

Природно-математички факултет
Радна заједница заједничких послова
НОВИ САД

Прихваћено: 27. VIII. 1979			
Орг. јед.	Број	Примљ.	Бројност
03	10/75	-	-

A H I S Z T E R É Z I S G Ö R B E F E L V É T E L E Z É S E
É S A M Á G N E S E S P E R M E A B I L I T Á S
M E G H A T Á R O Z Á S A F E R R O M Á G N E S E S
A N Y A G O K N A L

Újvidék, 1979.

Legelőször szeretném megköszönni Dr Ribár Béla
tanárnak a diplomamunkám elkészítése során nyuj-
tott önzetlen segítségét.

Újvidék, 1979. augusztus

Nagy Miklós

B E V E Z E T É S

Ebben a munkámban a mágneses hiszterézis felvételének különféle módszereivel fogok foglalkozni. A tudomány mai ismeretei mellett számos módszer alakult ki, amelyek közül a legújabbakkal egyetlen méréssel felvételezhetjük és rögzíthetjük az anyagok hiszterézis görbáját. Ezekhez a mérésekhez azonban drága és bonyolult készülékek szükségesek, amelyeket nem áll módjában mindenkinek beszerezni. Az üzemi és sorozatmérések területén az Epstein-keret már hosszú évek során jól bevált roncsolásmentes anyagvizsgálati módszer, ahol a bennünket érdeklő értékek mutatós műszerről olvashatók le.

Amennyiben a hiszterézishurok felvételét laboratóriumban szeretnénk elvégezni különböző egyszerű és könnyen kivitelezhető módszereket találhatunk, melyeket bárki, bárhol, minimális feltételek mellett el tud készíteni.

Munkám második részében ismertetek néhány ilyen hiszterézishurok felvételi módszert. A mérés eredményét az álltalam kiválasztott módszert a harmadik fejezetben ismertetem, a készülék elkészítésének leírásával együtt.



I R É S Z

A FERROMÁGNESES TULAJDONSÁGOK FIZIKAI ALAPJAI

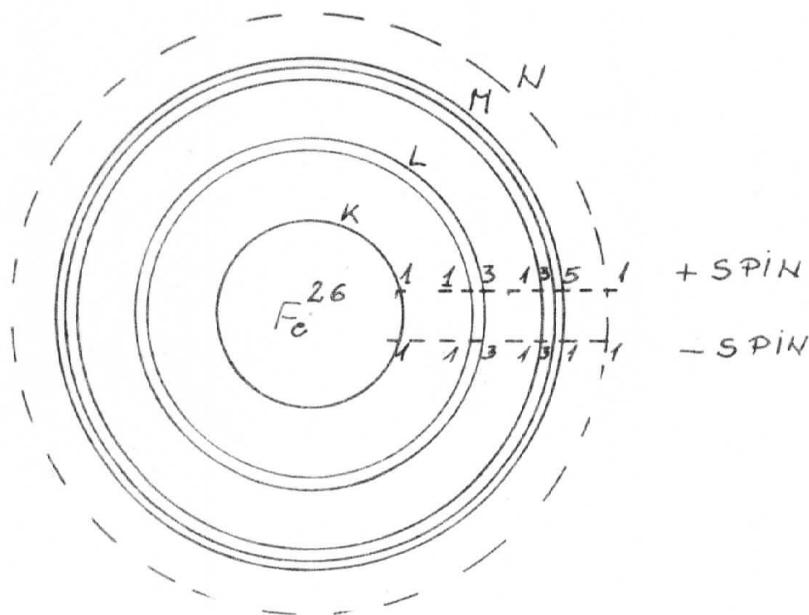
A mágnesesség egyik legrégebbi elmélete szerint a mágnesezhető anyag rendezetlen elosztásban levő elemi mágnesekből áll, melyek külső erő hatására rendeződnek s az anyag ennek folytán mágneses tulajdonságokat mutat. Az atomfizika megállapítása szerint a mágneses anyagok atomjai úgy viselkednek mint elemi permanens mágnesek.

1. 1. AZ ATOM FELEPÍTÉSE ÉS A MÁGNESSÉG

A mágneses anyagok létezését az atomok elektronhéjszerkezete magyarázza meg legjobban. A mágneses hatást nem az elektronok atommag körül keringő mozgása, hanem azok "spin"-je okozza. A hatás olyan mintha egy mikroszkópikus vezetőgyűrűben áram folyna. Mivel az elektronok fele pozitív a másik fele pedig negatív értelmű spinnel rendelkezik, amennyiben az elektronok száma páros, mágneses hatásuk teljesen megsemmisül.

