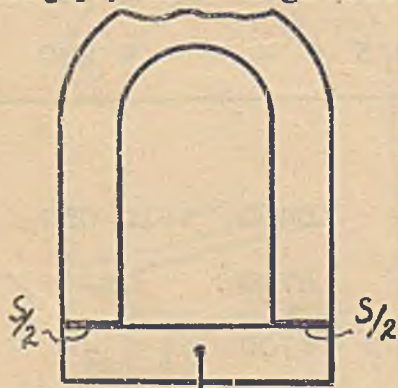
σ oznacza tu gęstość powierzchniową masy magnetycznej rozłożonej na czo= łach biegunów.

Wzór powyższy ważny jest - ściśle biorąc - jedynie dla magnesu ideal= nego t.j. nie zawierającego żadnych jawnych mas wewnętrznych. Dla prak= tycznego użytku można go jednak stosować dla magnesów rzeczywistych z ko= twicą s z c z e l n i e przylegającą do zwory, w magnesach takich bo= wiem jawne masy wewnętrzne są prawie równe zero.

Oznacza S powierzchnię czołowych ścian obu biegunów w cm^2 (rys.132.), to udźwig określi relacja

$$F = P \cdot S = \frac{2\pi\sigma^2}{\mu} \cdot S \text{ dyn}$$

Uwzględniając, że w magnecie z płaskimi czołami prostopadłymi do osi



Rys.132.

podłużnej (rys.132) jest $\sigma = J$ i że przy szczelnie przylega= jącej zworze można położyć $B = 4\pi J$, czyli $H = 0$, wreszcie że dla szczeliny między jarz= mem a zworą wypełnionej po= wietrzem jest $\mu = 1$, otrzymamy

$$F = \frac{2\pi \cdot B^2}{(4\pi)^2} \cdot S = \frac{B^2 \cdot S}{8\pi} \text{ dyn}$$

albo (kładąc $1 \text{ kg} = 981 \text{ 000 dyn}$)

$$F = \frac{B^2 \cdot S}{8\pi \cdot 981 \text{ 000}} \text{ kg} \dots\dots\dots (93)$$

W dobrych magnesach, zamkniętych zworą, wynosi J około 800 cgs, zatem B około 10 000 cgs.

Udźwig dobrych magnesów wynosi więc na 1 cm² (powierzchni stykowej bieg),

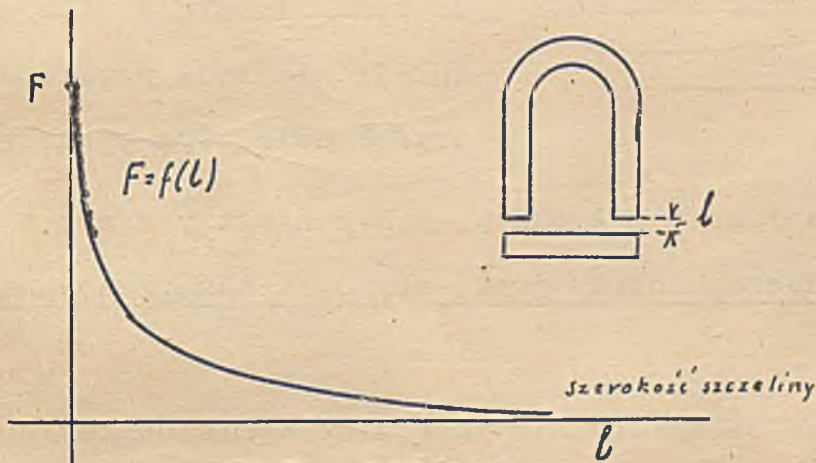
$$F = \frac{10\,000^2 \cdot 1}{8\pi \cdot 981\,000} = 4 \text{ kg/cm}^2$$

Tyle istotnie dają najlepsze magnesy.

Jakkolwiek wzór (93) nie zawiera długości szczeliny, to jednak oddalenie zwory od biegunów powoduje *z m n i e j s z a n i e* udźwigu. Zwiększenie szerokości szczeliny powoduje bowiem:

- 1° zmniejszenie ogólne indukcji remanentu (B) z powodu oddziaływania biegunów (mas ujawnionych przy oddaleniu zwory),
- 2° zmniejszenie strumienia indukcji przechodzącego przez zworę,
- 3° zmiany kierunków linii indukcji, łączących jarzmo i zworę (ad 2° i 3° patrz rys. 129. i 130.).

Doświadczalnie stwierdzamy też bardzo wybitną zależność udźwigu F od



Rys. 133.

szerokości szczeliny, jak to widać z rys. 133. podanego przez Sahulkę ¹⁾ (dla elektromagnesów). Przy dużym oddaleniu zwory spada F (z powyższych powodów) praktycznie do zera.

Relację (93) określającą udźwig magnesu, wyzyskujemy w pomiarach magnetycznych do wyznaczenia indukcji B z pomiaru F (metodą dynamiczną).

$$B = \sqrt{\frac{8\pi \cdot F}{981\,000}} = 4963 \sqrt{\frac{F}{981\,000}} \dots \dots (94)$$

(patrz dalej „Pomiary magnetyczne”).

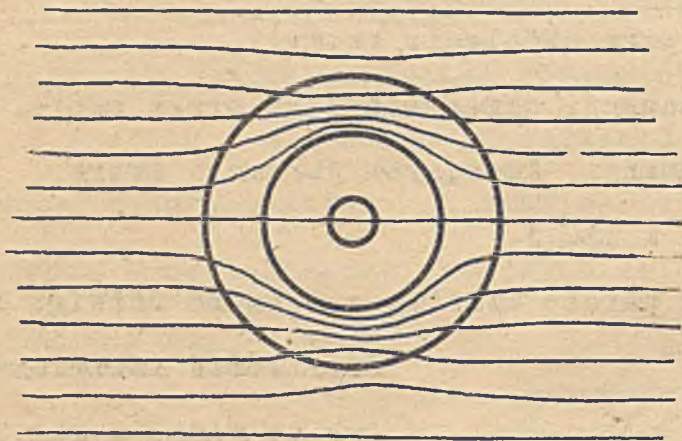
1) ETZ 1905, str. 121, Sahulka „Energiewandlung während der Magnetisierung”.

13. Osłony magnetyczne.

Polaryzacja ośrodków sprawia, że linje indukcji zachowują ciągłość także przy przejściu przez te ośrodki. Gęstość linii indukcji w ośrodku magnesowanym jest tem większa, im większa jest jego przenikalność μ .

Ośrodki ferromagnetyczne o dużej przenikalności mają więc niejako zdolność zagęszczania w sobie linii indukcji pola magnetycznego.

Jeżeli w polu, pierwotnie jednostajnym, umieścimy pierścien żelazny (rys.134.), to pole to dozna deformacji w tym sensie, że wewnątrz



Rys.134.

masy pierścienia linje indukcji ulegną zagęszczeniu, zaś wewnątrz objęte pierścieniem będzie prawie pozbawione linii. Przez wewnątrz rury żelaznej, ustawionej osią prostopadłą do linii indukcji, linje indukcji nie będą prawie wcale przechodzić. Tym sposobem ru=

ra taka lub skrzynia działa jak osłona magnetyczna.

Zasadniczym warunkiem dobrej osłony jest, aby była namagnesowana w bardzo małym stopniu.

Ośrodki ferromagnetyczne osłaniane nie mogą mieć wymiarów tak dużych, aby przylegały do ścian osłony, gdyż utworzyłyby drogę dla linii magnetycznych.

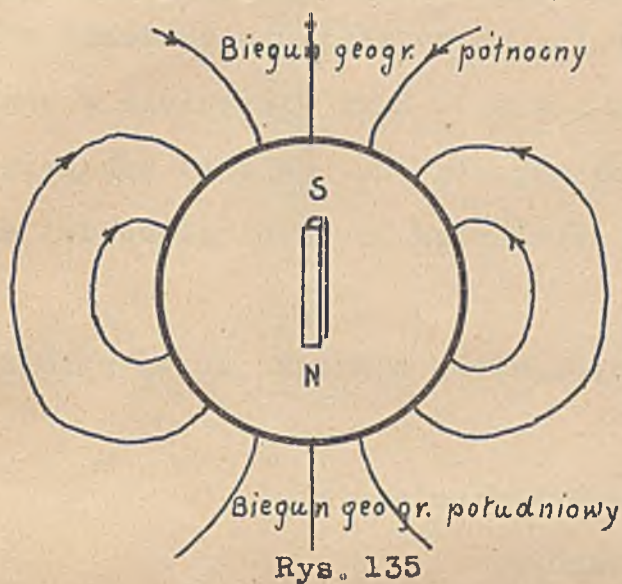
Urządzenia do czułych pomiarów zabezpieczamy przed działaniem obcych pól osłonami wielokrotnymi. Osłony takie składają się z kilku płaszczy z żelaza miękkiego, umieszczonych jeden w drugim.

