Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky

Josef A. Theurer

Studie o úvodu k nauce o elektřině a magnetismu. [II.]

Časopis pro pěstování mathematiky a fysiky, Vol. 26 (1897), No. 5, 281--299

Persistent URL: http://dml.cz/dmlcz/122640

Studie o úvodu k nauce o elektřině a magnetismu.

Napsal

Dr. Jos. A. Theurer,

docent při c. k. báňské akademii v Příbrami.

(Dokončení.)

10. *Bussola tangentová a sinusová.* Postavíme-li rovinu kruhové smyčky (jednoduché neb n-násobné) do roviny zemského poledníku magnetického, a propustíme-li jí proud o intensitě i (v amperech), superponují se ve středu závitů dvě pole magnetická k sobě kolmá: pole zemské, namířené od jihu k severu s intensitou h, pole proudové, namířené kolmo na rovinu závitů, tedy od východu k západu neb opačně, o intensitě H.

Pole výsledné má (jak jednoduchý výkres ukáže) směr, jenž s magnetickým meridianem svírá úhel φ určený rovnicí

$$tg\, \varphi = \frac{H}{h}$$

aneb dosadíme-li za H svrchu uvedenou hodnotu, a rozřešíme rovnici dle i,

$$i = \frac{5\, r\, h}{\pi\, n} \,.\, tg\, \varphi.$$

Jest tedy intensita proudu úměrna tangentě úhlu φ. Úhel ten určuje se pokusně malou magnetkou, ve středu závitů zavěšenou; ta staví se ve směr výsledného pole, takže se proudem z původní polohy vychýlí, čímž úhel φ jest stanoven. Přístroj zde popsaný, ze závitů a magnetky ve středu jejich se skládající, může tedy sloužiti ku měření intensity proudové, i slove ***bussola tangentová.***

Točíme-li rovinou závitů o svisnou osu v tomže smyslu, ve kterém nastala výchylka magnetky, roste sice výchylka tato, avšak pomaleji, než úhel, o který jsme rovinu závitů otočili. Konečně dohoní rovina závitů vychýlenou magnetku, takže tato leží v rovině závitů. Také v případě tomto superponuje se pole zemské (namířené od jihu k severu) s polem závitů, namířeným k rovině jejich kolmo; a ježto magnetka ukazuje směr pole výsledného, jest patrně

$$H = h \sin \varphi,$$

kdež φ značí úhel, o který jsme rovinu závitů otočili. Místo zákonu tangentového nastupuje tu zákon sinusový, takže jest

$$i = Const. \sin \varphi.$$

Bussola, zařízená tak, aby její rovina závitů byla otáčivá o svisnou osu, slove proto *bussolou sinusovou.*

11. *Intensita magnetického pole v různých prostředích.*

Až dosud předpokládali jsme mlčky, že poly na sebe působící uloženy jsou ve vzduchu. Naskytá se otázka: nezmění-li se síla, jimiž poly ty na sebe působí, nahradíme-li vzduch prostředím jiným? V té příčině konané pokusy s různými plyny i tekutinami nevedou k positivnímu výsledku, leč při magnetisacích velmi intensivních. Zajímavo bylo by zejmena poznati, jakou jest síla magnetická v železe — leč tu setkáváme se s obtíží, jak intensitu pole v železe měřiti, když přece nelze dovnitř železa pohyblivý pol umístiti. Abychom se přece orientovali o otázce té, učiňme v železe malou dutinu, a uveďme pohyblivý pol do ní. Tu seznáme, že síla na pol uvnitř železa působící značně se *zmenšila*, jakž se můžeme přesvědčiti pokusem, pozorujeme-li dobu kyvu magnetky zavěšené volně v magn. poli, a podruhé dobu kyvu téže magnetky v tomže poli, ale obklíčené silným kruhem z měkkého železa: kyvy jsou *značně* pomalejší, z čehož soudíme, že intensita pole uvnitř kruhu je značně menší než byla dříve.

Úkaz tento a jemu podobné označujeme někdy názvem „magnetického stínu“, užívajíce analogie s optikou. Praktické užití tohoto úkazu spočívá v tom, že můžeme chrániti citlivé magnety před vlivy okolních magnetů neb proudů tím, že je obalíme schránkou železnou, jako se děje při některých galvanometrech, aby se jich dalo užívati i v dílnách a pod.

Uvnitř jiných prostředí ukázala se podobná, ač značně menší změna síly magnetické. Abychom zákon Coulombův těmto faktům přizpůsobili, připojujeme jistou konstantu, píšíce

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

Konstanta μ, pro prostředí charakteristická, slove *magnetickou permeabilitou.* Ta jest pro různé hmoty různá, pro každou charakteristická. Pro vzduchoprázdný prostor jest (dle definice veličiny m) $\mu = 1$, rovněž (s velmi nepatrnou úchylkou) pro vzduch i většinu hmot. Hmoty, jejichž $\mu < 1$, slovou *diamagnetické* (na př. vismut), hmoty pak, jejichž $\mu > 1$ *paramagnetické* (na př. železo, nikl, kobalt). U železa, niklu a kobaltu má μ hodnoty velmi značné, u železa až 10000, u niklu až 400; zajímavo a důležito jest však, že μ není konstantou, jako na př. specifická hmota neb specif. odpor, nýbrž že se s rostoucí intensitou magn. pole mění (viz odst. 19.).

