

Augustin Dítl

Hysterese železa při vysoké frekvenci

Časopis pro pěstování matematiky a fysiky, Vol. 58 (1929), No. 3-4, 332--345

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/124014>

Terms of use:

© Union of Czech Mathematicians and Physicists, 1929

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.

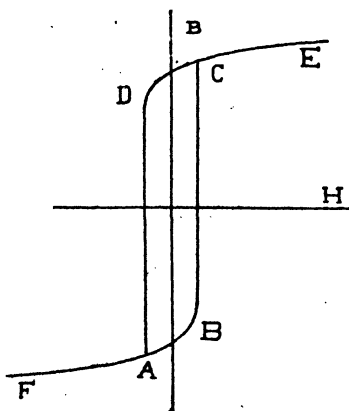


This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

Hysterese železa při vysoké frekvenci.

Dr. Augustin Dítl.

Průběh závislosti indukce na intenzitě magnetického pole u látek ferromagnetických je všeobecně velmi složitý a pro různé látky velmi různý, takže je velmi těžko udati vztah, který by všechny magnetizační pochody vyjadřoval. Podle dnešních názorů ferromagnetická látka obsahuje elementární magnety (magnetony) s konstantním magnetickým momentem. Na magnetony účinkuje



Obr. 1.

jednak vnější pole, které stáčí osy všech magnetonů do směru vnějšího pole, jednak termická agitace, která osy rozptyluje do všech směrů. Mimo to však magnetony vzájemně na sebe účinkují silami, které jsou úměrné intenzitě magnetizace v látce. Tyto síly se přičítají k intenzitě pole vnějšího jako pole molekulární. Z těchto úvah plyne závislost magnetické indukce B na vnějším poli H , jak ji ukazuje obr. 1. Při tom jsou pochody na částech DCE a BAF reversibilní, t. j. jestliže jsme postoupili z určité hodnoty pole a magnetické indukce změnou pole do bodu sousedního, můžeme

se navrátiti do bodu původního již pouhou zpětnou změnou pole, při čemž postupujeme přesně po téže křivce jako dříve. Části DA a BC jsou irreversibilní, t. j. jestliže jsme v bodě D nebo B provedli takovou změnu intenzity pole, že indukce přeskočila na hodnotu bodu A nebo C , nestačí k návratu pouhá změna intenzity pole, poněvadž indukce zpět z A do D nepřeskočí. K návratu do D nutno oběhnouti celou křivku $ABCD$. Při tom se však vykoná práce, která jest pro 1 cm^3 rovna

$$W = \frac{1}{4\pi} \int HdB \quad (1)$$

a která se mění v teplo. Integrál je zřejmě úměrný ploše $ABCD$. K poli vnějšímu a molekulárnímu přičítá se v krystalinických látkách ještě pole strukturní, které souvisí se stavbou krystalu a způsobuje, že magnetické vlastnosti krystalu jsou v různých směrech různé.

Magnetické vlastnosti při rychlých změnách.

Stáčení magnetonů nemůže se dít nekonečně rychle, musí existovati hranice frekvence, nad kterou ferromagnetická látka ztrácí vlastnosti ferromagnetické. To ostatně plyne také z toho, jak zjistili Hagen a Rubens podle reflektivní schopnosti, že pro frekvenci ultračerveného světla ($\lambda = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$) jest pro ferromagnetika permeabilita rovna jedné. Jako dříve lze i zde dělití pochody ve ferromagnetiku v podstatě na pochody reversibilní, a irreversibilní. Měření přístupnější jsou měření reversibilní a to z několika důvodů: Při pochodech reversibilních nevznikají ztráty a přílišné zahřátí; pochody reversibilní jsou přístupny počtu; pochody reversibilní charakterisuje jediná konstanta (reversibilní permeabilita). Starší měření neužívají stejných intenzit pole pro různé vlnové délky (Kartschagin, Ann. d. Phys. 67, 1922, 325), takže nerozlišují pochody reversibilní a irreversibilní. K měření reversibilní permeability užívá se v podstatě dvou metod: 1. Měření délky vlny a útlumu na ferromagnetických drátech Lecherových. 2. Měření změny samoindukce cívky při vsunutí ferromagnetického jádra.

První metody bylo užito Ganssem a Loyartem (Ann. d. Phys. 64, 209, 1921), Arkadiewem (Phys. ZS. 22, 511, 1921), Kartschaginem (l. c.), a Sokolowem (Ann. d. Phys. 83, 1136, 1927). Při svých měřeních užíval Arkadiew měkkého železa, stejně Kartschagin, Sokolow železa elektrolytického. Měření Kartschagina nemají valné ceny, poněvadž podle vlastního udání užíval maximálních intenzit až 40 gauss; avšak u měkkého železa sahá obor reversibilní nanejvýš k polím 1 gauss. Tím si lze také vysvětliti veliký rozdíl vzhledem k velmi pečlivým měřením Sokolowovým. Dosaď vadní výsledky pro délky vln od 1 cm do 15 m . můžeme shrnouti takto: Při postupu od delších vln ke kratším permeabilita zůstává

stálá a při délkách vln několika *cm* počne rychle klesati k jedné. Nepravidelnosti při tomto průběhu by vyžadovaly přesnějšího šetření.