VIII. Magnetyzm ziemski.

1. Pole magnetyczne ziemskie.

Przestrzeń otaczająca kulę ziemską posiada wszystkie cechy pola magnetycznego.

W pierwszym, bardzo zresztą grubym przybliżeniu można przyjąć, że pole otaczające kulę ziemską jest podobne do tego, jakie by wytworzył krótki i bardzo silny magnes, umieszczony w środku ziemi (rys. 135).



Oś takiego magnesu wypadła nieco odchyłona od osi obrotu ziemi. W okolicy geograficznego bieguna północnego, znajduje się południowy biegun magnetyczny, a w okolicy geograficznego bieguna południowego, północny biegun magnetyczny.

W przestrzeni otaczającej kulę ziemską ujawnia się więc takie pole magnetyczne, jak gdyby w okolicy geograficznego bieguna północnego leżał magnetyczny biegun południowy, a w okolicy geograficznego bieguna południowego, magnetyczny biegun północny, owego fikcyjnego magnesu wewnętrznego.

Dodawszy do owego głównego magnesu fikcyjnego, dającego pierwszą grubą charakterystykę pola ziemskiego, jeszcze kilka innych słabszych magnesów fikcyjnych, o osiach odpowiednio skierowanych, można przedstawić rzeczywisty przebieg pola ziemskiego bardzo wiernie, jak to okazał Gauss.

Ze względu na wysoką temperaturę, jaka najprawdopodobniej panuje we wnętrzu ziemi, nie można przypuścić, aby pole ziemskie pochodziło rzeczywiście od magnesów stałych, znajdujących się we wnętrzu ziemi. Po odrzuceniu tej tezy pozostaje jednakże tylko przypuszczenie, że źródłem magnetyzmu ziemskiego są prądy ziemskie.

W myśl zasad elektromagnetyzmu, które poznamy później, należałoby przyjąć, że prądy takie winny opływać oś ziemską naogół w kierunku od wschodu ku zachodowi. Że prądy podobne krążą w ziemi, wiemy z doświadczenia, jakkolwiek nie umiemy dotąd wskazać ich źródła, czy jednakże magnetyzm ziemski od nich pochodzi, nie zdołano rozstrzygnąć.

Działaniu pola magnetycznego ziemskiego przypisać należy te znane objawy, że sztaby stalowe, które przeleżały dłuższy czas w polu ziemskim nabierają słabych własności magnetycznych. Sztaby takie namagnesują się silniej, gdy będziemy je silnie uderzać (np. przy wbijaniu sztchet w ziemię, przy cięciu żelaza dłutem stalowem i t.p.). Rury wiertnicze w szybach naftowych zdradzają dość silne własności magnetyczne. Nabrały ich przy wstrząśnieniach podczas wiercenia (pod działaniem pionowej składowej magnetyzmu ziemskiego).

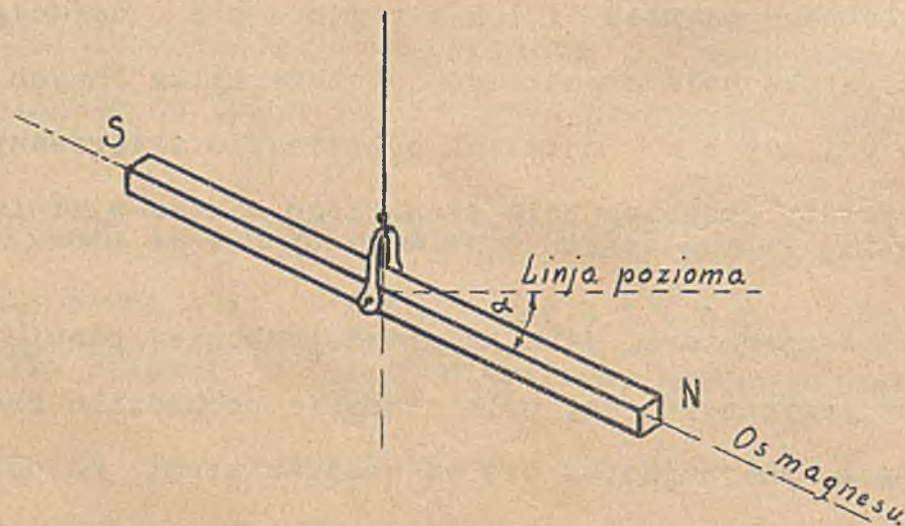
Działaniu magnetyzmu ziemskiego przypisujemy zjawisko zorzy polarnej i t.p.

2. Natężenie pola magnetycznego ziemskiego (H_z).

Inklinacja i deklinacja.

W różnych punktach przestrzeni otaczającej kulę ziemską, natężenie pola ziemskiego (H_z) ma różne wartości i różne kierunki.

Kierunek H_z znajdziemy, zawieszając na cienkiej nitce długi magnes sztabowy, jak to wykazuje rys.136. Oś magnetyczna takiego magnesu



Rys. 136

zawieszzonego w środku ciężkości, ustali się w kierunku linii sił. Z przebiegu tych linii na rys.136 widać, że w środkowym pasie na północnej półkuli ziemskiej magnes taki zwróci

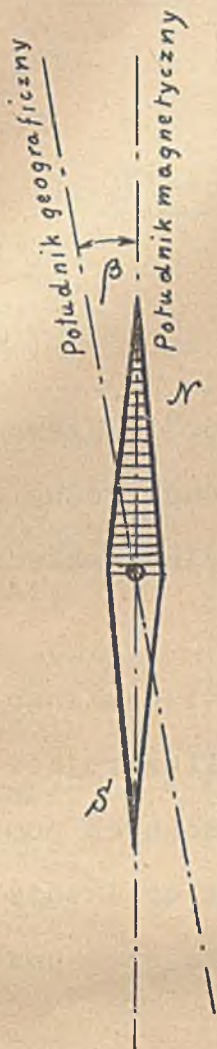
się swym biegunem północnym ukośnie ku dołowi. Oś jego nie będzie leżeć

w południku geograficznym, gdyż - jak to poprzednio podano - bieguny magnetyczne nie padają na bieguny geograficzne ziemi.

Kąt (α) zawarty między osią magnesu zawieszono swobodnie, (rys. 137) a linią poziomą w tej samej płaszczyźnie nazywamy i n k l i n a c j ą .

Przy wychyleniu bieguna północnego w dół, uważamy (α) za dodatnie, przy wychyleniu „N” w górę jest (α) ujemne. Kąt (β) zawarty między południkiem magnetycznym i geograficznym, przeprowadzonymi przez środek ciężkości magnesu zawieszono swobodnie, nazywamy d e k l i n a c j ą

(rys. 137),



Rys. 137

Odchylenie (β) bieguna północnego igły na wschód od południka geograficznego nazywamy wschodniem i uważamy za dodatnie, odchylenie na zachód nazywamy zachodniem i uważamy za ujemne.

Inklinacje i deklinacje w różnych punktach ziemi mają różne wartości. (Patrz dalej tabliczka). W Europie środkowej wynosi inklinacja średnio $\alpha = 60^\circ$, a deklinacja średnio $\beta = 8^\circ$.

Linję łączącą punkty na ziemi o jednakowej i n k l i n a c j i n a z y w a m y i s o k l i n ą .

Linję łączącą punkty na ziemi o jednokowej d e k l i n a c j i n a z y w a m y i s o g o n ą .

Natężenie pola ziemskiego określamy albo w wartości całkowitej w kierunku, jaki wskazuje oś magnesu swobodnie zawieszzonego (H_z), lub też składową poziomą (H_h).

W Europie środkowej wynosi *ś r e d n i o*

$$\underline{H_z = 0^{\circ}4 \text{ gaussów,}}$$

$$\underline{H_h = 0^{\circ}2 \text{ gaussów.}}$$

Z rys.136 widać, że

$$H_h = H_z \cdot \cos \alpha \dots\dots\dots (95)$$

W Europie środkowej jest *ś r e d n i o* $\alpha = 60^{\circ}$, zatem $\cos \alpha = 0^{\circ}5$. Także natężenie pola ziemskiego ma w różnych miejscach różne wartości. Linję łączącą punkty na ziemi o jednakowych wartościach składowych poziomych natężenia (H_h) nazywamy *i s o d y n a m ą*.

