

## 21. STUDIUM HYSTEREZNÍCH SMYČEK FERITŮ

V úloze se seznámíme s tvary hysterezních smyček moderních magnetických materiálů – feritů. Experimentálně ověříme vzrůst magnetické indukce a koercitivní síly na stoupající intenzitu aplikovaného magnetického pole až do maximálních (nasycených hodnot. Poznáme také osciloskopickou metodu zobrazení hysterezní smyčky.

### *Ferity*

Ferity, se kterými pracujeme, jsou magnetické oxidy chemického vzorce  $M^{2+}Fe_2^{3+}O_4$ , kde  $M^{2+}$  je kov s oxidačním číslem 2 (Mn, Ni, Cu, Zn, Cd aj., popř. dva z těchto kovů v různém vzájemném poměru) [1]. Jejich krystalová struktura se odvozuje od plošné centrované kubické mřížky kyslíkových aniontů. V dutinách mezi kyslíkovými anionty jsou různé podle druhu feritu umístěny kationty  $M^{2+}Fe^{3+}$ .

Na rozdíl od kovových feromagnetik existuje ve feritech antiparalelní uspořádání magnetických momentů na kovových kationtech. Proto v některých feritech se jednotlivé atomové momenty navzájem ruší (antiferomagnetické ferity,  $M^{2+} = Zn^{2+}$  nebo  $Cd^{3+}$ ), zatímco v řadě jiných feritů (ferimagnetických) existují oblasti (domény) se spontánním magnetickým momentem. Podobně jako u kovových feromagnetik dochází zde pod vlivem magnetického pole ke změnám v rozložení domén, což se navenek projevuje magnetizační křivkou a hysterezní smyčkou.

Ferity mají měrný elektrický odpor  $1\ \Omega\cdot m$  až  $10^4\ \Omega\cdot m$ , kdežto např. železo má měrný elektrický odpor řádově  $10^{-7}\ \Omega\cdot m$ . Ztráty vířivými proudy jsou proto ve feritech nepatrné. To umožňuje jejich použití ve vysokofrekvenční technice. V dané úloze proměříme vlastnosti feritů pouze pro síťovou frekvenci 50 Hz.

Běžně užívané ferity jsou ferity magnetožinečnaté ( $M^{2+} = Mn^{2+} + Zn^{2+}$ ) nebo nikelnatožinečnaté ( $M^{2+} = Ni^{2+} + Zn^{2+}$ ). Kroužky č. I a II patří k prvnímu uvedenému typu. Kroužek č. III je tzv. perminvarový ferit. Vyznačuje se tím, že má ve velkém rozsahu magnetických polí permeabilitu konstantní (perminvar = permeabilita invariantní). Co do složení je to nikelnatý ferit s přídavkem kobaltu ( $M^{2+} = Ni^{2+} + Co^{2+}$ ).

Vlastní feritovou hmotu můžeme u kroužků I a II vidět mezi závitů. Feritové kroužky jsou poměrně křehké keramické materiály, zacházíme s nimi proto opatrně.

### *Hysterezní smyčka*

Hysterezní smyčkou nazýváme závislost indukce  $B$  na magnetickém poli  $H$ , při cyklickém přemagnetování mezi poli  $+H_m$  a  $-H_m$ . Poli  $H_m$  (a  $-H_m$ ) odpovídá určitá v tomto poli dosažená indukce  $B_m$  (a  $-B_m$ ).

Podle rozvinutí hysterezní smyčky (tj. podle velikosti pole  $H_m$ ) rozeznáváme tři základní typy hysterezních smyček znázorněných na obr. 1a až 1c.

1a) Hysterezní smyčka se redukuje na úsečku, plocha smyčky je nulová, neexistují hysterezní ztráty. Tento tvar „smyčky“ se pozoruje, uplatní-li se pouze vratné změny v doménách

(doménové struktury) magnetika. U běžných materiálů nastává tento jev ve velmi slabých magnetických polích, takže se obtížně studuje. V poměrně velkém rozsahu polí ho lze však pozorovat u perminvarových materiálů, kde představuje právě oblast konstantní permeability.