A ferromágneses anyagoknál a mágnesesség forrása a harmadik elektrongyűrű, amely nincs telítve 18 elektronnal, hanem az egyik spinű elektrontól egyesek hiányzanak, tehát a mágneses hatások nem semmisülnek meg.

Az elektrongyűrűket a különböző spinű elektronok feltüntetésével a vasatomnál az 1. 1. ábrán látható.



1. 1. ÁBRA

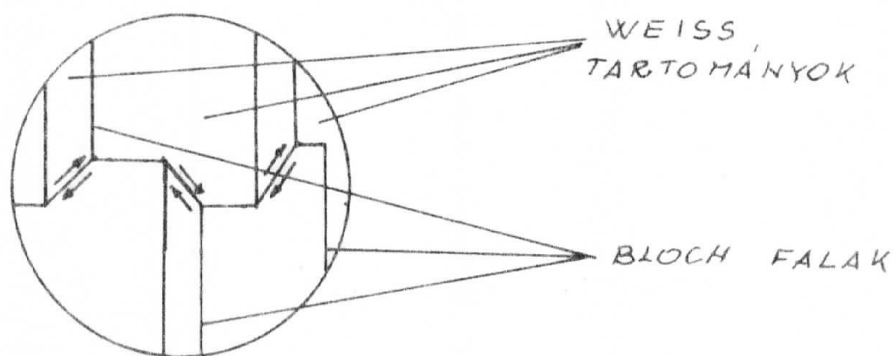
Magában a tény, hogy egyes elemek atomjainak mágneses nyomatéka van, nem elegendő az anyag mágneses tulajdonságainak magyarázásához, mert az atomok hő által előidézett rezgő mozgása olyan nagy mértékű, hogy még a legerősebb, laboratóriumban előállítható mezővel sem sikerülne őket párhuzamos helyzetbe hozni. Például a vasmagban levő mágneses energia 10^{-9} J/atom , míg a hőmozgás energiája atomonként ennek az értéknek a 200 - szorosa.

1. 2. A MÁGNESEK MIKROSKÖPIKUS TARTOMÁNYSTRUKTÚRAJA

Az atomfizikusok kimutatták, hogy létezik az atomok között elektrosztatikus eredetű kölcsönhatás, amely az atomok nagy csoportját párhuzamosítani képes, amelyek a külső mező hatására mint elemi mágnesek viselkednek. Ezeket a csoportokat DOMAIN-eknek vagy Weiss-féle tartományoknak nevezik, amelyek külön-külön a telítésig mágnesezettek, de egymáshoz viszonyított rendezetlen helyzetük miatt külső mágneses mező nincs, tehát az anyag nem mutat mágneses nyomatékot.

Két Weiss-féle tartomány között néhány száz atomtávolság szélességű átmeneti zóna húzódik, amelyet Bloch-falnak nevezünk.

Az 1. 2. képen ezek a falak láthatók 300 - szoros nagyításban.



1. 2. ÁBRA

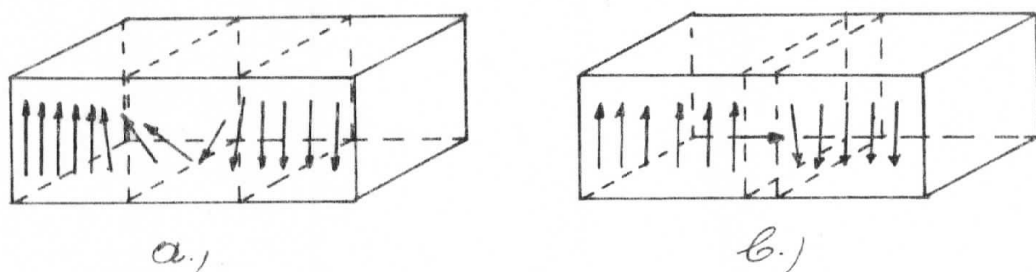
A Bloch-falak vaspör segítségével optikailag láthatóvá tehető. Mivel a Bloch-falak átmeneti zónák, egy-egy ilyen zónában a mágneses vektor átbillen egyik helyzetből a másikba.

Ott ahol az 1. 3. ^{ábrán} látható nyilvánvalóan a próbatest felületére merőlegesek, az apró mágnespólusok magukhoz vonzák a vas részecskéket, amelyek ezután a ráeső fényben sötét fonalakként jelentkeznek. Ezeket a sötét fonalakat BITTER-sávoknak nevezzük.