Zarówno natężenie ziemskie H_z jak i inklinacja i deklinacja, ulegają zmianom w czasie. Zatem dane liczbowo jak i mapki ilustrujące przebieg isoklin, isogon i isodynam podawane są z datami odnośnych pomiarów.

Następujące zestawienie, pochodzące z roku 1901 orientuje o wartościach inklinacji (α), deklinacji (β), i wielkości składowej poziomej „ H_h ” różnych miejscowości na kuli ziemskiej 1).

Miejscowość	Deklinacja	Inklinacja	H_h
Pawłowsk	+ 0°40'	70°36'	0°166
Kopenhaga	-10°10'	68°38'	0°175
Potsdam	- 9°54'	66°24'	0°189
Irkuck	+ 2°1'	70°16'	0°201
Greenwich	-16°28'	67°7'	0°185
Praga	- 9°4'	63°	0°2
Monachjum	-10°25'	63°17'	0°206

1) Według Graetz „Elektrizität u. Magnetismus” IV.tom, str.1069. (w roku 1920).

Miejscowość	Deklinacja	Inklinacja	H_h
Odessa	- 4°27'	62°18'	0·219
Pola	- 9°23'	60°15'	0·222
Bukareszt	- 4°13'	58°46'	0·233
Torento	- 5°30'	74°32'	0·167
Warszawa	- 4°58'	66°09'	0·190
Nizza	-11°56'	60°10'	0·224
Tyflis	+ 2°19'	55°54'	0·256
Lizbona	-17°16'	27°53'	0·235
Tokio	- 4°37'	49°03'	0·299
Hongkong	+ 0°17'	31°23'	0°368
Honolulu	+ 9°17'	40°15'	0°293
Bombay	+ 0°23'	21°26'	0·374
Manila	+ 0°52'	16°14'	0·381
Batawia	+ 1°6'	-30°7'	0·368
Rio de Jan.	- 8°3'	-13°30'	0°250
Melbourne	-8°26'	-67°24'	0·233

Magnetyczny biegun p ó ł n o c n y wypada mniejwięcej koło wyspy Tasmanji pod 73°39' szerokości geograficznej i 146°15' długości na wschód od Greenwich.

Magnetyczny biegun p o ł u d n i o w y leży na półwyspie Boothia Felix, pod 70°30' szerokości geograficznej i 97°15' długości na zachód od Greenwich.

W miejscowościach tych jest $H = 0$, bo H_z ma kierunek pionowy.

Pomiary natężenia pola ziemskiego można uskutecznić najprościej metodą wachnięć. (Patrz dalej „Pomiary magnetyczne”).

Inklinacje i deklinacje mierzy się najprościej z pomocą długiej igły magnetycznej odpowiednio zawieszanej.

3. Zmiany ziemskiego pola magnetycznego.

Pomiary natężenia ziemskiego H_z (i H) oraz inklinacji (δ) i deklinacji (β), wykazują w różnych czasach wartości różne.

Także położenie biegunów magnetycznych nie jest stałe, lecz ulega z czasem przemieszczeniu

Rozróżniamy zmiany wiekowe, perjodyczne i przypadkowe. Zmiany wiekowe ujawniają się w zmianach α , β i H w czasie długich okresów (kilkaset lat).

Co do zmian powtarzających się rozróżniamy:

- a) Zmiany perjodyczne d z i e n n e. Krzywa na rys. 138 ilustruje przebieg zmian H , α i β w ciągu 24 godzin.



Rys. 138.

Maximum osiągają H , α i β tuż po południu.

- b) Zmiany perjodyczne zależne od pór roku.

Także pory roku wpływają na zmiany H , α i β . W lecie zmiany te są wybitniejsze niż w zimie.

- c) Pewne zmiany perjodyczne zależą od ruchów księżyca, oraz powstają w związku z systemem planetarnym.

Wreszcie, wpływ na H_z , α i β mają zaburzenia magnetyczne w obrębie ziemi (burze magnetyczne). Wyrażają się one w nagłych **z a k ł ó c e = n i a c h** stanów magnetycznych. (Zmiany przypadkowe).

4. Wyzyskanie działań magnetycznych ziemskich.

Najpierwszą i najwialniejszą korzyścią, osiągniętą dzięki magnetyzmowi ziemskiemu był k o m p a s służyący do oznaczania stron świata. Używamy go i dziś jeszcze w udoskonalonej formie.

W elektrotechnice wyzyskujemy działania pola magnetycznego ziemskiego przy pomiarach.

Na magnes o momencie „ m ”, długości „ l ”, ustawiony na ostrzu w ten sposób, że jego oś podłużna ma położenie poziome względem ziemi ¹⁾, a prostopadłe do kierunku składowej natężenia pola ziemskiego (H_h), wywiera pole działania dynamiczne, określone (dla składowych w płaszczyźnie poziomej) relacją

$$M_{\text{mech}} = m \text{ magnt} \cdot H_h \dots\dots\dots (96)$$

Przy ustawieniu podłużnej osi magnesu pod kątem α do linii sił pola ziemskiego (rys. 139) moment obrotu w płaszczyźnie poziomej wyraża się

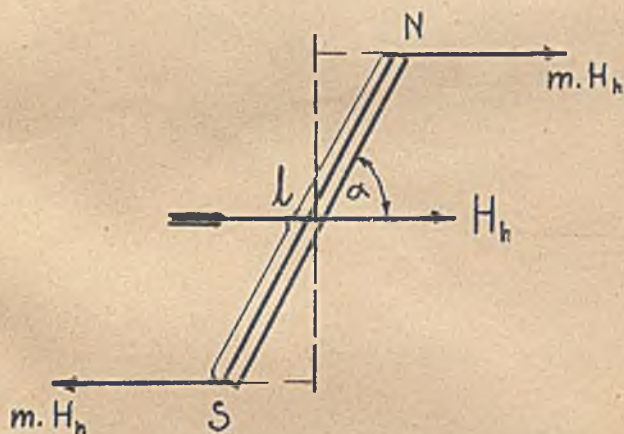
równaniem

$$M_{\text{mech}} = H_h \cdot m \cdot l \cdot \sin \alpha,$$

czyli

$$M_{\text{mech}} = H_h \cdot m \text{ magnt} \sin \alpha \dots\dots\dots (97)$$

Moment ten (M_{mech}) spowoduje obrót magnesu w położenie równoległe do kierunku składowej H_h , o ile nie działają na niego jakieś inne siły,



Rys. 139

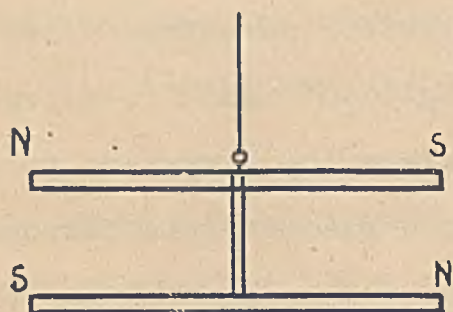
np. pole innego magnesu lub pole wytworzone prądem.

W ostatnich przypadkach oś magnesu przyjmie jakieś położenie równowagi, z którego można obliczyć moment skręcający, wywierany przez ów magnes lub prąd.

Wyzyskano to w całym szeregu pomiarów magnetycznych i elektromagnetycznych.

1) t. j. prostopadłe do kierunku działania siły ciężkości.

W przypadkach gdzie działanie pola ziemskiego jest niepożądane, chronimy się przed nim przy pomocy osłon magnetycznych pojedynczych lub wielokrotnych (Galwanometry opancerzone). Lub też zaopatrujemy przyrząd pomiarowy w parę astatyczną t.j. dwa jednakowe magnesy, umocowane równoległe jeden nad drugim i zwrócone przeciwnymi biegunami w jedną stronę. (Rys. 140). Igły astatyczne nie reagują na pole



Rys. 140

ziemskie, albowiem moment skrećenia, działający na jeden z magnesów, znosi moment przeciwnie skierowany, działający na drugi magnes.

IX. Pomiary magnetyczne.

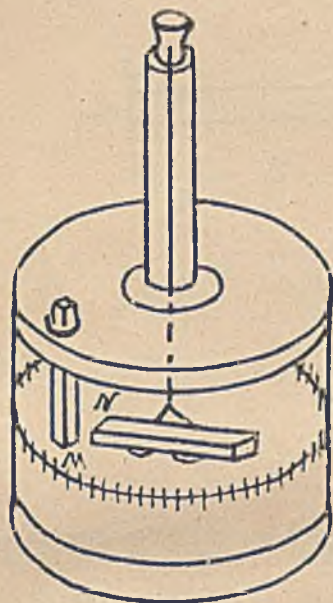
1. Waga Coulomba.