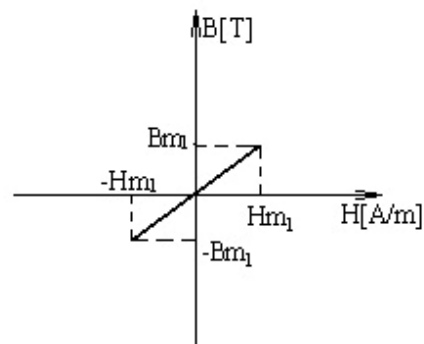
1b) Hysterezní smyčka sestává ze dvou větví, jež se dají velmi dobře aproximovat parabolickými oblouky. Tento tvar se nazývá Rayleighův, příslušná oblast polí a indukce je tzv. Rayleighova oblast. V této oblasti se na rozdíl od následujícího případu 1c) nedosahuje magnetického nasycení vzorku. Rayleighův tvar hysterezní smyčky je typický v oboru polí, v němž se kromě vratných magnetizačních dějů začínají uplatňovat nevratné magnetizační děje.

1c) Jde o hysterezní smyčku normálního tvaru. Zřetelně se projevuje tendence magnetického nasycování vzorku, tj. pozorujeme konstantní indukci v nejsilnějších aplikovaných polích. Při tomto tvaru smyčky se plně uplatňují nevratné magnetizační děje.

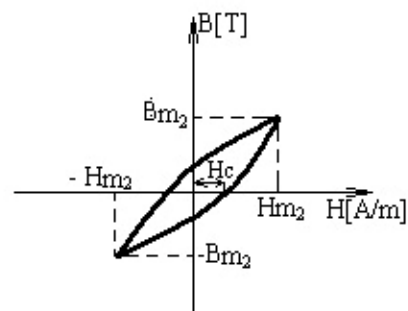
1d) Je znázorněn zúžený („zaškrbený“) tvar hysterezní smyčky. Vyskytuje se u perminvarových materiálů v Rayleighově oblasti a při přechodu ke smyčce normálního tvaru.

Na obrázcích 1b) až 1d) jsou zakresleny koercitivní síly  $H_c$ . V případě podle obr 1a) je koercitivní síla nulová.

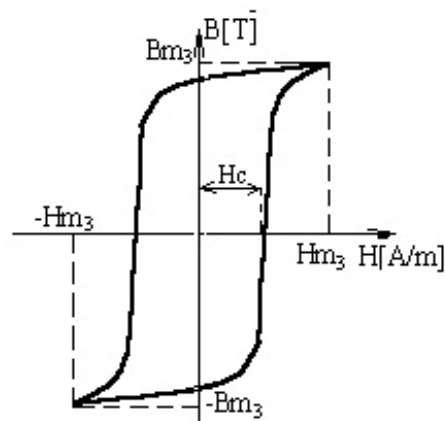
Vzorky ve tvaru kroužku mají tu výhodu, že se v nich magnetický tok zcela uzavírá a není třeba uvažovat demagnetizační účinek volných konců vzorku. Primární (magnetizační) vinutí je rozloženo pokud možno rovnoměrně po celém obvodu kroužku, aby se dosáhlo co nejhomogenějšího magnetického pole. Indukční tok je možno snímat několika málo závity sekundárními závity, navinutými na jednom místě obvodu vzorku.