A Bitter-módszer lehetővé teszi, hogy a nyugvó Weiss-féle tartományokon kívül az átmágnesezési folyamatot is megfigyelhessük, vagyis miként nőnek meg egyes tartományok a külső mágneses tér hatására. Ezzel együtt eltolódnak a tartományi határok is.

Az átmágnesezési folyamat részletei az 1. 3. ábrákon láthatók. Az 1. 3. a. ábra bemutatja az átmenetet vastag mágneses anyagokban, ahol a mágnesezési vektor csavarszerűen átfordul.

Az 1. 3. b. ábra bemutatja ugyanazt az átmenetet vékony mágneses fóliában. A mágneses vektor a síkban fordul be.



1. 3. ÁBRA

Egy-egy tartomány átbillenését BARKHAUSEN-ugrásnak is nevezzük. Átmágnesezéskor Barkhausen-ugrások sorozata követi egymást.

Behatóbb vizsgálatokkal kimutatták, hogy az átmágnesezési folyamat három fázisban megy végbe;

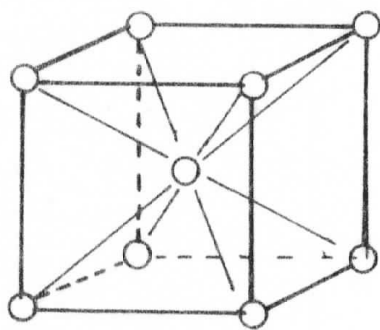
- 1.) Gyenge külső térbe reverzibilis felleltolódás jön létre, tehát a mágneses térfélszűnése után a mágnesezési vektorok visszatérnek eredeti helyzetükbe.
- 2.) Egy jellemző küszöbtérerősség átlépése után irreverzibilis felleltolódás jön létre, ez a jól ismert Barkhausen-ugrások összessége.
- 3.) A térerősség további növelése esetében minden tartomány véglegesen elrendeződik.

Ezt a folyamatot nevezik teljes átbillenésnek.

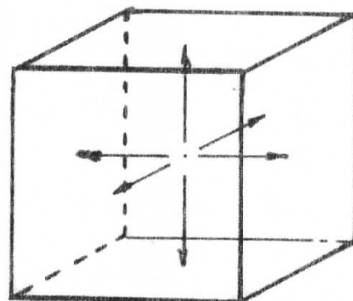
1. 3. A KRISTÁLYSZERKEZET ÉS FERROMÁGNESÉG

Míg a mágneses tartományok eloszlása befolyásolja az átmágnesezési tulajdonságokat ezáltal a hiszterézist és a remanenciát, addig a kristályszerkezet az indukció, a permeabilitás és anizotrópia mágneses tulajdonságokat határozza meg döntően. Maga a kristályszerkezet azonban nem oka a mágnességnek. Csaknem minden fémből állítható elő egykristály, amelyen a mágneses tulajdonságok tanulmányozhatók.

A vasnak térközpontú köbös (I) kristályszerkezete van (1. 4. a. ábra), tehát a kocka mind a nyolc sarkában, és középen található atom. A kocka éleivel párhuzamosan helyezkednek el a vasnál a könnyű mágnesezési irányok, amelyekből hat darab van. (1. 4. b. ábra).



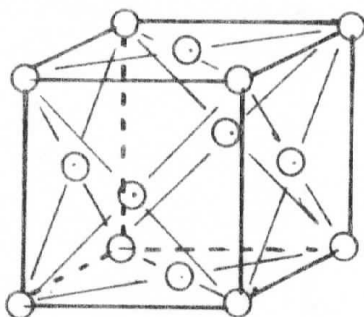
a.)



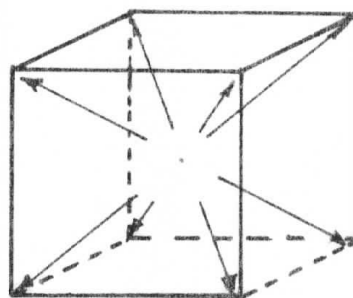
b.)

1. 4. ÁBRA

A nikkelnél lapközpontú köbös (F) kristályszerkezete van, ahol a sarkokban, és minden felület közepén található atom, amelyet az 1. 5. a. ábrán láthatunk. A nikkelt kristály mágnesezési irányai a kocka átlóinak irányában vannak (1. 5. b. ábra).