Do sprawdzenia swego wzoru

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

użył Coulomb przyrządu, przedstawionego na rys.141. Nazywamy go "waga Coulomba".

W widełkach (niemagnetycznych) zawieszonych na nitce srebrnej układa-



my (w położeniu poziomym) magnes, orjentując go tak, aby przy nieskręconej nitce oś jego padała w południk magnetyczny.

Następnie pionowo w odpowiednim otworze zawieszamy nieruchomo drugi magnes. Wielkość kąta odchylenia odczytujemy na skali, oznaczonej na osłonie szklanej przyrządu.

Rys.141.

Zwiększając początkową

odległość obu biegunów w stosunku 1, 2, 3 ... stwierdzamy (przy uwzględnieniu skręcenia nitki), że siła odpychania obu magnesów jest 1, 4, 9 ... razy mniejsza.

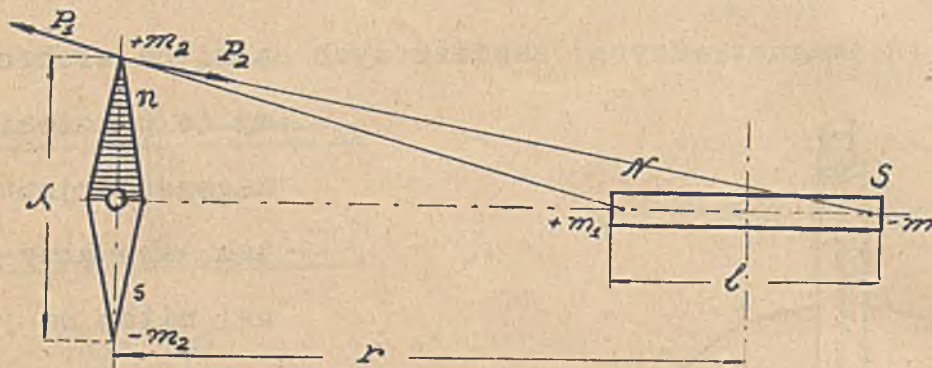
Pomiar wagą Coulomba nie jest dokładny i dziś ma tylko znaczenie historyczne i dydaktyczne.

Działanie dynamiczne skręcające nitkę, pochodzi bowiem w wadze Coulomba od czterech, a nie dwóch biegunów, pozatem zaś prawo Coulomba odnosi się do mas magnetycznych punktowych, w magnesach zaś masy magnetyczne są rozmieszczone przestrzennie.

2. Pomiar masy magnetycznej (m) i momentu magnetycznego (M).

a) Przy pomocy magnetometru.

Magnes, którego masę (m_1) mamy wyznaczyć, umieszczamy w oddaleniu „ r ” od igły magnetycznej (m_2) leżącej w południku magnetycznym, w sposób przedstawiony na rys.142. (o s i o w o).



Rys.142.

Oznacza $+m_1$ i $-m_1$ masy magnetyczne magnesu mierzonego, l jego długość w cm, a $+m_2$ i $-m_2$ masy magnetyczne igły, l jej długość, to w myśl prawa Coulomba

$$P_1 = \frac{m_1 m_2}{N n^2} = \frac{m_1 m_2}{(r - \frac{l}{2})^2 + (\frac{l}{2})^2}$$

określa siłę, z jaką odpychają się bieguny $+m_1$ i $+m_2$ oddalone od siebie o Nn , przy założeniu, że masy m_1 i m_2 są skoncentrowane punktowo na końcach magnesu, względnie igły.¹⁾

Analogicznie

$$P_2 = \frac{m_1 m_2}{S n^2} = \frac{m_1 m_2}{(r + \frac{l}{2})^2 + (\frac{l}{2})^2}$$

określa siłę, z jaką przyciągają się bieguny S i n, oddalone od siebie o Sn .

1) Pomiar uskuteczniamy w powietrzu (więc $\mu = 1$).

Zakładając, że r w porównaniu z l jest bardzo duże, a λ bardzo małe, można przyjąć, iż P_1 i P_2 są prostopadłe do osi igły. W przypadku takim różnica $P_1 - P_2$ przedstawia siłę, działającą na biegun n .

Jednakże

$$P_1 - P_2 = m_1 m_2 \left\{ \frac{1}{\left(r - \frac{l}{2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2} - \frac{1}{\left(r + \frac{l}{2}\right)^2 + \left(\frac{\lambda}{2}\right)^2} \right\}$$

Opuszczając wyraz $\left(\frac{\lambda}{2}\right)^2$ jako bardzo mały, i uwzględniając, że

$$\left(r - \frac{l}{2}\right)^{-2} = r^{-2} - \frac{(-2)}{1} r^{-3} \left(\frac{l}{2}\right) + \frac{(-2)(-3)}{1.2} r^{-4} \left(\frac{l}{2}\right)^2 - \frac{(-2)(-3)(-4)}{1.2.3} r^{-5} \left(\frac{l}{2}\right)^3 + \dots$$

$$\left(r + \frac{l}{2}\right)^{-2} = r^{-2} + \frac{(-2)}{1} r^{-3} \left(\frac{l}{2}\right) + \frac{(-2)(-3)}{1.2} r^{-4} \left(\frac{l}{2}\right)^2 + \frac{(-2)(-3)(-4)}{1.2.3} r^{-5} \left(\frac{l}{2}\right)^3 + \dots$$

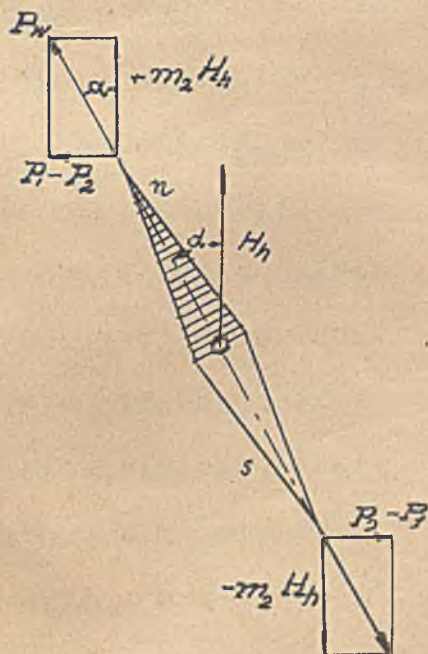
możemy napisać

$$P_1 - P_2 \approx m_1 m_2 \left\{ \frac{4\left(\frac{l}{2}\right)}{r^3} + \frac{8\left(\frac{l}{2}\right)^3}{r^5} \dots \dots \dots \right\},$$

lub poprzestając na pierwszym wyrazie

$$P_1 - P_2 \approx m_1 m_2 \frac{2l}{r^3} \dots \dots \dots (98)$$

Taka sama siła działać będzie na biegun s , w kierunku przeciwnym,



dając parę sił, pod działaniem której igła wychyli się o kąt α w ten sposób, że wypadkowa (P_w) z $P_1 - P_2$ i $+m_2 H_h$ (działanie magnetyzmu ziemskiego) oraz $P_2 - P_1$ i $-m_2 H_h$ padnie w oś igły (rys.143.). H_h oznacza tu składową poziomą magnetyzmu ziemskiego (patrz „Magnetyzm ziemski“)

Rys.143.