12. *O magnetické indukci.* Pomysleme si homogenní magnetické pole vzduchoprázdné, jehož intensita budiž H. Kdybychom pole to pojednou měli vyplněno železem, bude v něm intensita H_1 μ-kráte menší, tedy $H_1 = \frac{H}{\mu_1}$. Kdyby železo končilo na rozhraní AB ke směru silokřivek kolmém, a na tomže rozhraní počínalo prostředí jiné, na př. nikl, byla by zde intensita H_2, μ_2-kráte menší, t. j. $H_2 = \frac{H}{\mu_2}$, z čehož srovnáním plyne:

$$\mu_1 H_1 = \mu_2 H_2.$$

Z rovnice této vyplývá, že při přechodu z prostředí (1) do (2) nemůže zároveň platiti vztah $H_1 = H_2$ jako platil, dokud bylo prostředí jediné a rozhraní AB pouze myšlené. Za to však stálým zůstává v obou prostředích součin μH. Proto označujeme součin tento názvem zvláštním, nazývajíce jej *„indukcí“* a značíme jej písmenou B, takže jest $B = \mu H$.

Lze vysloviti větu: *probíhají-li silokřivky směrem k rozhraní dvou různých prostředí kolmým, zůstává v obou prostředích indukce stálou.*

Z věty této plyne vztah:

$$H_1 = \frac{\mu_2}{\mu_1} H_2,$$

takže jest $H_2 \lesseqgtr H_1$, je-li $\mu_2 \gtreqless \mu_1$. Vnikají-li na př. silokřivky ze vzduchu do železa, jest H_1 značně větší než H_2, kdežto vnikají-li ze vzduchu do vismutu, jest H_1 o něco menší než H_2.

Protože po obou stranách daného rozhraní jest H_1 od H_2 rozdílné, nastává případ, o němž jednáno bylo v odst. 8. Jest totiž možno, abstrahovati od různosti obou prostředí, za to však si *mysliti* na jejich rozhraní magnetismus plošně rozestřený. Tomuto myšlenému plošnému polu, jenž jest pouze fingován, říkáváme také pol *indukovaný*, i mluvíme o *magnetické indukci.*

Plošnou hustotu polu toho možno snadno stanoviti: neboť intensita pole změní se při přechodu z prvního do druhého rozhraní o

$$H_1 - H_2 = H_2 \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_1},$$

t. j. na cm^2 plochy hraničné končí $(H_1 - H_2)$ silokřivek. Je-li $\mu_2 > \mu_1$, jako na př. přecházejí-li silokřivky ze vzduchu do železa, jest $(H_1 - H_2) > 0$, t. j. silokřivky na rozhraní *končí*, objevuje se tam tedy fingovaný náboj záporný; procházejí-li dále železem a vystupují zase do vzduchu, jest pro druhé rozhraní $\mu_1 > \mu_2$, pročež $H_1 - H_2 < 0$, silokřivky tedy na rozhraní nejen nekončí, nýbrž nové tam vznikají, fingovaný pol je kladný.

Tak vykládáme známý zjev magnetické indukce v železe, uvedeném do magnetického pole. Kdybychom místo železa byli do magnetického pole uvedli vismut, bylo by vše naopak: ve vismutu jest $\mu_2 < \mu_1$, pročež k magnetu přiblížený konec jeví fingovaný náboj stejnojmenný, konec odvrácený pak náboj nestejnojmenný. Proto staví se též železo (a veškeré látky paramagnetické) ve vzduchu mezi poly silného magnetu transversálně (neboť magnet indukující se s polem indukovaným přitahují, jsouce nestejnojmenné), kdežto vismut (a veškeré látky diamagnetické) staví se ekvatoriálně, protože se magnet indukující s polem indukovaným odpuzují, jsouce stejnojmenné. Ovšem jest také patrno, že postavení nějaké hmoty směrem tím či oním nezávisí *jenom* na hmotě, nýbrž podstatně též na permeabilitě okolí, ježto o tom rozhoduje znaménko rozdílu $(\mu_2 - \mu_1)$. Proto na př. těleso slabě paramagnetické v prostředí silně paramagnetickém staví se ekvatoriálně: není tedy pouhé postavení hmoty v silném poli nikterak kriteriem o jeho para- neb diamagnetičnosti.

Poznámka. Při úvahách tohoto odstavce vzniká otázka, jsou-li indukované náboje vskutku jen fingované, a nikoli skutečné, jako byly indukované náboje elektrostatické. Podobná úvahä, jako v elektrostatice byla podána, poskytuje důkaz o tom. Do magnetického pole položme tyč z měkkého železa: silokřivky do ní jedním koncem vcházejí (induk. pol. záporný), druhým vycházejí (induk. pol. kladný). Dotkneme-li se tohoto polu rozsáhlou hmotou železnou, zmizí okamžitě kladný magnetismus indukovaný — objeví se však zase okamžitě, zrušíme-li dotek. Z toho na rozdíl od elektrostatiky plyne, že silokřivky na měkkém železe nekončí a na druhém konci nepočínají, nýbrž že železem skutečně probíhají — že tedy magnetismus měkkého železa jest jen zdánlivý, fingovaný.