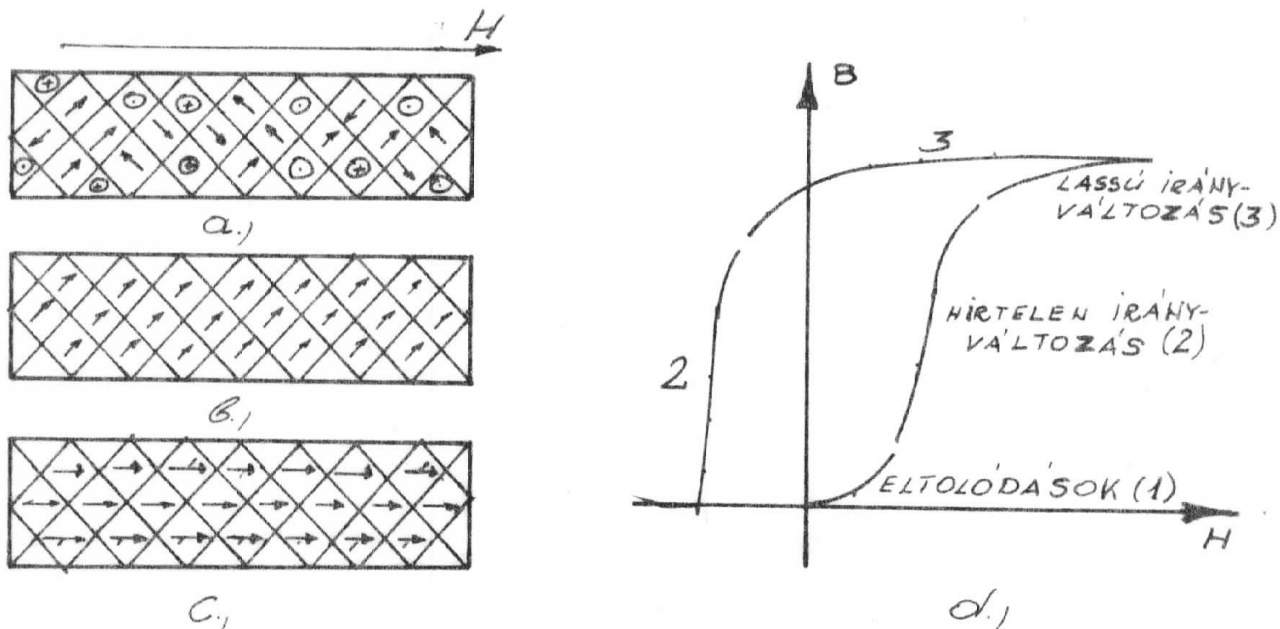
a.)



b.)

1. 5. ÁBRA

A domain-ek telítésig mágnesezett részecskének tekinthetők, amelyek a kristályon belül a könnyű mágnesezési irányokban helyezkednek el. A vaskristálnál a helyzet az 1. 6. ábrán látható. Az 1. 6. a. ábrán az anyag demagnetizálva van, tehát mind a hat mágnesezési irány egyaránt valószínű. A mágnesezési görbe meredek részén a domainek hirtelen átfordulással a külső mező irányához legközelebb álló kristálytengely irányába állnak be, (1. 6. b. ábra). Ezen az állapoton túltörténő mágnesezésnél az egyes domain-eken belül az elektronspínok fokozatosan elfordulnak a stabilis irányból a külső mező irányába. (1. 6. c. ábra), amelyhez aránylag nagy mágneses térerősségre van szükség. Az 1. 6. d. ábrán látható mágnesezési görbe mutatja hogy különböző szakaszain belül milyen fajta változások történnek a domain-ekben.



1. 6. ÁBRA

1. 4. A FERROMÁGNESES ANYAGOK JELLEMZŐI

- Mágneses indukció - B

Amennyiben a mágnezt nem vákum, hanem anyaggal kitöltött tér veszi körül, egy anyagfüggő jellemző válik szükségessé, és ez a mágneses indukció (B). Ez a mennyiség határozza meg a tekercs induktív ellenállását, illetve az indukált feszültség nagyságát.

A mágneses indukció az erővonalak ill. indukcióvonalak sűrűsége az anyaggal kitöltött térben.

A mágneses indukció egysége SI - rendszerben TESLA (T) , (1. 11. egyenlet).

$$1 \text{ T} = 1 \frac{\text{Vs}}{\text{m}^2} \quad (1.11)$$

- Mágneses térerősség - H

A mágneses testek maguk körül ~~Y~~ mágneses erőteret létesítenek, ami a térnek olyan állapotban levő része, amelyben megfelelő módon mágneses erőhatások mutathatók ki. A mágneses teret vektorokkal jellemezhetjük. Az erővonalak irányára merőleges egységnyi felületen áthaladó erővonalak száma a térerősség.