Druhé metody užili Theodortschick a Wwedenský¹⁾ na ocelové a niklové dráty pro vlnové délky 54 *m* až 705 *m*. Nalezli, že permeabilita se podstatně málo mění, avšak při vlně asi 80 *m* vykazuje náhlý skok, který opětne a opětne měřili a znovu nacházeli. Tento zjev vyvolal řadu článků pojednávajících hlavně o molekulárních rezonátorech, kterými se měl vysvětliti (Loyarte, Mitiaev). Nejnověji však G. R. Wait²⁾ znovu provedl pokusy Wwedenského a Theodortschika a zmíněnou nepravidelnost vůbec nenalezl.

Irreversibilní pochody byly dosud studovány dvěma metodami: z Barkhausenova efektu a rychlosti ubývání magnetisace (Gildemeister, Ann. d. Phys. 23, 401, 1907; Madelung, Ann. d. Phys. 17, 861, 1905). Barkhausen (Zs. f. tech. Phys. 5, 518, 1924) navinul na železné jádro cívku připojenou na nízkofrekventní zesilovač. Když pak v jádře nastávají pomalé irreversible pochody (způsobené přibližováním magnetu), dává telefon zapojený k zesilovači praskavé zvuky svědčící o tom, že jednotlivé krystalky mění irreversible směr magnetisace. Dobu, po kterou se tato změna děje, odhadnul Barkhausen na značně méně než $\frac{1}{3000}$ *sec*. Gildemeister uspořádal měření takto: Cívka s dvojím vinutím a železným jádrem jest zapojena jedním vinutím přes reostat k akumulátoru a magnetuje železné jádro; druhé vinutí jest zapojeno na balistický galvanometr. S počátku jest první vinutí zapojeno přes jeden kontakt Helmholtzova kyvadla, druhé jest otevřeno. Helmholtzovo kyvadlo vypne kontakt prvního vinutí a za krátkou předem určenou dobu ($\frac{1}{1000}$ *sec*) se zapojí vinutí s balistickým galvanometrem. Tím způsobem zjistíme ubývání magnetisace po vypnutí magnetisačního proudu. Gildemeister zjistil, že doba, ve které magnetisace přejde z 99% do nové hodnoty je u drátu průměru 0.185 *mm* asi $\frac{1}{1000}$ *sec*, u drátu průměru 0.28 *mm* asi $\frac{1}{800}$ *sec*. Již z toho je patrné, že pomalý přechod je způsoben daleko více vřivými proudy než nějakou vlastností ferromagnetických látek (viskositou), která by pro různé poloměry alespoň zhruba musila být stejná. Mimo to Gildemeistrova měření vztahují se spíše na reversible pochody.

Naproti tomu měření Ewingova (v knize Magnetic Induction), která se vztahují na drát průměru 4.04 *mm* a při kterých doba, k ustálení magnetisace potřebná, obnáší několik vteřin, nelze vykládati vřivými proudy, proto nutno předpokládati, že pomalá změna jest způsobena vlastností ferromagnetika Ewingem nazvanou „viskositá“. Měření, ze kterých pro nedostatek údajů nelze rozhodovati pro vřivé proudy nebo viskositu, jsou na př. Klemenčičova, Marten-

¹⁾ Ann. d. Phys. 68, 463, 1922.

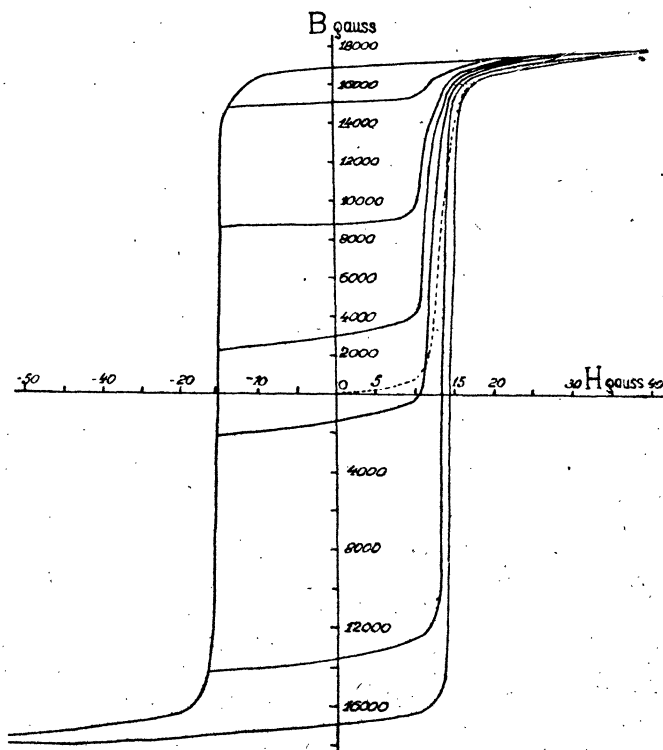
²⁾ G. R. Wait: Phys. Review 29, 566—578, 1927, Nr. 4.

sova. Velmi pěkně vliv vřivých proudů ukázal Madelung katodovým oscilografem.