13. *Tok indukce.* Dle původní definice silokřivek nekončí silokřivky nikde, krom skutečných polů: na rozhraní dvou prostředí jsou však poly pouze fingované, a přece tam silokřivky končí neb počínají, neboť jest $H_1 \gtrless H_2$.

Abychom se tomuto sporu vyhnuli, *pozměníme definici* toku silokřivek tak, že tokem silokřivek danou ploškou σ (ke směru pole kolmou) rozumíme na místě dřívějšího $H\sigma$ nyní součin $\mu H\sigma$; pak totiž zůstává tok silokřivek, či jak také říkáme na rozdíl od dřívějšího, *tok indukce* i na rozhraní dvou prostředí nezměněn. Samozřejmým jest význam pojmu „*indukční trubice*“. Zavedeme-li pojem toku indukce, nutno opustiti pojem fingovaných polů, neboť pak na rozhraní silokřivky ani nekončí ani nepočínají.

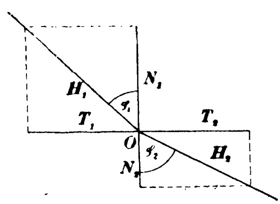
Přece však často vzdor tomu, že se přidržujeme pojmu řečeného, mluvíme o fingovaných polech z důvodů pohodlnosti a přehlednosti.

Tak na př. užíváme pojmu fingovaných nábojů, zabývajíce se otázkou, jaké úkazy nastávají na rozhraní dvou prostředí, je-li toto ke směru silokřivek *šikmé*.

Intensitu původního pole rozložíme si ve složky N a T (kolmo a rovnoběžně k rozhraní); pole fingovaným nábojem způsobené jest k ploše rozhraní kolmé, a proto má vliv pouze na složku N, nikoli však na T. Proto jest po obou stranách rozhraní

$$T_1 = T_2 \quad \text{a} \quad \mu_1 N_1 = \mu_2 N_2.$$

14. *O lomu silokřivek.* Z věty právě dovozené plyne důležitý důsledek pro *změnu směru* silokřivek na rozhraní dvou prostředí.



Obr. 1.

Budiž směr i intensita pole v prvém prostředí dána veličinou H_1 (obr. 1.), jejíž složka na rozhraní kolmá jest N_1, k rozhraní rovnoběžná T_1. Pro druhé prostředí jest pak dle předešlého odstavce

$$T_2 = T_1 \quad \text{a} \quad N_2 = \frac{\mu_1}{\mu_2} . N_1,$$

pročež pole výsledné má co do směru i velikosti intensitu H_2. Ze změny směru patrno, že *silokřivky na rozhraní dvou prostředí se lomí.*

Zákon lomu dovodíme, pozorujíce, že

$$\frac{T_1}{N_1} = tg\varphi_1, \qquad \frac{T_2}{N_2} = tg\varphi_2.$$

Dělíme-li rovnice tyto, obdržíme, majíce na zřeteli hořejší rovnici pro T:

$$N_2 : N_1 = tg\varphi_1 : tg\varphi_2$$

a odtud, dosadíce hodnotu pro N_2

$$\mu_1 : \mu_2 = tg\varphi_1 : tg\varphi_2.$$

Zákon tento, vyjadřující vztah mezi úhlem „dopadu“ a „lomu“, podobá se do jisté míry zákonu v optice platnému, jest ovšem tangentový, kdežto v optice jest zákon sinusový. Veličina $\frac{\mu_1}{\mu_2}$ jest pak obdobná relativnímu indexu lomu. Silokřivky lomí se při přechodu do hmoty silněji paramagnetické *od kolmice.* Protože pak μ pro železo jest tak značné vzhledem ke vzduchu, děje se lom o značný úhel, takže silokřivky při dopadech i poměrně málo šikmých probíhají v železe již téměř k povrchu rovnoběžně.

Experimentálně ukázati možno lom silokřivek, položíme-li poblíž magnetu tyčovitého desku niklového plechu a utvoříme obvyklým způsobem pilinový obrazec. Lom ze vzduchu do niklu (od kolmice) ukáže se velmi pěkně, postaví-li se zejména niklová deska do pole stranou, asymetricky.

15. *Úvaha o vnitřku magnetů.* Pokusně zjištěno jest, že vnitřní struktura magnetu je jiná než u železa nemagnetického. Z pokusů o lámání magnetu neb s rourou žel. pilinami naplněnou soudíme, že v železe magn. částice jsou srovnány ve směru od polu k polu (hypothesa Weberova); také při magnetu prstenovitém, vznikajícím stočíme-li magnetovanou strunu do kruhu, jeví se vnitřní struktura, ač působení na venek se nejeví: neboť prořízneme-li prsten (či jak nověji navrženo „*toroid*“) kdekoli, objeví se 2 protivné, stejně silné poly.