W przypadku takiej równowagi

jest $m_1 m_2 \frac{2l}{r^3} \approx m_2 H_h \cdot \text{tg } \alpha$, skąd

$$m_1 \approx \frac{1}{2l} r^3 \cdot H_h \cdot \text{tg } \alpha$$

Przyjmując, że masy $+m_1$ i $-m_1$ są skoncentrowane na końcach magnesu, oddalonych o l i oznaczając ogólnie masę mierzona przez „ m ”, a moment mierzony przez „ M ”, możemy położyć (w przybliżeniu)

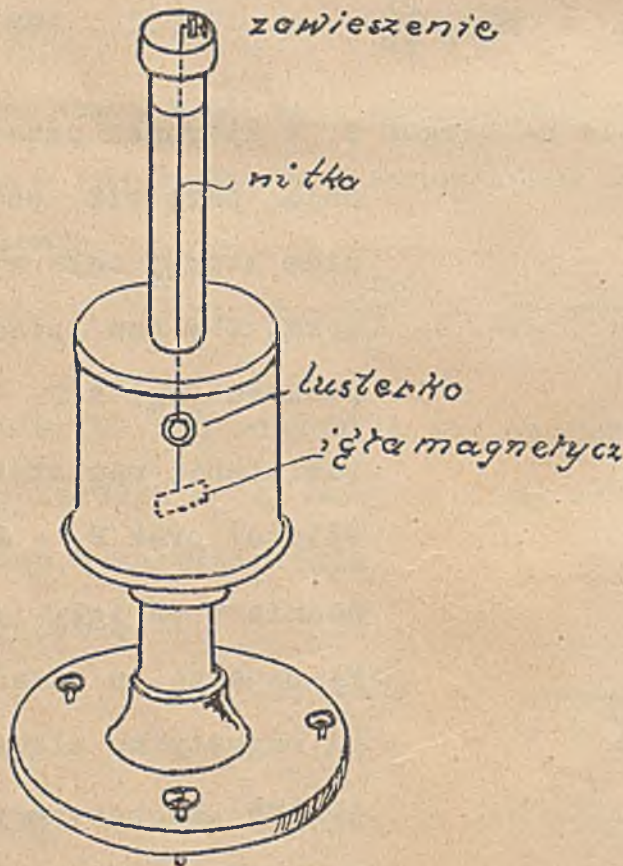
$$m \approx \frac{1}{2l} r^3 \cdot H_h \cdot \text{tg} \alpha \dots \dots \dots (99)$$

$$M \approx \frac{1}{2} r^3 \cdot H_h \cdot \text{tg} \alpha \dots \dots \dots (100)$$

Oba wzory dają z dostateczną ¹⁾ dokładnością, wartość masy magnetycznej m , względnie momentu magn. M i znajdują, zastosowanie głównie w pomiarach fizykalnych.

Wartość H_h w danem miejscu pomiaru bierzemy z tablic (np. dla Lwowa pozioma składowa $H_h = 0^{\circ}2$. gaussa), względnie przy dokładniejszych pomiarach znajdujemy doświadczalnie w sposób podany dalej (patrz „Pomiar indukcji magnetycznej”).

Igiełkę magnetyczną, zwykle krótką i dość silną (duże m_2), zawieszają



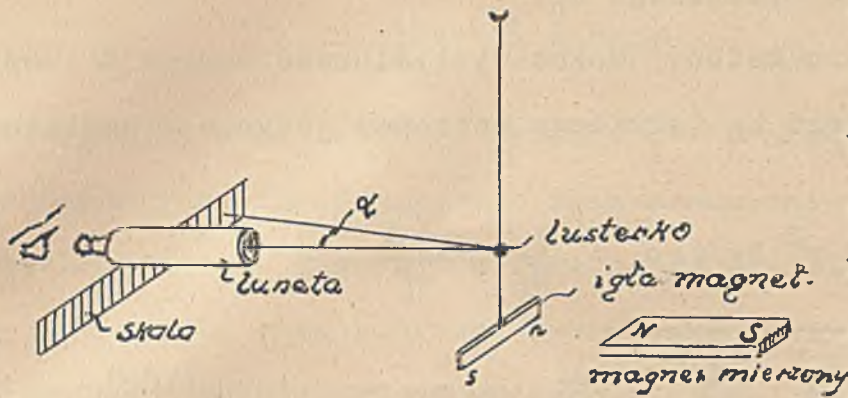
Rys. 144

się na nitce kokonowej możliwie mało sprężystej na skręcenie i zaopatruje w lusterko, odbijające podziałkę skali, na której odczytuje się wychylenie α . W ten sposób zbudowane przyrządy, w których siłą kierującą jest pole ziemskie, nazywają się **m a g n e t o m e t r a m i** (rys. 144). Celem pomiaru, ustawia się magnetometr tak, aby jego igła (magnes) leżała

1) Gdy $r \approx 6l$ błąd nie przekracza 1 %.

$$M = \frac{1}{2} r^2 H \gamma$$

w południku magnetycznym. Magnes, którego moment M względnie masę m mamy



zmierzyć, ustawia się osiowo (jak na rys.145) w odpowiedniej odległości od magnetometru.

Wychylenie igły (α) odczytuje się przez lunetę na skali umieszczonej obok magnetometru (rys. 145). Nie możemy tu wchodzić w opisywanie wielu

Rys.145.

różnych odmian magnetometru, oraz jego urządzeń pomocniczych, służących do eliminowania ubocznych wpływów, przynależą to bowiem do miernictwa elektrotechnicznego.

b) Metodą wahnięć.

Skoro magnes, zawieszony na cienkiej nici lub podparty na ostrzu, wyprowadzimy z położenia równowagi utrzymywanego przez magnetyzm ziemski, wówczas będzie on wahał w jedną i drugą stronę około tego położenia. Amplitudy wahnięć zmniejszają się stopniowo, aż wreszcie dojdą do zera, czasy trwania poszczególnych wahnięć pozostają jednak praktycznie jednakowe (analogicznie jak przy wahadle fizykalnym, wahającym pod działaniem siły ciężkości).

Oznacza T czas trwania jednego pełnego wahnięcia (w sekundach) ¹⁾, Θ moment bezwładności magnesu odniesiony do osi obrotu (w cgs) ²⁾, to moment magnesu M (w cgs układu MS) określa związek

$$M = \frac{1}{H_h} \cdot \frac{\pi^2 \cdot \Theta}{T^2} \dots \dots \dots (101)$$

przy założeniu, że sprężystość nitki na skręcenie można pominąć.

1) Czas wahnienia T wyznacza się, licząc ilość pełnych wahnięć w pewnym okresie czasu. Gdy np. w ciągu 60 sekund magnes wykonał 180 pełnych wahnięć, jest $T = \frac{60}{180} = 3$ sek.

2) $\Theta = \int r^2 \cdot dm$; „ r ” oznacza odległość względem osi obrotu.

Gdy znany jest moment magnesu M , można z pomocą wzoru (101) obliczyć składową poziomą magnetyzmu ziemskiego H_h .

Łącząc obydwie poprzednia metody, można wyeliminować moment M i ustalić natężenie pola ziemskiego H_h (składowa pozioma) jedynie z pomiaru α i T

$$M = \frac{1}{2} r^3 \cdot H_h \cdot \text{tg} \alpha = \frac{1}{H_h} \cdot \frac{\pi^2 \cdot \Theta}{T^2}$$

$$H_h = \sqrt{\frac{2}{r^3} \cdot \frac{\pi^2 \Theta}{T^2} \cdot \frac{1}{\text{tg} \alpha}} \dots\dots\dots (102)$$

α oznacza tu kąt wychylenia igły magnetometru pod działaniem magnesu o nieznanym momencie M , gdy magnes ten ustawiony w odległości r w położeniu wskazanem na rys.145.

Θ oznacza moment bezwładności owego magnesu, odniesiony do osi obrotu, T czas wahnienia przy zawieszeniu niesprężystem.

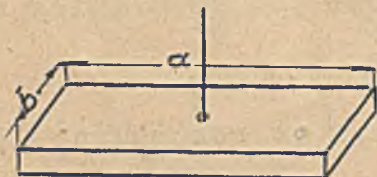
Po obliczeniu składowej poziomej H_h w ten sposób, znajdziemy zaraz także moment magnetyczny ze wzoru

$$M = \frac{1}{2} r^3 \cdot H_h \cdot \text{tg} \alpha$$

zaś przy założeniu, że masa magnesu jest skoncentrowana na czołowych ścianach biegunów, obliczymy masę z wzoru

$$m = \frac{M}{l}$$

Uwaga: Moment bezwładności Θ odniesiony do osi obrotu obliczymy z wzorów:



Rys.146.

a) Sztabka (rys.146)

$$\Theta = G \frac{a^2 + b^2}{12}$$



Rys.147

b) Pręt (rys.147)

$$\Theta = G \left(\frac{l^2}{12} + \frac{r^2}{4} \right)$$

G oznacza ciężar sztabki względnie pręcika w gr., l , a , b należy wstawić w cm.

3. Pomiar natężenia pola magnetycznego H w powietrzu.

a) Metodą wahni.

Korzystając z poprzedniej relacji (101) możemy obliczyć H, wstawiając w pole magnetyczne mały magnes o znanym momencie magn. M i znanym momencie bezwładności Θ . Magnes ten zawieszony na nitce niesprężystej lub podparty, ustawi się osią podłużną w kierunku linii sił. Wychylając go z tego położenia, spowodujemy wahania i ustalamy czas jednego wahanca T.