Mértékegysége az SI - rendszerben (1. 12. egyenlet).

$$1 \frac{\text{A}}{\text{m}} \quad (1.12)$$

- Mágneses permeabilitás - μ

Az anyag mágnesezhetőségét jellemző mennyiség megegyezik az indukció és a térerősség hányadosával, (1. 13. egyenlet).

$$\mu = \frac{B}{H} \left[\frac{\text{Tm}}{\text{A}} \right] \equiv \left[\frac{\text{Vs}}{\text{Am}} \right] \quad (1.13)$$

Maga a mágneses permeabilitás két mennyiség szorzatából áll, mint ahogyan az 1. 14. egyenletből látható.

$$\mu = \mu_0 \cdot \mu_r \quad (1.14)$$

Ahol μ_0 - vákum mágneses permeabilitása, értéke állandó: $1,256 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Vs}}{\text{Am}}$; míg μ_r - relatív mágneses permeabilitás, amely minden anyagnál más és más, a vákumnál $\mu_r = 1$.

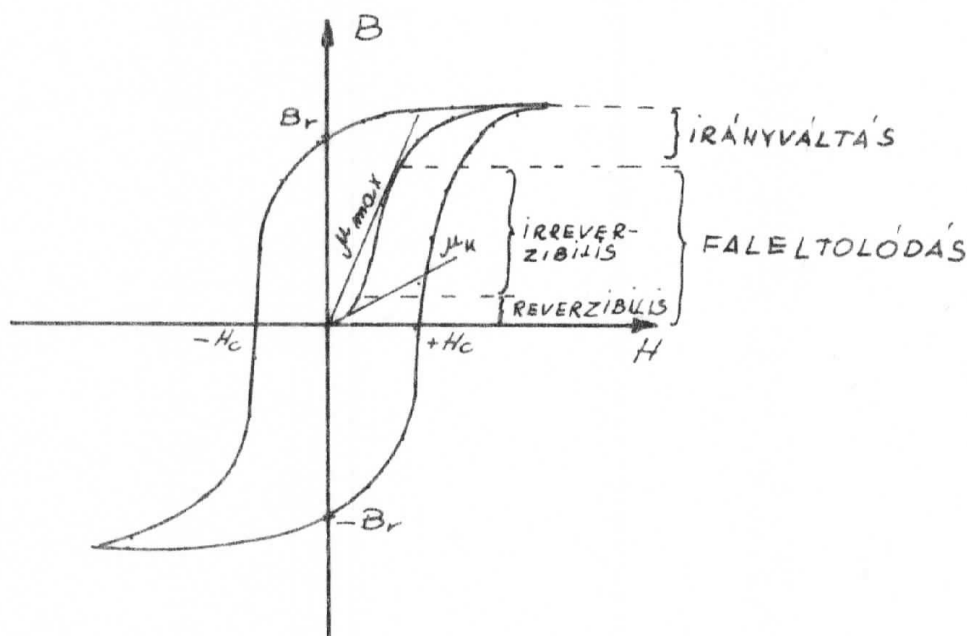
A mágneses permeabilitás értékétől függően az anyagok az alábbi csoportokba sorolhatók;

- diamágneses anyagok $\mu_r \leq 1$
- paramágneses anyagok $\mu_r \geq 1$
- ferromágneses anyagok $\mu_r \gg 1$

- Hiszterézis - $B = f(H)$

A mágnesességben ez azt jelenti, hogy az indukció a térerősség növekedését és csökkenését nem egyformán követi. A mágneses elemi tartományok a gerjesztés befejezésével nem térnek vissza eredeti állapotukba. A B és H közötti összefüggést geometrikailag a hiszterézishurokkal szemléltetjük. A hiszterézishurok nem mutatja a gyakorlat számára szükséges összes lényeges anyagjellemzőt, de közvetlen információt nyújt a; telítésről, hiszterézisről, mágneses kör nyírásáról, és az esetleges anizotrópiáról.

Az 1.7. ábra azt mutatja, miként hoz létre szilárd mágneses anyagoknál a térerősség növekedése először reverzibilis, majd irreverzibilis faleltolódást, és ezután hogyan zajlik le az átbillenési folyamat telítődés közben.