Až dosud měli jsme za to, že silokřivky z polů permanentních magnetů vycházejí. Pozorujeme-li však indukci v měkkém železe, shledáváme, že křivky indukční do měkkého železa vnikají a z něho zase vystupují: místo, kde vnikají, jeví se záporně, kde vystupují, kladně magnetickým. Vyjmeme-li železo opatrně z magn. pole, podrží často něco magnetismu — stalo se tedy trvalým magnetem, třebas velmi slabým a nestálým, s nímž lze nové pokusy konati, jako s oním trvalým magnetem, jenž indukci vzbudil.

Faktum toto vede k nové představě o magnetu trvalém Lze totiž míti za to, že silokřivky nepočínají na polu kladném a nekončí magnetickým polem, proběhnuvše na polu záporném, nýbrž že od tohoto *vnitřkem* magnetu postupují zase k polu kladnému, takže každá silokřivka či vlastně křivka indukční jest křivkou *uzavřenou*. Skládá se tedy pole každého trvalého magnetu ze dvou částí: z pole vnějšího a vnitřního, jimiž probíhá stejný počet indukčních křivek. Souborem křivek těch nahražujeme magnet úplně: na základě představy té klesá tedy i poslední stopa názoru o magnetických polech, množství magnetismu a pod.

16. *O magnetické práci v poli proudovém.* V odst. 9. uveden zákon Biot-Savartův o souvislosti intensity magnetického pole s intensitou proudu, probíhajícího kratinkou částicí proudovodu. Nyní chceme řešiti otázku, jak souvisí intensita pole magnetického s intensitou proudu probíhajícího *dlouhým, přímo napjatým* drátem. Veďme drát takový svisně širokou nádobou; nalijme do ní vody a položme na vodu lehounký dřevěný prsten tak, že objímá drát. Na prsten připevněme voskem magnetku tak, aby osa její směřovala k drátu. Pak nemůže se magnetka pohybovati leč zároveň s prstenem. Na oba její poly ($\pm m$) působí nestejné síly (pro nestejnou jich od proudovodu vzdálenost). Nazveme vzdálenosti od proudovodu r_1 a r_2, intensity pole proudového na místech, kde poly magnetky se nalézají, H_1 a H_2. Prochází-li proudovodem proud, nejeví prsten ani nejmenšího pohybu: z pokusu toho jest patrno, že jest

$$mH_1r_1 = mH_2r_2$$

aneb: intensity proudového pole přímočarého proudu na různých místech jsou nepřímo úměrny vzdálenostem míst těch od proudovodu.

Jest tedy

$$H = K\frac{i}{r},$$

kdež K značí konstantu, závislou pouze na volbě jedniček; pro elektromagnetickou soustavu jednotek jest

$$K = 2,$$

takže lze psáti

$$H = \frac{2i}{r}.$$

Pohybuje-li se jednotkový pol jednou kolem proudu přímočarého podél silokřivek jeho ve vzdálenosti r, jest práce při tom vykonaná

$$L = \frac{2i}{r} \cdot 2\pi r = 4\pi i,$$

t. j. práce ta jest na vzdálenosti r nezávislá. Z toho plyne též velmi snadnou úvahou (rozkladem ve složky), že oběhne-li jednotkový pol lineárný proud v *libovolné* uzavřené křivce jednou, jest práce při tom vykonaná $4\pi i$, při n-násobném oběhu tedy

$$L = 4\pi i n.$$

Stejnou práci vykoná jednotkový pol, opisuje-li uzavřenou dráhu kol proudu *kruhovitě* probíhajícího; probíhá-li pak proud n závity téhož proudovodu, vedle sebe položenými, čili *solenoidem,* vykoná jednotkový pol, opisuje-li dráhu uzavřenou, všemi závity procházející, a vně se vracející, magnetickou práci

$$M = 4\pi i n$$

aneb, měříme-li intensitu proudu v amperech:

$$M = 0{\cdot}4\pi i n.$$

Součiv in jest pro solenoid charakteristickým, a označuje se proto souborným názvem *„počet amperzávitů“*.

17. *O síle magnetomotorické a magnetickém odporu.*

Pozorujme v libovolném poli indukční trubici jednotkovou, uvnitř kteréž v celém jejím průběhu jest

$$B = \mu H = 1.$$

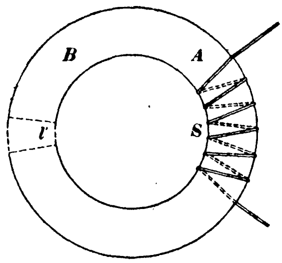
Intensita pole mění se ovšem s průřezem této trubice, nazveme-li pro jisté místo A průřez ten σ, jest

$$H = \frac{1}{\mu\sigma}.$$

Pozorujme pole, jež v okolí bodu A jest stejnorodé, takže od A do B možno H považovati za konstantu. Pohybuje-li se magnetický pol jednotkový podél silokřivek z A do B, vykoná tím práci

$$H \,.\, l = \frac{l}{\mu\sigma}.$$

Práce ta rovná se číselně rozdílu magnetických potenciálů v A a v B, o vzdálenost l od sebe vzdálených. Proto analogicky s elektrostatikou mohla by se práce ta označiti také názvem *„síla magnetomotorická“*.