Výsledek všech těchto měření jest asi tento: Viskosita pro některá železa (kalené železo) asi existuje, vyžadovala by však přesnějšího proměření. Pro ostatní železa můžeme říci, že přechod z určitého stavu magnetisace do jiného se děje nepoměrně rychleji než $\frac{1}{600000}$ sec, že tedy viskosita v obvyklém smyslu neexistuje.

Studium ireversibilních pochodů při vysokých frekvencích.

Jak jsem se již zmínil, jsou potíže při měření pochodů ireversibilních naproti pochodům reversibilním několikeré:



Obr. 2.

1. Při pochodech ireversibilních vzniká teplo, které může dosáhnouti tak velkých hodnot, že znemožňuje měření.

2. Pro nepravidelnost hysteresní křivky jsou pochody ireversibilní počtu přístupny jen přibližně.

3. Pochody ireversibilní nejsou charakterisovány jedinou konstantou, ale celou křivkou.

4. Při velmi rychlých změnách magnetisace vznikají vířivé proudy, které mohou výsledek značně zkreslit.

5. Není u každého železa dobře možno oddělit pochody reversibilní a irreversibilní.

K našemu měření bylo užito železného drátku obsahujícího asi 0.6% Mn. Jeho tloušťka obnáší 0.04 mm. Statické hysteresní křivky (obr. 2) ukazují, že pochody irreversibilní u tohoto železa jsou skoro přesně omezeny na obor mezi 10 a 15 gauss, kde daleko přesahují pochody reversibilní, kdežto v ostatních částech pochody irreversibilní vůbec nepřicházejí. Proto má celá křivka dosti schematický tvar.

Princip měření: Železný drát vložíme do střídavého magnetického pole, jehož frekvenci i amplitudu známe a změříme ztráty, které v drátě vznikají. Tyto ztráty jsou:

$$W = \frac{1}{4\pi} \cdot V \cdot \nu \int H dB \quad (1')$$

V objem železa,

ν frekvence.

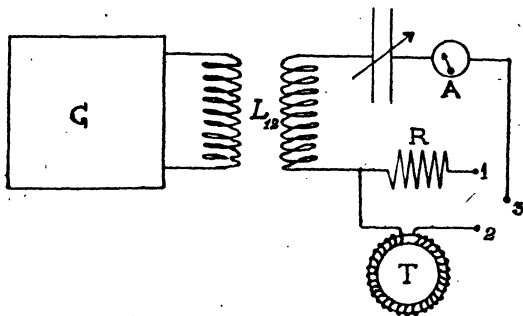
Z toho můžeme počítati $\int H dB$ neboli plochu příslušnou k dané amplitudě intensity pole. Dokud jest amplituda oscilací malá, nemohou nastati ztráty hysteresní, poněvadž pochody jsou reversibilní. Jakmile však amplituda oscilací jest tak veliká, že zasahuje do oboru pochodů irreversibilních, nastávají ztráty, které se vzrůstající amplitudou velmi rychle rostou. Při dostatečně velikých amplitudách obíhá magnetisace celou křivku a ztráty hysteresní při dalším zvyšování amplitudy již nerostou. Velikost amplitudy, která ještě nezpůsobuje ztrát, jest H_G (měřená na „komutační“ = „panenské“ křivce v obr. 2. vyčárkované). Maximální ztráty udávají velikost plochy hysteresní křivky a známeli H_c , i remanenci. Strmost křivky $W = W(H)$ udává strmost panenské křivky. Tímto způsobem lze pro různé frekvence studovati pochody irreversibilní.

Měření intensity vysokofrekvenčních proudů. K stanovení amplitudy magnetického pole je nutno znáti intensitu proudu vysokofrekvenčního. Obvyklé vysokofrekvenční tepelné ampermetry pro tyto frekvence nevyhovují, neboť jsou určeny pouze do frekvencí 10⁶ Hertz. Při vyšších frekvencích následkem skin-efektu ukazují větší intensity, než jimi skutečně procházejí. Nutno tedy měrný drát tepelného přístroje zvoliti tak, aby zvýšení odporu skin-efektem způsobené bylo zanedbatelné. Podle Zennecka (Ann. d. Phys. 11, 1135, 1903) zvětší se odpor konstantanového drátu průměru 0.3 mm při frekvenci 6 . 10⁸ Hertz ($\lambda = 50 m$) asi o 0.2%. Spokojíme-li se tedy s touto přesností, můžeme odpor tohoto drátu pro naše měření pokládati za konstantní pro frekvence od 0 do 6 . 10⁸ Hertz a takový tepelný přístroj cejchovati stejnosměrným proudem. Úprava přístroje je taková: vysokofrekvenční proud