1.7. ÁBRA

Amennyiben az 1.7. ábra szerint megrajzoljuk a kísérleti anyag hiszterézis görbét, a következő mennyiségek határozhatók meg róla;

- koercitív térerősség - H_c -

Az a térerősség amely a megelőző telítést okozó gerjesztés irányával ellentétes - a felmágnesezéséből visszamaradó remanens indukció (B_r), ill. mágnesezettség eltűnéséhez szükséges - gerjesztést tud kifejteni. (A hiszterézishurok és a H tengely metszéspontja).

Ha $B = 0$, akkor $+H_c$ vagy $-H_c$ térerősség uralkodik.

- μ_k - a hiszterézis görbe felvételekor a kezdeti kis térerősség esetében kezdeti mágneses permeabilitásról beszélünk.
- μ_{max} - maximális permeabilitás - ha a görbe inflexiós pontját az összekötjük megkapjuk a maximális permeabilitás értékét.

II RÉSZ

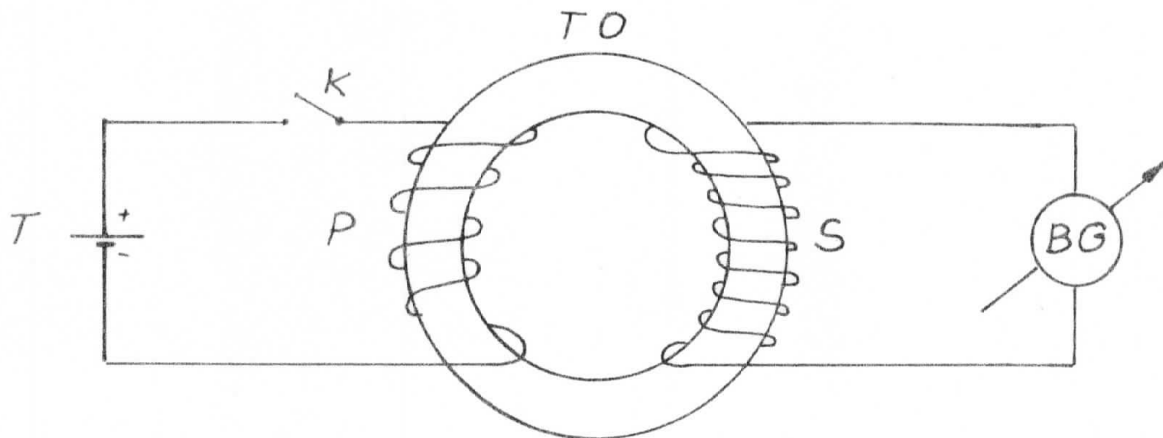
A HISZTERÉZISHUROK FELVÉTELEZÉSE FERROMÁGNESES ANYAGOKNÁL

A hiszterézis felvételezésére különböző módszereket lehet elkészíteni, amelyek közül néhányat ismertetni fogok ebben a fejezetben

2.1. HISZTERÉZISGÖRBE FELVÉTELE BALLISZTIKUS GALVANOMÉTERREL

A mérendő anyagból zárt mágneses kört alakítunk ki, lemezt vagy préselt gyűrű alakú vasmag, vagy a mérendő anyagból készült rúddal lezárt U - alakú vasmag alakjában. A zárt alakú vasmagra két tekercset helyezünk el. A vastagabb huzalból készült primer tekercssel állítjuk elő a mágneses teret. A vasmagban fellépő mágneses fluxust közvetlenül nem tudjuk mérni, csak a fluxus változásokat. Erre a célra egy másik, vékonyabb drótból készült szekunder tekercset is elhelyezünk a vasmagra, és ezt ballisztikus galvanométerrel kötjük össze. A ballisztikus galvanométer kitérése arányos lesz a ΔB fluxus változásával.

Ennek elvi vázlata a 2. 1. ábrán látható.



2. 1. ÁBRA

T - egyenáramú telep

K - kapcsoló, amely a fluxusváltozásokat idézi elő

TO - toroid-gyűrű alakú vasmag

BG - ballisztikus galvanométer, amely a primer tekercs (P) által a szekunder (S) indukált áramerősség értékét méri

Az $n \cdot F$ $[m^2]$ menetfelületű szekunder tekercsben fellépő feszültséglökés U , arányos a ΔB fluxusváltozással;

$$\int_0^t U dt = -n \cdot F \int_{B_1}^{B_2} dB = n F (B_1 - B_2) = n F \cdot \Delta B \quad (2.11)$$

Az 2. 11. egyenletben szereplő feszültséglökés a ballisztikus galvanométeren, az áramkör egy adott R ellenállása mellett, $\mathcal{L}_1$ első kitérést hoz létre, amely a 2. 12. egyenlettel van kifejezve.