Zgodnie z (101) jest

$$H = \frac{1}{M} \cdot \frac{\pi^2 \cdot \Theta}{T^2} \dots\dots\dots (103)$$

W ten sposób możemy mierzyć także natężenie pola ziemskiego (składową poziomą H_h).

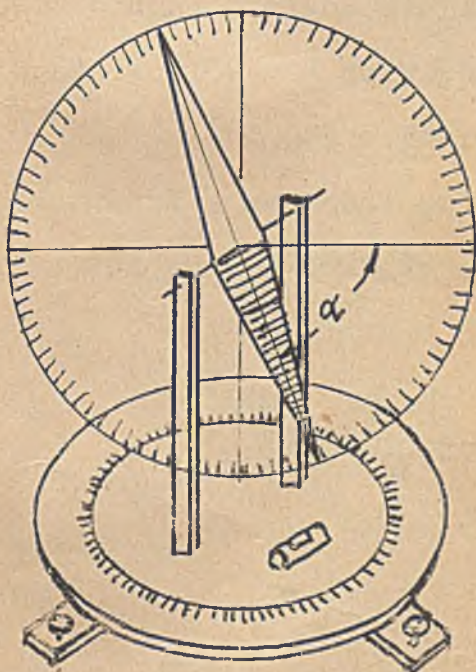
Całkowite natężenie H_z znajdziemy w takim wypadku, ustalając inklinację, t.j. kąt zawarty między kierunkiem H_z a poziomem.

Uskuteczniamy to z pomocą i n k l i n a t o r j u m , t.j. przyrządu składającego się z długiej igiełki, zawieszonej tak, że może się obracać

w płaszczyźnie pionowej, i z kołowej skali kątowej (rys.148), na której odczytujemy inklinację α . Mała libella służy do poziomego ustawienia przyrządu.

Tarcza pionowa musi być ustawiona w płaszczyźnie południka magnetycznego. Jest H_h znane, to

$$H_z = \frac{H_h}{\cos \alpha} \dots\dots\dots (104)$$



Rys 148

b) Galwanometrem balistycznym.

Na małej cewce nawiniętych jest „z” zwoji, skupionych w formie płaskiego pierścienia. Końce cewki połączone są z galwanometrem balistycznym.

Tak sporządzoną cewkę ustawia się zwojami prostopadle do torów linii sił i następnie szybko odwraca o 180° lub szybko usuwa po za obręb pola.

Ruch taki cewki spowoduje wychylenie galwanometru proporcjonalne do indukcji pola B , więc gdy chodzi o pole w powietrzu, proporcjonalne do natężenia pola ($H = B$).

Szczegółowiej możemy omówić ten nader ważny pomiar dopiero po przestudjowaniu indukcji elektromagnetycznej (Tom II.).

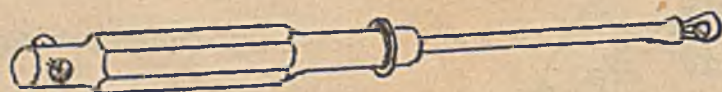
c) Z pomocą spirali bizmutowej.

Pole magnetyczne ma wpływ na opór bizmutu. Wyzyskano tę właściwość (Lenard i Howard) ¹⁾, do pomiarów natężenia pola H w ten sposób, że małą spiralą bizmutową o znanym oporze sonduje się pole, badając zmiany tego oporu z pomocą prądu stałego.

Metoda ta nadaje się tylko do pól o dużym natężeniu (kilka tysięcy cgs), bo opór bizmutu rośnie prostolinijnie dopiero od $H \cong 4000$ cgs w górę

Spirala bizmutowa o oporze $R = 10\Omega$ przy $H = 0$, powiększa go przy $H = 40\ 000$ cgs do wartości około 34Ω czyli o 240 % !

W spiralach dostarczanych przez firmę Hartman & Braun zmiana oporu na przyrost H o 1000 cgs wynosi średnio około 5 % (rys.149).



Rys.149.

1) ETZ 1888, Str.340.

4. Pomiar natężenia H w ośrodkach materjalnych.

Podane poprzednio metody nie nadają się zupełnie do pomiaru H w ośrodkach stałych (np. ciałach ferromagnetycznych). Natężenie H w takich ośrodkach (próbki o kształcie elipsoidu) można ustalić tylko pośrednio np. mierząc indukcję B i natężenie magnetyzacji J i posilkując się wzorem

$$H = B - 4\pi J$$

(pomiar B i J opisany jest w dalszym ciągu).

W technicznych pomiarach chodzi głównie o ustalenie wartości H w żelazie, i jego stopach i to w związku z wytwarzaniem pola magnetycznego z pomocą prądu (amperozwoji). Pomiar H sprowadza się w takich przypadkach do pomiaru natężenia prądu (J), o czym jeszcze w odpowiednim miejscu pomówimy (Patrz Tom II. „Elektromagnetyzm”).

5. Pomiar indukcji (B).

a) Metodą dynamiczną (Przyrząd Thomsona i Waga du Bois).

Siłę, z jaką magnes przyciąga zworę, określa wzór

$$F = \frac{B^2 \cdot S}{8\pi \cdot 981\,000} \text{ kg}$$

stąd

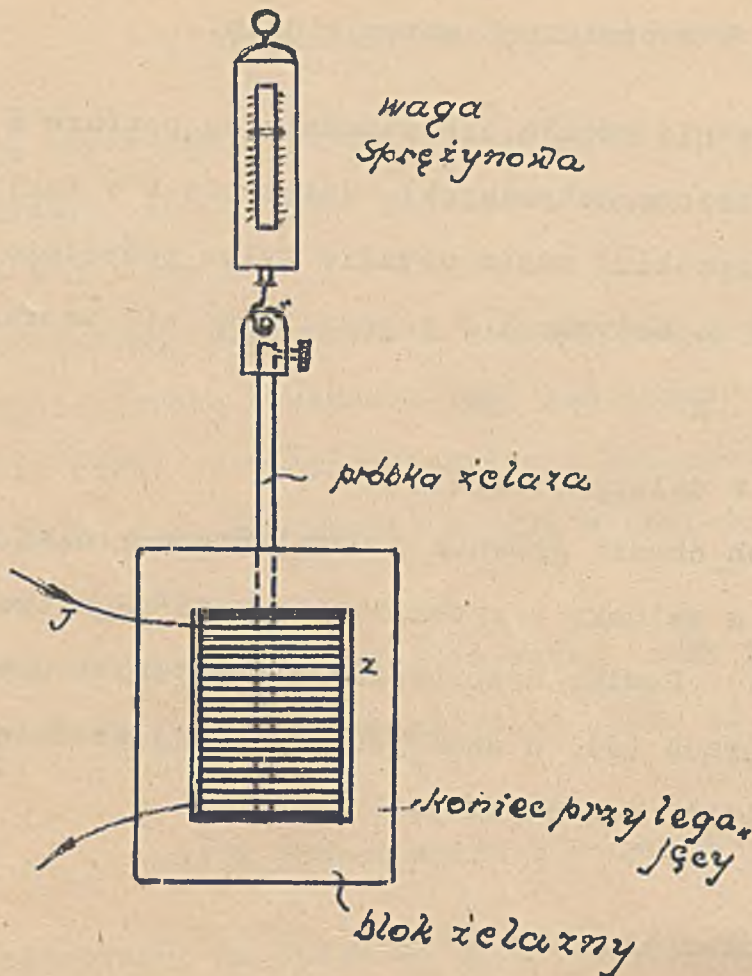
$$B = \sqrt{\frac{8\pi \cdot F}{S} \cdot 981\,000} = 4963 \sqrt{\frac{F}{S}}$$

F oznacza tu udźwig magnesu w kg,

S całkowitą powierzchnię styku w cm^2 ,

B określa indukcję w cgs układu MS.

Celem pomiaru indukcji B w próbce np. żelaza, wkładamy ją w otwór wywiercony w bloku żelaznym (rys. 150), w środku którego znajduje się cewka zasilana prądem stałym. Próbka musi dokładnie pasować do ścian bloku. Szczególnie dolny koniec musi dobrze przylegać. Z pomocą wagi sprężynowej ciągniemy próbkę tak silnie, aż oderwiemy siłą F jej dolny koniec od bloku



odczytując wartość F na wadze sprężynowej. Indukcję B w próbce określa wtedy w myśl powyższego wzór

$$B \approx 4963 \sqrt{\frac{F}{S}} \text{ gauss... (104)}$$

gdy F w kg , a S w cm^2 .