prochází konstantanovým drátem průřezu 0.3 mm , délky asi 1 cm . Uprostřed je k němu přiletován termočlánek konstantan-měď a vyveden měděnými dráty ke galvanometru. Poněvadž by konstantanový drát nesnesl intensity, které potřebujeme měřiti (do 5 amp.), je ponořen do parafinového oleje. Zároveň je v téže nádobě i druhé letované místo měď-konstantan. Tímto uspořádáním se docílí toho, že následkem dobrého chlazení se při změně intensity proudu termoproud ustaluje téměř okamžitě na nové hodnotě a po vypnutí i termoproud zmizí, poněvadž obě letovaná místa termočlánek mají stejnou teplotu oleje. Nulová poloha galvanometru se pak nemění, ani když ampermetrem procházel silný proud několik hodin. Přístroj je cejchován stejnosměrným proudem při různé citlivosti galvanometru.

A. Měření ztrát hysterésních při frekvenci 10^6 Hertz.

Bylo užito toroidální cívky se železným jádrem délky 8 cm ; celková délka železného drátu obnáší 800 cm , tedy 100 závitů. Přímou na toto jádro je navinuto 73 závitů vysokofrekvenčního lanka izolovaného hedvábím. Cívka je ponořena do oleje. Měření se provádí tímto způsobem (obr. 3): přepínač se zapojí na (3,2), okruh se kondensá-

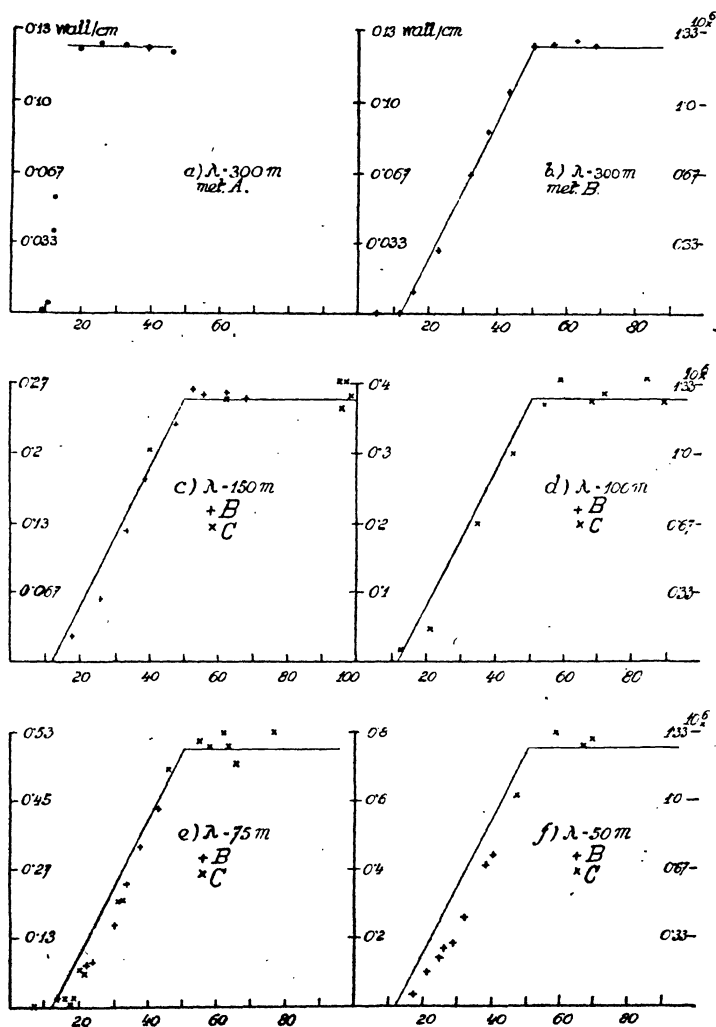


Obr. 3.

torem naladí a intenzita proudu udává intenzitu střídavého magnetického pole v cívce T . Přepneme na (1,3), doladíme kondensátorem C a měníme odpor R , až dostaneme týž proud jako dříve. Odpor R nám udává ztráty vztahem: $W = RI^2$. Jiné I docílíme změnou vazby L_{12} .

Vysokofrekvenční odpor R je ze svazků manganinového drátu 2krát hedvábím izolovaného ve vinutí křížovém. Průřez drátu je 0.08 mm . Odpory tvoří sadu ($0.05\ \Omega$, $0.1\ \Omega$, $0.2\ \Omega$, $0.2\ \Omega$, $0.5\ \Omega$, až $50\ \Omega$). K zamezení změn samoindukce je vedle každého odporu vedení měděného drátu, které má stejnou samoindukci jako příslušný odpor, ale velmi malý ohmický odpor. Při zapojení odporu

se zároveň vypne tato kompenzační samoindukce. Celý systém je ponořen do parafinového oleje, aby se odpory mohly silněji zatížit. Výsledky měření provedeného touto methodou jsou zaneseny v obr. 4a.