$$\int_0^t U dt = K' \mathcal{L}_1 \quad (2.12)$$

A 2. 12. egyenletben szereplő K' , a ballisztikus galvanométer redukciós faktora, amely;

$$K' = \frac{1}{E_b} \quad (2.13)$$

ahol E_b - a feszültséglökés érzékenysége, egysége; $[skr/Vs]$

A 2. 11. és a 2. 12. egyenlet felhasználásával a mágneses indukció változása egyenlő;

$$\Delta B = \frac{K' \cdot \mathcal{L}_1}{n \cdot F} \quad (2.14)$$

Amenyiben a műszer K' redukciós faktorát nem ismerjük, meghatározására segédkísérlet szükséges. A ballisztikus galvanométer körébe m menetszámú r $[m]$ sugarú próbatekercset iktatunk, amelyet egy m' menetszámú l $[m]$ hosszú szoleonid belsejébe helyezünk, mint ahogyan a 3. 1. ábrán mutatja. Ha szoleonidban az áramerősséget $+i$ -ről $-i$ -re változtatjuk, a kölcsönös indukció végett próbatekercsben fellépő feszültséglökés, ugyanazon R ellenállás mellett, a ballisztikus galvanométeren $\mathcal{L}_1'$ első kitérést okoz;

$$\int_0^t U' dt = 2 L_{12} \cdot i = K' \cdot \mathcal{L}_1' \quad (2.15)$$

A tekercsek L_{12} kölcsönös indukciós együtthatója mint ismeretes;

$$L_{12} = \mu_0 \frac{m \cdot m' \cdot r^2 \cdot \pi}{l} \quad (2.16)$$

A 2. 16. egyenlet behelyettesítése a 2. 15. egyenletbe, a keresett redukciós faktor;

$$K' = \frac{2 \cdot \mu_0 \cdot m \cdot m' \cdot r^2 \cdot \pi}{l \cdot \alpha_i} \quad (2.17)$$

Ha a k' -et behelyettesítjük a 2. 14. egyenletbe az indukciós változás;

$$\Delta B = \left[\frac{8 \cdot 10^{-7} \cdot m \cdot m' \cdot r^2 \cdot \pi^2}{l \cdot n \cdot F \cdot \alpha_i} \cdot i \right] \alpha_i [T] \quad (2.18)$$

ahol behelyettesítettük a vákum mágnesi permeabilitásának értékét;

$$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Tm}{A}$$

A zárójeles kifejezés adott esetben állandó, a ballisztikus galvanométer első kitérése tehát arányos a fluxusváltozással;

$$\Delta B = C \alpha_i \quad (2.19)$$

ahol

$$C = \frac{8\pi \cdot 10^{-7} \cdot m \cdot m' \cdot r^2 \cdot \pi^2}{l \cdot n \cdot F \cdot \alpha_i} \cdot i \quad (2.19/a)$$

A gyakorlatban gyűrű alakú tekercset, úgynevezett troidot használunk. Benne a H mágneses térerősség, mivel a troid egy $2R\pi$ hosszúságú szolenoidnak tekinthető

$$H = \frac{NI}{2\pi R} \left[\frac{A}{m} \right] \quad (2.20)$$

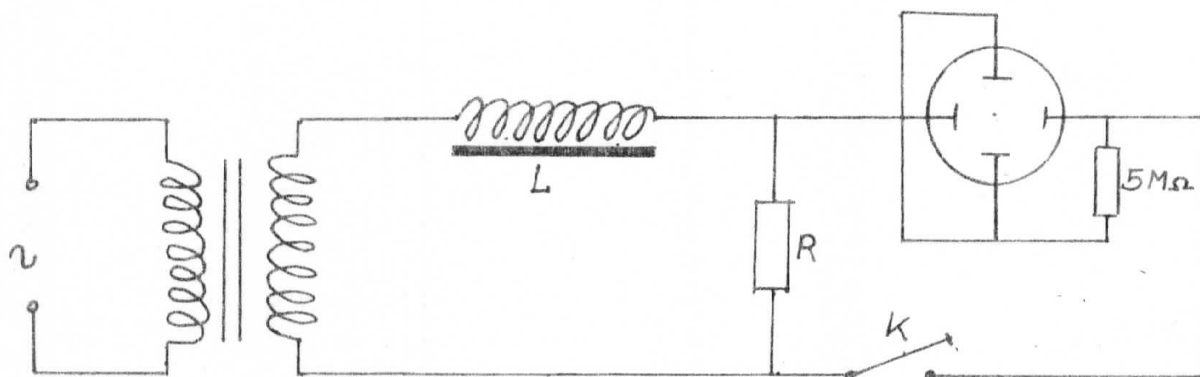
illetve;

$$H = \frac{0,16 \cdot N \cdot I}{R} \left[\frac{A}{m} \right] \quad (2.21)$$

Ahol N primer tekercs menetszáma, I mágnesező áram erőssége A-ban, R - a toroid közepes sugara m-ben kifejezve.