Natężenie pola H w próbce obliczamy, mierząc prąd płynący do cewki z wzoru

$$H \approx \frac{0.4\pi J z}{l} \text{ gaussów}$$

l oznacza długość cewki w cm , J natężenie prądu w amp , z ilość zwoji cewki. (Wywód tego wzoru podamy w „Elektromagnetyzmie” Tom II.).

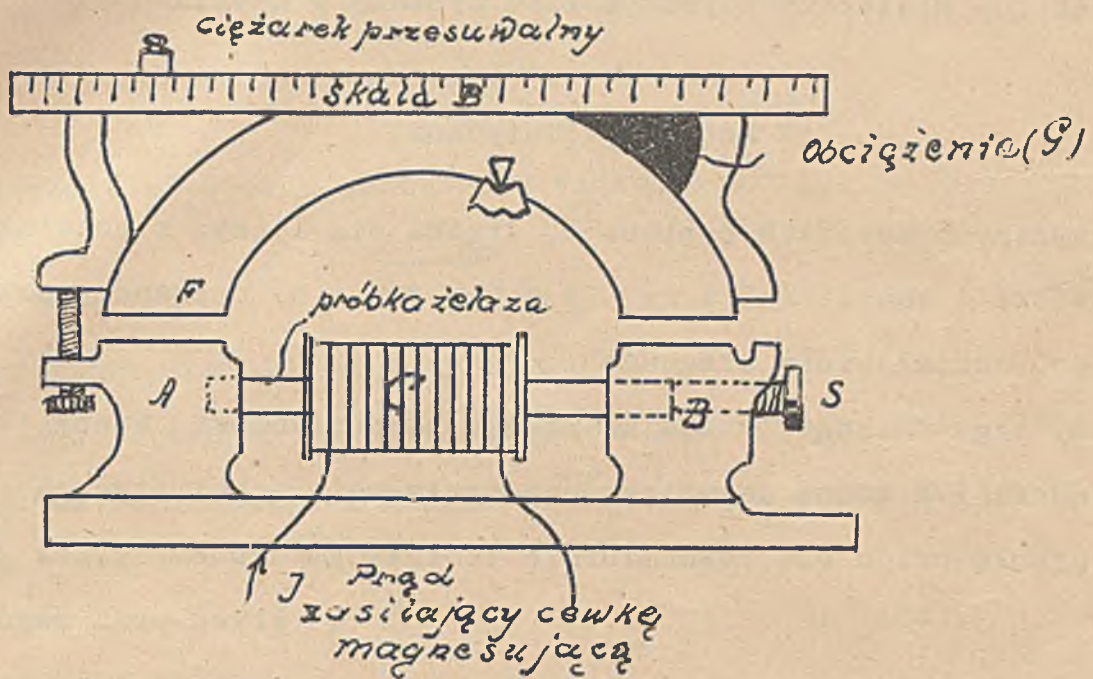
Rys. 150.

Powyższy pomiar jest tylko przybliżony i dziś nieużywany. Przyrząd Thomsona zastępuje dziś w a g a m a g n e t y c z n a du Bois, działająca na podobnej zasadzie.

Wagę du Bois ilustruje rys. 151. Składa się ona z jarzma podpartego excentrycznie, oraz z podstawy, w której zakłada się próbkę badanego żelaza, dokładnie dopasowaną w A i B i dociśniętą śrubą S . Próbka ta przechodzi przez środek cewki C zasilanej prądem stałym J .

Wytworzony działaniem prądu strumień magnetyczny Φ obiega całe koło magnetyczne (próbka, szczęki A i B oraz jarzmo), powodując przyciąganie jarzma ku podstawie. Momenty ciągnięcia po obu stronach są nierówne, z powodu excentrycznego zawieszenia jarzma. Wyrównuje je obciążenie G i ciężarki przesuwalne. Położenie ich pozwala odczytać B na odpowiedniej skali

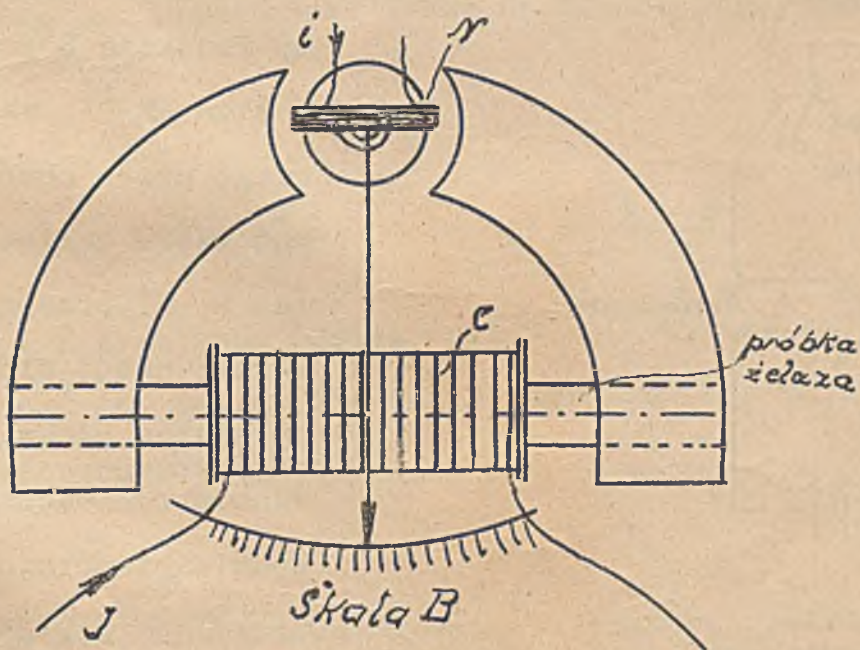
doświadczalnie wyznaczonej. Natężenie pola oblicza się z pomiaru prądu, zasilającego cewkę, analogicznie jak w przyrządzie Thomsona.



Rys. 151.

b) Przyrząd Köpsla.

Bardzo wygodny w użyciu jest przyrząd Köpsla (rys. 152), fabrykowany przez firmę Siemens - Halske w Berlinie. Działa on na zasadzie elektrodynamicznej w ten sposób,



Rys. 152.

że pod działaniem strumienia indukcji Φ wytworzonego cewką C przez którą płynie prąd J , i która mieści próbkę, zostaje odchylona cewka miernicza N, umieszczona w wydrążeniu jarzma i zasilana prądem pomocniczym „i”.

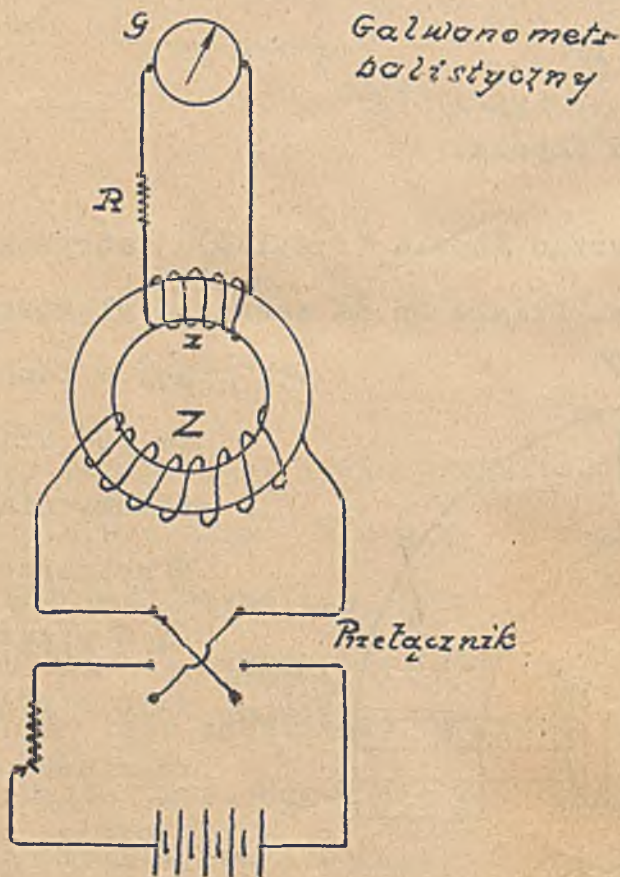
Wskazówka przymocowana do cewki mierniczej N okazuje na odpowiedniej skali wprost indukcję B. Przyrząd Köpsla nadaje się doskonale do wyznaczania pętlicy histerezy i jest bardzo wygodny w użyciu.

c) Metoda balistyczna.