Obr. 4.

B. Měření ztrát hysterésních při frekvenci 10^6 Hertz až $6 \cdot 10^6$ Hertz pro menší amplitudy.

Jak z předešlého vyplývá, jsou maximální ztráty hysterésní při frekvenci 10^6 Hertz v drátu průměru 0.04 mm asi 0.125 W/cm,

t. j. 0.03 kal/cm sec . Poněvadž 1 cm drátu váží asi $9.4 \cdot 10^{-5} \text{ g}$, spec. teplo železa jest asi 0.1 , zahrál by se drát, kdyby vůbec nebyl chlazen, za vteřinu o 3000° C . Drát musí tedy býti velmi dobře chlazen olejem, aby se teplota vyrovnala na určitou hodnotu asi o 150° C vyšší než je teplota oleje. Při vyšších frekvencích toto chlazení již nepostačuje a na povrchu drátu utvoří se bublinky vařícího oleje, které způsobí tepelnou izolaci a spálení železného drátu i opálení izolace na vysokofrekvenčním vinutí. Je tedy nutno vzdáliti vysokofrekvenční vinutí od jádra a jádro ponechati úplně volně v oleji. Mimo to však, jak z hořejšího patrně, jsou maximální ztráty v toroidu při frekvenci 10^6 Hertz asi 100 W . Se vzrůstající frekvencí by ještě úměrně rostly. Poněvadž však byl pro tyto vysoké frekvence k dispozici vysílač s maximální energií asi 15 W , bylo nutno zkrátiti jádro s celkové délky 800 cm na 2.96 cm . Nebylo ovšem možno konstruovati tak malý toroid, poněvadž by chlazení bylo tím nedokonalejší. Bylo nutno konstruovati cívku s jádrem přímým a zříci se toroidálního uspořádání výhodného pro počet i měření. Cívka pro tato měření měla vzhled asi tento (obr. 5): Na oba konce železného drátku (Ž) jsou přiletovány tenké měděné drátky. Sletovaná místa musí býti velmi malá, aby v nich nevznikaly vířivé proudy. Měděné drátky jsou nitkami přidrženy uprostřed trubky G tak, aby byly dobře napnuty a tvořily osu trubky G . Železný drátek jest tedy úplně volný. Na gumoidovou trubku jest navinuto vinutí V měděného drátu průměru 0.35 mm , celkem 80 závitů. Cívka jest ponořena do parafinového oleje a postavena vertikálně, aby olej mohl prouditi trubičkou. K měření není možno užiti dřívější metody, poněvadž odpor vinutí V jest dosti veliký, takže bychom dostávali ztráty v železe jako rozdíl ztrát celkových a ztrát ve vinutí, což by měření činilo nepřesným a také srovnávací odpory dříve užívané jsou spolehlivé pouze do frekvencí 10^6 Hertz . Užil jsem proto této metody: Vzniknou-li v železe ztráty, stoupne jeho teplota a olej rychle proudí trubičkou. Tím se železný drátek chladí a výsledná teplota drátku jest stanovena pouze ztrátami v drátku. Avšak u železa elektrický odpor velice závisí na teplotě. Lze naopak teplotu a tím i ztráty dosti přesně stanoviti z odporu. Cejchování jest prováděno stejnosměrným proudem, a to takto: Železným drátkem prochází stejnosměrný proud, jehož intenzitu i napětí na koncích drátku měříme. Součin intenzity a napětí udává výkon v drátku, jejich podíl odpor. Obě hodnoty nanášíme jako cejchovní křivku (závislost W na R). Při měření musí býti proud měřící odpor velmi slabý (10 mA) jednak, aby sám nedával patrný výkon, jednak, aby nezpůsobil na povrchu drátku stejnosměrné magne-



Obr. 5.

tické pole. Napětí na koncích drátku je přímo úměrno jeho odporu, cejchovní křivka udává výkon. Při měření nutno dbáti na následující: 1. cívka nesmí po cejchování změnit polohu; 2. ztráty ohmické, které vznikly ve vinutí V , nesmějí mít vliv na teplotu drátku. O tom lze se v daném případě přesvědčiti takto: vinutím necháme procházeti stejnosměrný proud značně silnější než vysokofrekvenční proud, které budeme později užívat (v našem případě na př. místo 2·5 amp. asi 8 amp.). Při zapojení a vypojení nesmí se odpor drátku Z změnit. Při tom předpokládáme, že odpor skin-efektem nestoupne tak, aby ztráty malých vysokofrekvenčních proudů byly větší než ztráty větších stejnosměrných proudů. (V našem případě tedy předpokládáme, že odpor vedení skin-efektem nestoupne $\left(\frac{8}{2\cdot5}\right)^2 \doteq 10$ kráte, což můžeme předpokládati.)