Obr. 2.

Pomysleme si pro jednoduchost, že máme uzavřený prsten z měkkého železa (obr. 2.), v průřezu s na všech místech stejném. Na některém místě ovinut jest prsten solenoidem. Pak probíhají veškeré křivky indukční, jichž počet budiž N, železem, žádná nevystupuje do okolního vzduchu. Potom však mají veškeré jednotkové trubice průřez σ stejný, jest totiž patrně

$$\sigma = \frac{s}{N}.$$

Dosadíme-li hodnotu tuto do hořejšího vzorce, shledáváme, že práce vykonaná při pohybu jednotkového polu uvnitř železa z místa A na místo B podél silokřivek o délku l jest dána výrazem

$$N \,.\, \frac{l}{\mu s}.$$

Oběhne-li jednotkový pol jednou celým prstenem, takže se vrátí na místo, ze kterého vyšel, značí l celou délku pozorované indukční trubice. Pak jest při celém oběhu magnetomotorická síla

$$M = N.\frac{l}{\mu s}.$$

Výraz tento připomíná tvar *zákonu Ohmova*, kdež zastoupena jest síla elektromotorická magnetomotorickou, intensita proudu počtem magn. silokřivek v celém průřezu „magnetického vodiče" a μ (permeabilita) specifickou vodivost.

Proto označuje se též veličina

$$\frac{l}{\mu s} = R$$

názvem „magnetický odpor". Ten závisí tedy na rozměrech magn. vodiče, totiž prostoru, kterým silokřivky procházejí, a nepřímo na permeabilitě; magn. odpor sloupce vzduchového jest tudíž mnohokráte větší, než odpor stejného sloupce železného.

Kdyby prsten železný na některém místě byl přerušen, takže by silokřivky musely prostupovati vrstvou vzduchu tlouštky l' (při čemž myslíme si l' velmi malým, aby nebylo třeba bráti ohled na nehomogenitu pole ve vzduchu), sestával by magn. odpor ze dvou částí: z magn. odporu železa a z magnetického odporu vrstvy vzduchové, takže by byl dán výrazem

$$R = \frac{l}{\mu s} + \frac{l'}{\mu' s}.$$

Kdyby pak byl prsten na různých místech přerušen vrstvami z různých hmot, byl by podobně celkový odpor dán rovnicí

$$R = \Sigma\frac{l}{\mu s},$$

takže pro uzavřený magnetický kruh, kde rozloha silokřivek v jednotlivých jeho částech jest homogenní, možno psáti rovnici

$$M = N.\Sigma\frac{l}{\mu s} = NR.$$

Protože rovnice tato podává značnou analogii kruhu magnetického s proudem elektrickým, užívá se též v nauce o magnetismu názvosloví odvozeného od proudů: odtud názvy „tok“ silokřivek neb indukce, permeabilita atd., jež ovšem značí vesměs pouhou analogii, ježto rozloha silokřivek magnetických neobsahuje nijaké *translace*, jež s „proudem“ nezbytně souvisí.

18. *O elekromagnetech.* Magnetomotorickou silou rozuměli jsme v odst. předešlém práci, kterou pol jednotkový vykoná, pohybuje se magn. kruhem podél některé silokřivky o celý oběh. Práce ta však v případě, kde magn. kruh vzbuzen byl solenoidem, dána jest dle odst. 16. výrazem

$$M = 0{\cdot}4\pi in,$$

kdež intensitu proudu měříme na ampery.

Jest tudíž, jak z předešlého plyne:

$$0.4\pi in = NR,$$

z čehož možno počet silokřivek v kruhu takém probíhajících vypočítati:

$$N = \frac{0{\cdot}4\pi in}{R}.$$

Kdyby celý prsten byl vyplněn železem, bylo by

$$N = \frac{0{\cdot}4\pi in\,.\,\mu s}{l},$$

takže počet indukčních čar na 1 cm^2 by byl

$$B = \frac{N}{s} = \frac{0{\cdot}4\pi in\mu}{l}.$$

Kdyby byl prsten přerušen vrstvami i jiných hmot, bylo by N dáno rovnicí

$$N = \frac{0{\cdot}4\pi in}{\Sigma \dfrac{l}{\mu s}}.$$

Rovnice tato jest veledůležitou v elektrotechnice při předběžném vypočítávání elektromotorů a strojů dynamoelektrických; první dovodil ji Gisbert Kapp.

Z rovnice té jest patrno, že při daném počtu amperzávitů může počet silokřivek býti velmi různý dle toho, jakými prostředími silokřivky ty probíhají. Jest patrno, že čím více železa kruh magnetický obsahuje, tím více silokřivek daným počtem amperzávitů vzniká.