W powyższych metodach pomiaru B, trzeba się liczyć z oddziaływaniem końców próbki i zastosować t.zw. ś c i n a n i e opisane poprzednio w ustępie „Oddziaływanie biegunów”.

Możemy tego uniknąć, stosując próbkę pierścieniową, wtedy jednakże pomiar indukcji B można uskutecznić jedynie metodą balistyczną w ten sposób, że próbkę owija się równomiernie izolowanym drutem, przez który prze-

plywa prąd magnesujący, a prócz tego zaopatruje się ją w drugie uzwojenie połączone z galwanometrem balistycznym. Komutując prąd J w cewce magnesującej Z (rys.153), zmieniaemy indukcję B z wartości $+B$ do $-B$ ¹⁾, wskutek czego przez obwód galwanometru balistycznego (z, R, G) przepędzony zostanie nabój elektr. Q, wywołując odchylenie galwanometru. Odchylenie to będzie proporcjonalne do podwójnej wartości B, czyli do $2B$.



Rys.153.

Metoda balistyczna ma nader ważne znaczenie naukowe, umożliwia bowiem ścisły pomiar indukcji B.

1) Patrz „Histereza magnetyczna”)

6. Pomiar natężenia magnetyzacji (J).

Można go uskutecznić tylko na drodze pośredniej np. obliczyć z pomiaru indukcji B i natężenia H dla pierścienia według wzoru

$$J = \frac{B - H}{4\pi},$$

dla próbki w kształcie elipsoidu obrotowego według wzoru

$$J = \frac{B - H\mu}{4\pi - k},$$

gdzie k jest współczynnikiem kształtu próbki.

W przypadku, gdy próbka ma kształt elipsoidu obrotowego, można użyć do pomiaru magnetometru, ustalając z jego pomocą moment magnetyczny (M) elipsoidu, poczem jest

$$J = \frac{M}{v} \dots\dots\dots (105)$$

a $v = \frac{4}{3}\pi \cdot a^2 \cdot b \dots\dots\dots (106)$

oznacza objętość elipsoidu o osiach 2a i 2b.

7. Pomiar współczynników materiałowych μ , κ .

Uskuteczniamy go technicznie także na drodze pośredniej, mierząc np. B i H, poczem

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

zaś $\kappa = \frac{J}{H}, \quad J = \frac{B - H}{4\pi}$

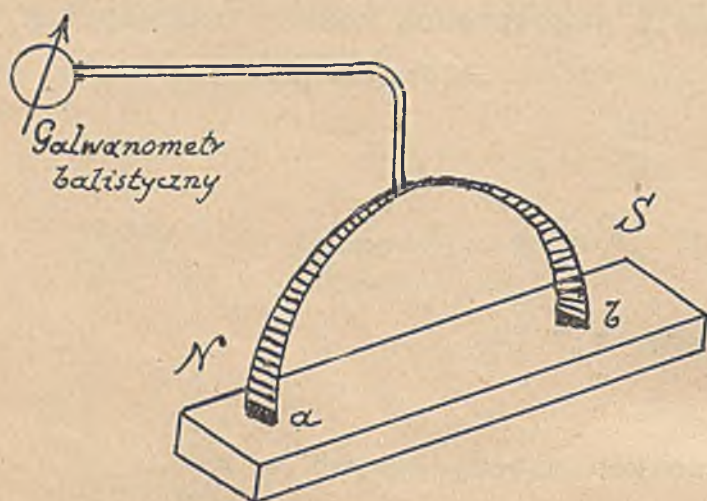
Do pomiarów fizykalnych współczynników μ i κ służy cały szereg metod, którymi tu jednak nie możemy się wcale zajmować, nie mają one bowiem żadnego znaczenia technicznego.¹⁾

1) Wyczerpujące wiadomości i zacytowaną literaturę przedmiotu znajdzie czytelnik w IV. tomie dzieła „Elektrizität u. Magnetismus” Graetz 1920.

8. Pomiar napięcia magnetycznego (U_m).

Aż do niedawna nie znano metody umożliwiającej pomiar napięcia magnetycznego. W przeciwieństwie też do Elektrostatyki, gdzie wielkość ta odgrywa nader ważną rolę, w Magnetostatyce prawie że nie miała nawet nazwy. Dopiero w ostatnich latach Rogowski i Steinhaus okazali,¹⁾ że napięcie magnetyczne (U_m) jest wielkością, którą nie tylko można zdefiniować i obliczyć lecz także zmierzyć.

Urządzenie potrzebne do takiego pomiaru jest nader proste, bo składa się z wąskiego paska kartonu, równomiernie uzwojonego cienkim drutem izo-



Rys.154.

lowanym i galwanometru balistycznego, przyłączonego do końcówek tego uzwojenia (rys.154.). Celem pomiaru napięcia magnetycznego U_{ab} między miejscami „a” i „b” układa się ów pasek uzwojony tak, aby jeden

jego koniec leżał w „a” a drugi w „b” (sam pasek może być przytem dowolnie wygięty). Komutując lub znosząc pole magnetyczne t.zn. zmieniając kierunek strumienia na diametralnie przeciwny (odwrócenie magnesu NS o 180° , usunięcie cewki lub zmiana kierunku prądu magnesującego, wytwarzającego pole), otrzymamy wychylenie w galwanometrze balistycznym, które jest proporcjonalne do napięcia magnetycznego U_{ab} ²⁾.

1) „Die Messung der magnetischen Spannung”, „Archiv für Elektrotechnik”, tom I., 1912, str.141 i 511.

2) Dokładny opis pomiaru podany będzie w T.II. „Elektromagnetyzm”.

Konieczność komutowania pola magnetycznego ogranicza zastosowanie opisanej metody głównie do pól magnetycznych, wytworzonych przez prądy, niemniej jednak przyrząd Rogowskiego i Steinhausa jest cennym nabytkiem w miernictwie elektromagnetycznym.

Warto wspomnieć, że z pomocą tego samego przyrządu można mierzyć także natężenie pola H. W tym celu należy go ustawić wzdłuż linii sił i komutować pole.

9. Inne pomiary magnetyczne.

Potencjału magnetycznego (V_m) nie można zmierzyć, można go tylko obliczyć.

Strumień magnetyczny (Φ) można zmierzyć przy pomocy którejkolwiek z metod służących do pomiaru indukcji B.

W dziele traktującym o prądach zmiennych poznamy jeszcze inny sposób mierzenia strumienia, a mianowicie woltomierzem. Zmiana strumienia ($d\Phi/dt$) indukuje w cewce o z zwojach SEM-czną o wielkości

$$E = z \frac{d\Phi}{dt} 10^{-8} \text{ woltów}$$

którą dla zmian sinusoidalnych można pomierzyć (w przybliżeniu), za pomocą woltomierza.

Pracę przemagnesowania ośrodków ferromagnetycznych mierzymy fizykalnie wyznaczając pętlicę histerezy (zwykle metodą balistyczną).

Techniczne pomiary tych strat z pomocą przyrządu Epsteina i innych metod poznamy w dziele traktującym o prądach zmiennych. Tu wystarczy tylko nadmienić, że straty te podaje się zwykle w dżaulach na sekundę, czyli watach przypadających na 1 kg żelaza (blach).

LITERATURA DO CZĘŚCI II. (MAGNETOSTATYKA).

- JOUBERT Zasady elektryczności (z 4-go wyd. francuskiego polskie tłumaczenie M. Grotowskiego) (1915)
- JAGER Theoretische Physik, tom III. Elektrizität und Magnetismus. Sammlung Göschen Nr. 78. (1920)
- FERRARIS Wissenschaftliche Grundlagen der Elektrotechnik (tłóm. z włoskiego) (1901)
- DU BOIS Magnetische Kreise (1894)
- SILBERSTEIN Zjawiska elektro-magnetyczne (1901)
- MULLER - POUILLETS, Lehrbuch der Physik (4-ty tom) Magnetismus und Elektrizität (1909)
- CHWOLSON Lehrbuch der Physik, tom IV. (1908)
- WITKOWSKI Zasady fizyki tom III. (1912)
- GAUSS Einführung in die Theorie des Magnetismus (1908)
- BENISCHKE Die wissenschaftlichen Grundlagen der Elektrotechnik (6-te wydanie 1922).
- GRAETZ Handbuch der Elektrizität und des Magnetismus (tom IV. 1920). W dziele tem podana jest wyczerpująco literatura przedmiotu).