Výsledky touto metodou docílené jsou zanešeny v obr. 4*b, c, d, e, f* příjmy křížky +.

Ovšem ani touto metodou nelze měřiti ztráty nad určitou mez. Tato mez jest stanovena varem oleje. Jakmile totiž ztráty jsou tak veliké, že teplota drátu dosáhne teploty varu oleje, počne na povrchu drátu olej vřít a ochlazování stane se nepravidelným. Na cejchovní křivce je tato teplota patrna ostrým rohem. Touto metodou nelze docíliti z uvedeného důvodu maximálních ztrát při frekvencích 4 · 10⁶ až 6 · 10⁶ Hertz. Proto bylo nutno doplniti měření ještě další metodou.

C. Kalorimetrické měření ztrát.

Princip této metody je tento: v malé Dewarově nádobě, obsahující 60 cm³ parafinového oleje, je cívka se železným jádrem, míchačka, metastatický teploměr Beckmanův a cejchovní odpor. Cejchování provedeme takto: po promíchání odečteme teplotu t_1 , zapneme do cejchovního odporu proud, jehož výkon v cejchovním odporu jest $W = i \cdot e$, necháme proud procházeti 60 sec a vypneme; mírně zamícháme až se ustálí teplota a odečteme t_2 . Hodnota

$\frac{t_2 - t_1}{W} = K$ jest konstantní a obnáší 0·310. Dá se ukázati, že

se tato hodnota změní nejvýš o $\pm 0\cdot002$, jestliže t_1 není teplotou vzduchu, ale liší se od ní až o 5° C. To ukazuje

Tab. I.

i	e	W	t_1	t_2	$\frac{t_2 - t_1}{W}$
0·5	1·6	0·8	0·320	0·570	0·312
0·75	2·40	1·8	0·570	1·130	0·312
1·00	3·20	3·20	1·190	2·178	0·308
1·50	4·70	7·20	2·050	4·280	0·308

střední hodnota.....0·310

Teplota vnějšího vzduchu obnáší asi 0.5°C na stupnici Beckmanova teploměru. Cívka k měření ztrát v železe je konstruována takto: jádro tvoří železný drátek délky 0.75 cm . Cívka nemůže být přímá, poněvadž by siločáry střídavého magnetického pole budily vířivé proudy ve stříbrném povlaku Dewarovy nádoby i ve rtuti Beckmanova teploměru. Cívka je tedy toroidální, délka jádra obnáší 0.75 cm , počet závitů 15, světlost vinutí 0.5 mm . Měření se pak provádí takto: cívka se vyjme s částí poklopu z kalorimetru a uloží ve vedlejší nádobě s olejem. Pak se okruh pracovní naladí na správnou délku vlny, vazbou mezi generátorem a okruhem se nastaví příslušná intenzita proudu vysokofrekvenčního. Pak se proud vypne, cívka přenesena zpět do kalorimetru, kde zapadne přesně na totéž místo jako dříve. Pak se po promíchání odečte teplota t_1 , zapojí proud na 60 vteřin, odečte při tom intenzita proudu, po vypnutí a promíchání se znovu odečte t_2 . Výkon obdržíme, když dělíme rozdíl $(t_2 - t_1)$ konstantou $K (= 0.310)$. Přesnost obnáší asi $\frac{1}{3}\%$. Výkon skládá se jednak ze ztrát v železném jádře, jednak ze ztrát ohmických a ztrát vířivými proudy. Po řadě měření se železné jádro vytáhne a změní se zdánlivý ohmický odpor se tím, že se měří ztráty nového systému bez jádra a odpor se počítá podle $W = RI^2$. Z měření plyne, že tento odpor jest pro různé intenzity při konstantní frekvenci konstantní, takže lze naopak z odporu takto vypočteného a intenzity počítati ztráty ohmické a vířivými proudy, jak při prvním měření vznikaly. Rozdíl obou hodnot udává pak ztráty v železe. Na příklad:

Tab. II.

Měření ohmického odporu cívky bez železného jádra při délce vlny 75 m .

I	t_1	t_2	W	R
0.74	4.203	4.270	0.22	0.40
2.25	3.560	4.203	2.07	0.41
3.20	2.320	3.560	3.99	0.39
3.62	2.225	3.805	5.10	0.39

střední hodnota 0.40

Tab. III.

Měření ztrát hysteresních metodou kalorimetrickou (délka vlny: 75 m).