Protože vždy, při každém kruhu, probíhá něco silokřivek porůznu do vzduchu, nutno výraz z uvedeného výpočtu nalezený považovati za pouze přibližný a *korrigovati jej.*

Při *solenoidu rovném* skládá se magn. odpor rovněž ze dvou částí: z části vnitřní a vnější, takže jest:

$$N = \frac{0{\cdot}4\pi i n}{R_i + R_e}.$$

Je-li solenoid velmi dlouhý proti svému průřezu, jest vnitřní jeho odpor vzhledem ke vnějšímu velmi značný, neboť průřez vnějšího pole jest velmi značný vzhledem ku průřezu pole vnitřního. Kdybychom nehleděli k odporu vnějšímu, platila by rovnice

$$N = \frac{M}{R} = \frac{0{\cdot}4\pi i n \,.\, \mu s}{l},$$

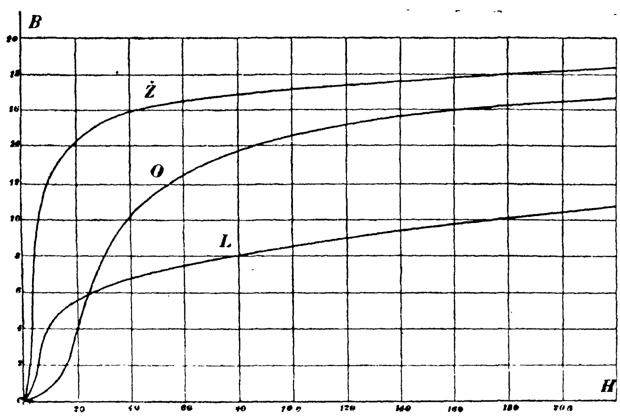
kdež značí N počet indukčních čar probíhajících vnitřkem solenoidu.

Je-li vnitřek solenoidu vyplněn železem, jehož permeabilita jest velmi značná, vzroste tím při daném počtu amperzávitů počet silokřivek velmi značně. Odtud vykládáme působivost *elektromagnetů.*

19. *O magnetické permeabilitě.* Magnetická permeabilita μ jest dle všeho, co dosud uvedeno, pro nauku o magnetismu velmi důležitou veličinou, a byla proto studována a určována různými způsoby a hojnými pozorovateli. Nelze stručně podati přehled různých těch method, namnoze dosti složitých; buďtež uvedeny jen hlavní výsledky.

Magn. permeabilita není ani pro týž druh materiálu veličinou stálou. V polích různé intensity mění se její hodnota. Vztah, jaký permeabilita má s intensitou pole, jest tak složitý, že se dosud nepodařilo, vyjádřiti jej jediným vzorcem. Vzorců jest navrženo několik, platnost jejich omezuje se však na jisté partie celého průběhu onoho vztahu.

Nejlépe orientujeme se o souvislosti té, volíme-li methodu grafickou a nanášíme intensity pole H jako úsečky, příslušné indukce (μH) jako pořadnice. Kdyby μ bylo stálou veličinou, byla by výsledkem grafického znázornění přímka skloněná pod úhlem φ, jehož $tg\varphi = \mu$. Z pokusů četně vykonaných ukázal se však průběh úplně jiným; graf. znázornění udá křivky, různící se dle povahy materialu atd.



Obr 3.

Průběh křivek (obr. 3.)*) znázorňujících souvislost indukce B s intensitou pole H jest sice pro různé, magnetisace schopné kovy kvantitativně různý, kvalitativně však se jeví shoda. Křivka zprvu rychle stoupá, po té probíhá jistý kus téměř přímočarně, načež stoupá stále volněji a volněji, takže konečně běží téměř vodorovně. Místo, kde počíná tato část vodorovná, odpovídá *magnetické nasycenosti* čili maximální magnetisaci, které je hmota schopna.

Ta jest největší u měkkého železa *(Ž)*, menší u oceli *(O)*,

---

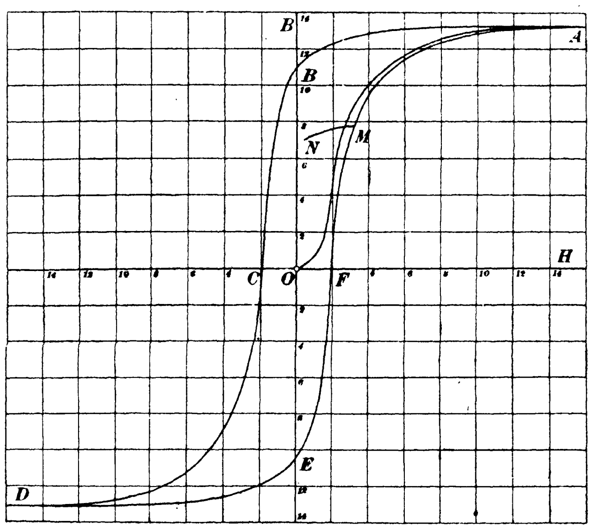
*) Na obr. 3. značí dílce na ose pořadnic intensitu pole v jednotkách soustavy cm-g-sec-ové. Dílce na ose úseček znásobeny tisícem značí indukci v těchže jednotkách.