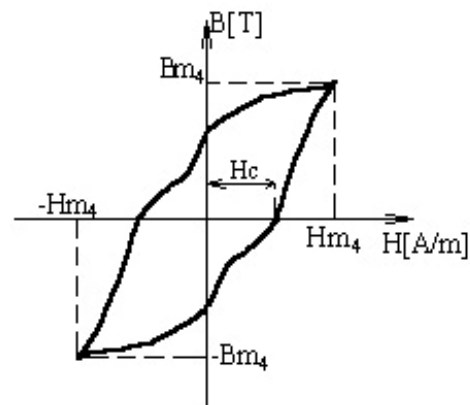
Obr. 1a



Obr. 1b



Obr. 1c



Obr. 1d

## Princip měření

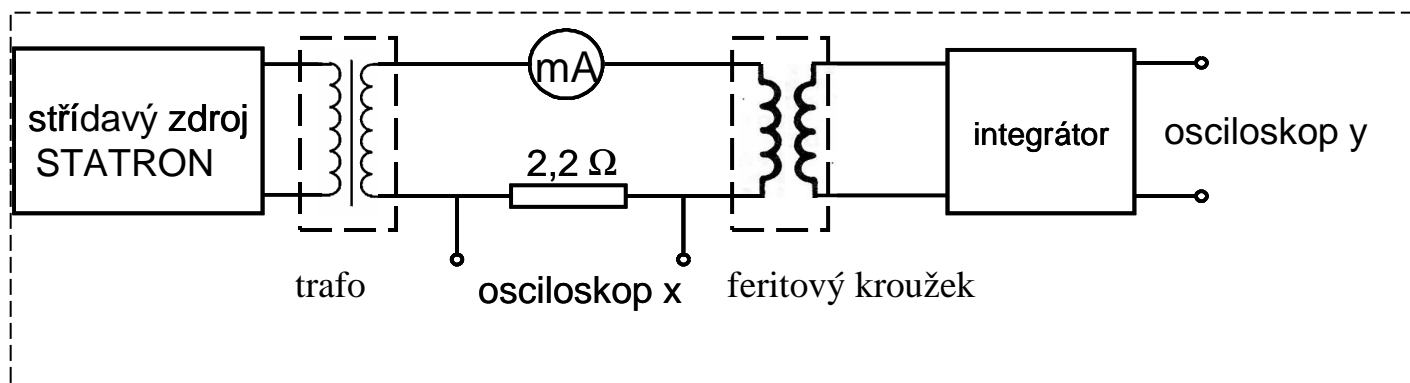
Na primární vinutí kroužku ( $n_1$  závitů) přivedeme střídavý magnetizační proud  $i$  [2]. Magnetické pole v kroužku počítáme s vyhovující přesností podle vzorce

$$H = \frac{n_1 \cdot i}{\pi \cdot d}, \quad (1)$$

kde  $d = (d_1 + d_2) / 2$ ;  $d_1$ ,  $d_2$  jsou vnitřní a vnější průměry kroužku. Signál úměrný magnetizačnímu proudu přivádíme na horizontální destičky osciloskopu. V sekundárním vinutí ( $n_2$  závitů) se indukuje napětí úměrné časové změně indukce  $dB/dt$ . Integrací sekundárního napětí získáme signál úměrný indukci  $B$ , který přivádíme na vertikální destičky osciloskopu. Na stínítku osciloskopu pozorujeme obraz hysterezní smyčky.

### Zapojení úlohy a vlastní měření

Zapojení používané při snímání hysterezních smyček [2] je uvedeno na obr. 2. Sekundární vinutí prstenu zapojíme na integrátor do zdířky „IN“. Vývod ze zdířky „OUT“ zapojujeme na vertikální vstup osciloskopu. Užíváme citlivosti 1 na integrátoru.



Obr.2

Před vlastním měřením se přesvědčíme, zda se hysterezní smyčka při plném rozvinutí vejde na obrazovku. Potom snížíme magnetizační proud na minimum a při následném zvyšování magnetizačního proudu plníme body 1a a 1b pracovního úkolu.

Vhodné rozsahy magnetizačního proudu jsou pro jednotlivé kroužky tyto:

kroužek I : asi 5 až 150 mA,

kroužek II: asi 30 až 250 mA,

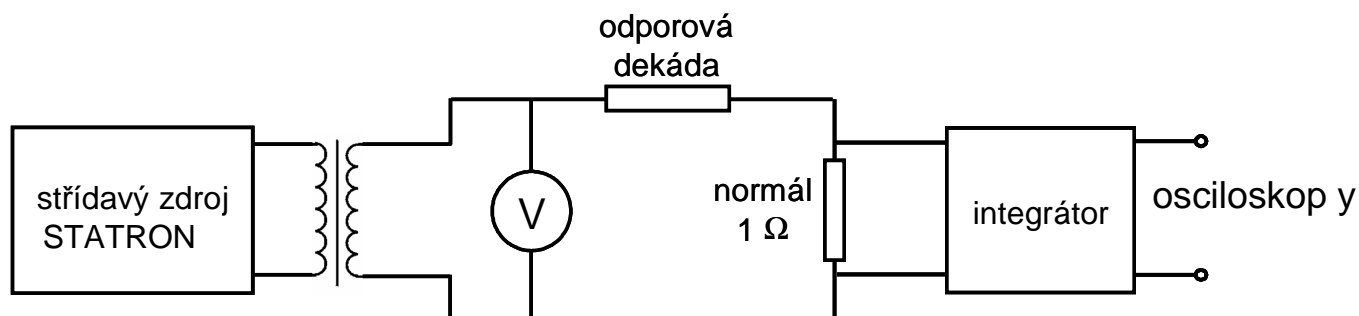
kroužek III: asi 300 až 1200 mA.