I	H	t_1	t_2	W	RI^2	$W - RI^2$
0.86	22.8	4.000	4.107	0.346	0.296	0.050
1.74	46.1	4.408	4.892	1.56	1.21	0.35
2.33	61.7	4.970	5.770	2.57	2.17	0.40
2.46	65.2	3.888	4.748	2.77	2.42	0.35

Prvý sloupec udává intenzitu vysokofrekvenčního proudu, druhý intenzitu magnetického pole střídavého (amplitudu), třetí a čtvrtý t_1 a t_2 , pátý z jejich rozdílů počítaný výkon, šestý ze známého odporu bez železa počítaný výkon, poslední jejich rozdíl neboli ztráty v železném jádře. Vzhledem k tomu, že W i RI^2 lze určit s chybou asi $\frac{1}{2}\%$, lze stanovit velké hodnoty W s chybou 10%, menší hodnoty s chybou poněkud menší.

Výsledky měření.

Výsledky měření jsou zaneseny v obr. 4a—f. Na ose úseček jsou nanášeny amplitudy střídavého magnetického pole v amperzávitech na *cm*, na ose pořadnic vlevo ztráty v 1 *cm* drátu, vpravo z toho vypočtená plocha hysterese kličky. Plocha hysterese kličky statické obnáší $1 \cdot 17 \cdot 10^6$ gauss² (obr. 2). Maximální ztráty se tedy dobře shodují pro křivky statické a dynamické. Pochody irreversibilní počínají asi při 12·5 gauss a jsou v hlavních rysech proběhnuty při 16 gauss (viz měření metodou A). I v tomto bodě shoduje se tedy křivka statická a dynamická. Z toho tedy plyne:

Pro frekvenci 10⁶ Hertz jsou pochody irreversibilní úplně shodné pro děje statické i dynamické.

Výsledky měření ztrát pro frekvenci 10⁶ Hertz podle metody B. jsou zaneseny v obr. 4b. Zmenšení strmosti je způsobeno demagnetisací v neuzavřeném jádře. Demagnetisace musí být stejná i pro vyšší frekvence. To ukazují ostatní obr. 4. V obr. 4b—f je pro všechny vlny lomená čára stejná, aby bylo možno snazší porovnání jednotlivých obrázků. Z obrázků plyne, že pochody irreversibilní jsou i pro vyšší frekvence velmi podobné. Avšak při vlnách 75 *m* a 50 *m* je při menších výkonech zřetelně patrna úchylna napravo. Ta se dá vysvětliti působením vířivých proudů.

Vířivé proudy. Necht' ve ferromagnetickém drátě nastane časová změna indukce ve směru osy. Rozdělme pak drát, t. j. vlastně válec na koncentrické válce. Pak změna indukce způsobuje elektrickou sílu po povrchu válce kolmo na osu válce. Napětí je úměrně změně magnetického toku uvnitř válce. Poněvadž však železo jest vodičem, vzniká proud stejného směru a úměrný napětí. Tento proud však účinkuje na vnitřek válce tak, že působí proti změně magnetického pole vnějšího. Tento vliv tedy bude nejsilnější uprostřed železného drátu. Uvažujme pak tento případ: Amplituda magnetického pole je tak velká, že právě nastávají pochody irreversibilní. Pochody irreversibilní však způsobují silnou změnu indukce. Tím vznikne silné elektrické napětí a elektrický proud, který způsobí, že uvnitř drátu vůbec nevznikne tak silné pole, aby mohlo způsobiti pochody irreversibilní. Pochody irreversibilní se pak odbývají v povrchové vrstvě. Pro ztráty tedy vnitřek odpadá a ztráty při malých amplitudách jsou menší než

kdyby vířivých proudů nebylo. Tento případ nastává v našem případě pro délku vlny 50 m a 75 m. Je-li však amplituda tak velká, že magnetisace obíhá celou křivku, pak pochody ireversibilní od-bývají se úplně, pouze se zpomalují. Následkem toho se však křivka rozšiřuje a ztráty zvětšují. Tento případ však u nás nenastává, poněvadž při velmi velikých ztrátách jest teplota velmi vysoká a tedy i odpor železa veliký a ztráty vířivými proudy malé.

Koeficient demagnetisace. Metodou A pracujeme na toroidálním jádře. Magnetické pole se dá tedy počítati z množství závitů a intensity proudu a nezávisí na magnetisaci. Při metodě B a C však jest jádro otevřené a nastává tudíž demagnetisace. Pro malé amplitudy budou pochody stejně reversibilní jako dříve. Avšak stoupání křivky není tak strmé, jako bylo dříve. Neboť k dosažení velikých indukci je nyní třeba mimo normálního pole ještě pole, které působí proti demagnetisačnímu poli. Jsou-li však amplitudy tak veliké, že úplně překonávají demagnetisační pole, dostáváme maximální ztráty jako dříve. Takové tvary křivek dostáváme metodou B a C.