Na obr. 4. jest označení obdobné s tou pouze změnou, že dílce na ose úseček dlužno si mysliti násobené 10ti. Oba výkresy založeny jsou na pozorovaních Ewing-ových.

ještě menší u šedé litiny (L). Ocel tedy nelze nikdy tak silně zmagnetisovati, jako měkké železo.

Co veličiny μ se týče, jest z průběhu křivky pro indukci patrno, že s rostoucím H z počátku μ roste; jakmile dosáhne křivka části přímočarně stoupající, zůstává μ patrně stálým — když pak stoupání křivky stává se nenáhle menším, *ubývá* veličiny μ: permeabilita s intensitou pole zprvu stoupá, dosahuje maxima a klesá potom asymptoticky k nulle.

20. *O magnetických cyklech.* Dejme tomu, že měkké železo uvnitř solenoidu magnetujeme, sesilujíce nenáhle proud. Indukce s rostoucím polem roste, až dosáhne stupně blízkého nasyce-



Obr. 4.

nosti. Počneme-li v okamžiku tom, kdy indukce dospěla bodu A (obr. 4.), proud seslabovati, jeví indukce průběh jiný, než byl ten, jímž bodu A dosáhla: křivka *nevrací se* po větvi AO, nýbrž po větvi jiné, jejíž pořadnice jsou vesměs *nad* pořadnicemi bodů větve oné. Zmenšujeme-li intensitu proudu (a tedy i magnetického pole v solenoidu) stále, až ku hodnotě 0, klesá větev křivky nenáhle až ku bodu B. Ač tedy leží železo v magnetickém poli 0, přece není v něm indukce $=$ 0. Železo *podrželo* něco magnetismu, i nazýváme indukci *OB remanencí.* Abychom tuto remanenci zrušili, nutno směr proudu obrátiti, a intensitu ponenáhlu zvětšovati: indukce ubývá, a při jisté velikosti intensity ($= OC$) klesne indukce na 0. Faktum toto ukazuje, že ku demagnetisaci potřebí jest jistého magnetického pole konečné intensity, opačného označení, že tedy indukcí zmagnetovaná hmota snaží se magnetismus podržeti; vlastnost ta označovala se ode dávna slovy „koërcitivní síla". *Ewing* udělil slovům těm přesnějšího významu, rozuměje koërcitivní silou intensitu pole OC potřebnou k demagnetisaci, ku zrušení remanence.

Stoupá-li intensita obráceného proudu dále, počne se hmota jeviti indukcí zmagnetovanou opačně proti stavu dřívějšímu; počneme-li, dosáhnuvše maxima magnetisace v bodě D, proud opět seslabovati, nevrací se opět křivka indukci znázorňující po větvi DC, nýbrž po větvi DE, jež stoupá značně mírněji, takže klesne-li intensita až na nullu, odpovídá tomu remanence DE; abychom ji zrušili, nutno proud obrátiti a intensitu zvětšovati až do hodnoty OF, jež zase představuje sílu koërcitivní. Stoupá-li intensita dále, dosáhneme konečně zase bodu A, od něhož jsme byli vyšli.

Hmota vykonala při tom *magnetický cyklus* přešedší ze stavu maximální magnetisace do stavu nemagnetického a dále až do stavu maximální magnetisace opačné, a zase zpět přes nullu do stavu max. magnetisace původní.

Pro různé hmoty magnetisace schopné jest tvar cyklu kvalitativně týž, kvantitativně však jeví se značné rozdíly. Kdežto pro měkké železo bod A leží (dle předešlého odstavce) značně výše, než pro ocel, a také maximum pro měkké železo jest značně dříve dosaženo, než pro ocel, jest remanence i koërcitivní síla obou velmi různa. Koërcitivní síla oceli jest značná proti železu — proto křivky znázorňující cyklus pro ocel jsou průběhu značně více skloněného; tvar dvojitého S, který křivky svírají, jeví se proto u železa měkkého strmým, ale úzkým, u oceli šikmým, širokým.

Ve příčině remanence nalezl *Ewing*, že nezáleží *jedině* na jakosti materialu, nýbrž také na *rozměrech.*

Pozoruje dráty z měkkého železa shotovené, shledal, že u drátů vzhledem ku průřezu krátkých, jest remanence téměř nullou; je-li však drát as 300kráte delší, než jeho průměr, jest remanence velmi značná. Ovšem jest koërcitivní síla nepatrná, takže stačí i slabý otřes, aby se železo demagnetovalo.

Kdybychom při magnetickém cyklu ustáli zvyšovati intensitu dosáhnuvše na př. bodu M, a počali povlovně intensitu snižovati, vracela by se křivka podél MN, nikoli podél MF, tedy nastalo by něco podobného, jako při A neb D. Kdežto při intensitě stoupající vzrůstá od M indukce velmi rychle, klesá při intensitě klesající velmi zvolna. Jeví se tu úkaz, jako by železo mělo snahu, setrvati ve stavu, do kterého bylo uvedeno: rostla-li indukce, vzpírá se jejímu klesání (jako při M neb A), klesala-li, vzpírá se jejímu vzrůstu (jako při D). Jest to jakési analogon *setrvačnosti*, a označujeme úkaz ten názvem *„hysteresis“*.