### Horizontální osa, určení $H_m$ a $H_c$

Zatímco pole  $H_m$  můžeme určit výpočtem přímo z magnetizačního proudu, koercitivní sílu  $H_c$  určíme srovnáním s  $H_m$  na stínítku osciloskopu. Vhodným posunutím smyčky na stínítku přitom můžeme porovnat  $H_c$  a  $H_m$  pomocí měrek (stupnic) na stínítku bez použití jiných měrek, které bychom na stínítku přikládali a jejichž použití by vedlo k větší chybě měření. Z uvedeného vyplývá, že na rozdíl od vertikální osy, viz následující odstavec, kde je třeba v průběhu celého měření (tj. pro všechny tři kroužky) ponechat nastavení citlivosti (rozsahu) beze změny, na horizontální ose můžeme citlivost libovolně měnit, abychom mohli co nejpřesněji porovnat hodnoty  $H_c$  a  $H_m$ . Při určení  $H_m$  z magnetizačního proudu je třeba si uvědomit, že ampérmetr udává efektivní hodnoty.

### Kalibrace pro vertikální osu

Sestavíme zapojení podle obr. 3. Vstup na horizontální destičky osciloskopu vypojíme, popř. vstup na tyto destičky propojíme nakrátko; nastavení citlivosti na vertikálních destičkách ponecháme stejné jako při měření na kroužcích (NUTNÉ!). Z děliče napětí, obr. 3, přivedeme signál na integrátor (vhodné je nastavení děliče řádově 1:1000, tj. na odporové dekádě řádově  $k\Omega$ ). Na stínítku osciloskopu se objeví svislá úsečka délky  $y$ . Změnami odporu dekády nastavíme tuto délku nejvhodněji tak, že je rovna vertikálnímu rozměru některé z proměřovaných hysterezních smyček při maximálním rozvinutí (tj. vertikální vzdálenosti mezi  $B_m$  a  $-B_m$ ). Při kalibraci dbáme, aby nedošlo k přetížení vstupu integrátoru nepřiměřeným napětím (např. nastavením jednotek  $\Omega$  na odporové dekádě místo  $k\Omega$ ).



Obr.3

Označme  $U_{ef}$  efektivní napětí na odporovém normálu v obr. 3, které určíme z údajů voltmetru V a odporů na děliči. Na vstupu integrátoru máme pak střídavé napětí  $U_{ef} \cdot \sqrt{2} \cdot \sin \omega t$ , na výstupu integrátoru napětí úměrné  $(-U_{ef} \cdot \sqrt{2} / \omega) \cdot \cos \omega t$ . Délka úsečky je úměrná maximálnímu napětí na výstupu integrátoru, tedy

$$y = k \frac{U_{ef} \sqrt{2}}{\omega}, \quad (2)$$

kde hodnota konstanty  $k$  závisí na celkové napěťové citlivosti integrátoru a osciloskopu v daném zapojení.

Indukční tok kroužkem při časové proměně indukci  $B(t)$  je  $\Phi(t) = S \cdot n_2 \cdot B(t)$ , kde  $S$  značí průřez kroužku počítaný z vnějšího ( $d_1$ ) a vnitřního ( $d_2$ ) průměru kroužku a výšky kroužku  $v$  podle vzorce

$$S = \frac{1}{2}(d_1 - d_2)v. \quad (3)$$

Na vstupu integrátoru máme v zapojení podle obr. 2 napětí  $U = -d\Phi/dt$  a na výstupu integrátoru napětí úměrné  $S \cdot n_2 B(t)$ . V soulase s předchozím výkladem dostáváme pak pro vertikální rozměr  $y$  hysterezní smyčky zobrazené na výstupu osciloskopu vzorec

$$y = k S n_2 B_m. \quad (4)$$

Porovnáme-li (2) a (4) vychází

$$B_m = \frac{U_{ef} \sqrt{2}}{\omega S n_2}. \quad (5)$$

Tím získáme jednu číselnou hodnotu indukce. Ostatní hodnoty indukce jsou této hodnotě indukce úměrné podle relativní velikosti obrázku hysterezní křivky na stínítku osciloskopu.

V této úloze zvlášť důsledně dbáme na užívání jednotek SI, jinak dostáváme magnetickou indukci řádově zcela chybně. Potřebné údaje o kroužcích jsou uvedeny na pracovním stole.

### ***Literatura:***

- [1] Krupička S.: Fyzika feritů a příbuzných magnetických kysličníků, Academia. Praha 1969
- [2] Brož J. a kol.: Základy fyzikálních měření I. SPN, Praha 1983, čl. 5.1.3.2, 5.1.6.1, st. 5.3.4