Vliv teploty na hysterese. Jak známo, jsou pochody magnetisační velmi závislé na teplotě, obzvláště v blízkosti Curie-ova bodu. Avšak u našeho železa není při normální teplotě závislost na teplotě příliš veliká. Křivka obr. 2 jest kreslena pro teplotu 20° C. Plocha křivky (statické) obnáší asi $1 \cdot 17 \cdot 10^6$ gauss². Táž křivka měřena pro teplotu vroucího parafinového oleje má plochu asi $1 \cdot 08 \cdot 10^6$ gauss². Do tohoto oboru teploty spadají body získané druhou metodou (B), poněvadž u této metody nedosahujeme bodu varu oleje. Při metodě třetí (C) ovšem teplota jest vyšší než teplota varu oleje. Avšak odchylky způsobené vysokou teplotou zůstávají v mezích přesnosti této metody.

Obsah. V poslední době celá řada fysiků obírala se otázkou, zda magnetisační pochody ferromagnetických látek probíhají tak rychle, aby mohly sledovati vysoké frekvence několikrát 10⁶ Hertz. Hlavní zájem obracel se k pochodům reversibilním. Tu experimentální výsledky ukazují dosud mnohým zřejmé rozpory.

Úkolem této práce však bylo prozkoumání pochodů ireversibilních při velmi vysokých frekvencích. Za prostředek k studiu sloužily ztráty hysterese, zřejmé to známky ireversibilnosti pochodů magnetisačních.

K měření bylo užito 3 metod:

A. Pro frekvence 10⁶ Hertz byly měřeny ztráty vysokofrekventní v toroidální cívce metodou substituční.

B. Pro vyšší frekvence bylo nutno zavést lepší chlazení a železný drátek byl volně upevněn v ose rovné cívky. Ukazatelem ztrát je teplota a změna odporu železného drátu.

C. Pro ještě větší ztráty nebylo již možno užití metody B, poněvadž olej na povrchu drátu vše a bylo užito metody kalorimetrické.

Výsledky jsou znázorněny v obr. 4 takto: na osu úseček jest nanášena amplituda intensity pole magnetického v amperzávitích/cm; na ose pořadnic je vlevo nanášena spotřebovaná energie v 1 cm drátu, napravo z toho vypočtená plocha hysterese ní kličky v gauss². Lomená čára je ve všech obrázcích stejná a má usnadniti srovnání.

Z výsledků plyne: metodou A jest dokázáno, že hysterese ní ztráty jsou v skutku při frekvenci 10⁶ Hertz přesně takové, jak se počítají ze statických křivek. Metodou B a C pak jest dokázáno, že hysterese ní ztráty se nemění ani dalším zvyšováním frekvence do 6 · 10⁶ Hertz.

Při frekvencích 4 · 10⁶ Hertz a 6 · 10⁶ Hertz je již patrný vliv vířivých proudů.

Těžko odstranitelnou vadou měření jest nestálost teploty během měření. To souvisí ovšem s velkými ztrátami, které v železe nastávají. Této vadě jest částečně odpomoženo tím, že železo jest udržováno na teplotě daleko pod Curie-ovým bodem, takže změny magnetisace s teplotou jsou malé.

Konečně mi zbývá milá povinnost, poděkovati panu pplk. Ing. Dr. Tomskému a panu Ing. Dr. Goldschmiedovi za vůdčí myšlenku a dovolení k provedení této práce v laboratořích Vojenských telegrafních dílen.

*

L'hystérésis du fer en des champs magnétiques alternatifs d'une fréquence de 10⁶ à 6.10⁶.

(Extrait de l'article précédent.)

Un grand nombre de travaux récents ont pour but de constater l'influence de la fréquence (d'ordre de grandeur de 10⁶) sur les procès d'aimantation du fer. Les résultats des expériences, s'occupant presque exclusivement des procès d'aimantation réversibles, ne sont pas d'accord.

Dans ce travail on étudie les procès irréversibles en mesurant les pertes d'hystérésis en des champs magnétiques de haute fréquence, comme il suit:

1. à une fréquence de 10⁶ on mesurait les pertes dans une bobine toroidale à noyau de fer par la méthode de substitution.
2. à des fréquences plus élevées on mesurait les pertes dans un fil de fer, se trouvant au milieu d'une bobine magnétisante et refroidi par de l'huile, par la variation de la résistance électrique.
3. aux plus hautes fréquences la méthode précédente n'était plus applicable, parce que l'huile, couvrant la surface du fil,

commençait à bouillir; on mesurait les pertes dans le fer par la méthode calorimétrique.

Les résultats des mesures sont indiqués dans la figure 4.

La grandeur $W \cdot \frac{\lambda}{l}$, dépendant seulement de la section du fil et de l'énergie, transformée en chaleur pendant un seul cycle, est représentée en fonction de l'amplitude du champ magnétique. (W = pertes en W/cm , λ = longueur d'ondes en m , l = longueur du fil en cm .)

Par la méthode *B* est démontré que la courbe de l'hystérésis du fer à une fréquence de 10^7 est identique à la même courbe pour des champs statiques. Les résultats des méthodes *C* et *D* montrent que le même a lieu jusqu'à des fréquences de $6 \cdot 10^6$.