21. *Užití na elektrodynamiku.*

Pojmů a vztahů právě uvedených možno s největším prospěchem užíti v dalších partiích: v elektrodynamice a nauce o indukci; veškeré sem spadající úlohy lze totiž řešiti s jediného společného stanoviska snadno a rychle. Užití to nespadá však již v hranice tohoto článku, věnovaného *uvedení* do základních pojmů; budiž jen stručně alespoň k některým věcem poukázáno.

Dle zákonu Biot-Savartova působí elektrický proud i probíhající velmi krátkým přímým vodičem λ v bodě P, ležícím na kolmici uprostřed λ vztyčené ve vzdálenosti r, magnetické pole

$$H = \frac{i\lambda}{r^2}.$$

Leží-li v bodě P magn. pol m, působí naň síla m-kráte větší, hledící jím ve směru silokřivek proudu pohybovati. Protože však působení jest vzájemné, působí stejně veliká síla na proudovod λ, je-li tento pohyblivý, pol m však nehybný. Pak možno rovnici pro sílu psáti

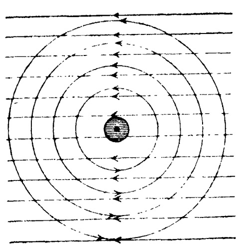
$$f = \frac{i\lambda \, . \, m}{r^2} = i\lambda H',$$

kdež H', jak patrno, značí intensitu pole magnetického, pocházícího od polu m, v místě, kde se nalézá λ. Sílu pro libovolný proudovod obdržíme, sečtouce výrazy podobné, pro krátké části proudovodu utvořené. Je-li pole stejnorodé a vodič přímočarý, jest patrně

$$f = H' \,.\, i \,.\, l.$$

Směr síly na proudovod v magnetickém poli působící určujeme *Flemingovým pravidlem levé ruky*:

Vypněme tři prsty levé ruky tak, aby ukazováček byl vztyčen, prst prostřední natažen ukazoval ve směr, kam obrácena jest dlaň, palec aby byl od ukazováčku v rovině dlaně vypjat pod úhlem 90^0. (Dle označení anal. geometrie představuje v I. oktantu prostorovém: prostřední prst osu X-ovou, palec osu Y-ovou, ukazováček osu Z-ovou). Položíme-li po té ruku tak, aby ukazováček udával směr silokřivek magnetického pole, prostřední prst směr proudu drátem procházejícího, udává palec směr síly, kterou vodič jest tažen, a kterým, je-li pohyblivý, se počne pohybovati.



Obr. 5.

Veškery úlohy jednající o pohybu proudů v magnetických polích, ať pochodí už od magnetů neb od proudů jiných, možno stanoviti dle pravidla:

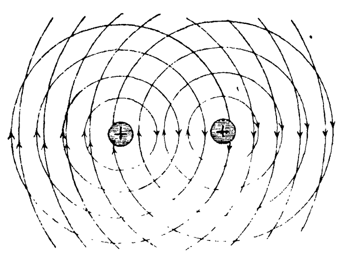
Proud snaží se v magnetickém poli postaviti tak, aby vlastní jeho silokřivky co možno nejvíce splynuly se silokřivkami pole magnetického.

Příklady:

1. *Linearný proud v homogenním poli.* (Obr. 5.) Proud

probíhej přímým drátem A (kresleným pouze v průřezu) kolmo k rovině nákresné směrem ke čtenáři*). Silokřivky pole směřujtež od pravé ruky k levé.

Z výkresu jest patrno, že ve svrchní části pole jsou silokřivky obou polí souhlasně namířeny, ve spodní části protivně. Proto počne se proudovod A pohybovati směrem *dolů*, jakž plyne též z pravidla Flemingova.



Obr. 6.

2. *2 rovnoběžné k sobě proudy, směry souhlasnými probíhající.* Buďtež proudy ty znázorněny na obr. 6. průřezy A a B a probíhejtež za rovinu nákresnou. Nakreslené silokřivky ukazují, že silokřivky uvnitř, mezi oběma vodiči jsou namířeny proti sobě, vně souhlasně. Snaha proudů jest pohybovati se tak, aby část pole souhlasná byla co největší, nesouhlasná co nejmenší, t. j. přitahují se, či vlastně jsou k sobě přistrkovány.

Také přechod k *indukci* jest na základě zákonu Biot-Savartova velmi snadný, leží však již mimo rámec těchto řádků.

Věstník literární.

Cours de Physique de l'École Polytechnique. Par *M. J. Jamin. Premier Supplément* par *M. Bouty*, Professeur à la Faculté des Sciences de Paris. *Chaleur. Acoustique. Optique.* Paris, Gauthier-Villars et Fils, imprimeurs-libraires du Bureau

*) Na obr. 5. znázorněn jest směr ten tečkou uvnitř průřezu drátu učiněnou, jež dle obvyklého v některých knihách označení představuje hrot šipky ke čtenáři letící; proud opačný znamená se křížkem (+) uvnitř průřezu drátu nakresleným.