2.2. A HISZTERÉZISHUROK FELVÉTELE OSZCILOSKÓPPAL

- Mágneses kitéréssel - 2. 3. ábrán látható elvi rajz szerint vehetjük fel a különböző anyagokból készült nyitott vasmag hiszterézisgörbáját.



2. 3. ÁBRA

A kapcsolás szerint a függőleges kitérést a mágneses fluxus (Φ) végzi, amely azáltal keletkezik, hogy a kívánt frekvenciájú, megfelelő erősségű váltakozóáram folyik a vizsgálandó magot körülvevő tekercsben (L). Ennek következtében a függőleges kitérés mértéke az indukciónak (B), vagyis a négyzetméterenkénti (q) fluxusnak felel meg.

$$B = \frac{\Phi}{q} \quad (2.22)$$

Az R ellenállás mentén keletkező feszültségesés végzi a vízszintes kitérést, amely arányos a H térerősséggel, tehát, a mágnesezőárammal is. A mágnesező áram és az ellenálláson keletkező feszültségesés egyaránt fázisban van.

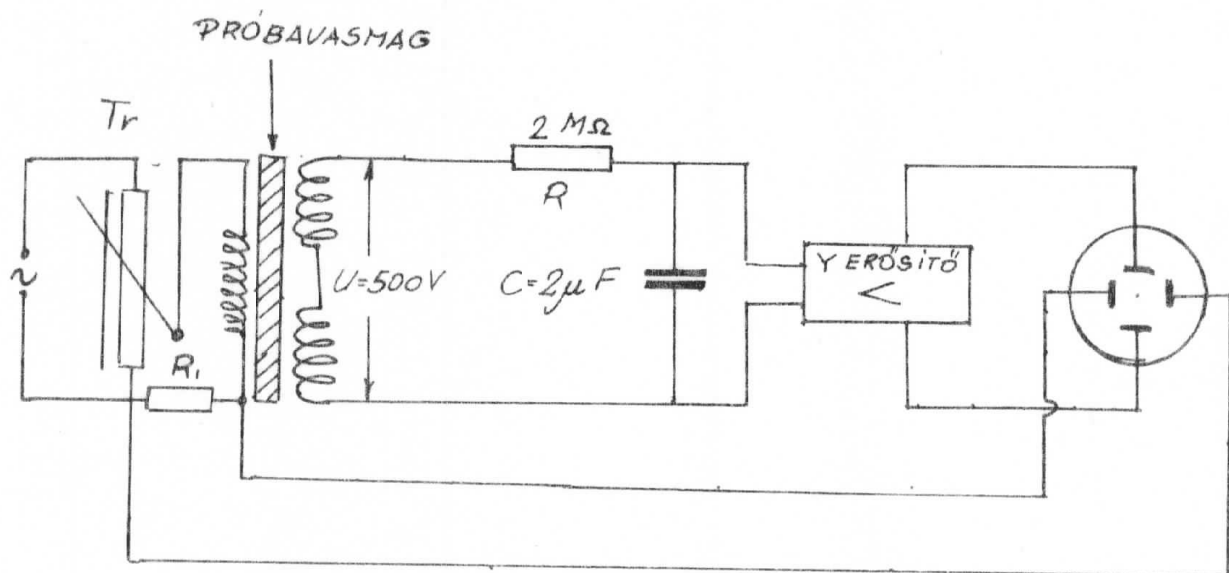
Méréskor a maganyag próbadarabját az L mérőcsévbe dugjuk, és úgy helyezzük az elektronsugárcső ^ehöz képest, hogy a homloklapok párhuzamos legyen a vízszintes kitérőlemezek síkjával. Minthogy a sugárkitérése a mágneses erőterre merőlegesen következik be, a mérőtekercs vázolt elhelyezése a 2. 3. ábrán a kívánt kitérés ~~idézi~~ ^{elő} elő.

A K kapcsoló a bekapcsolt állapotban az ernyőn mindkét irányú kitérés látható. Amennyiben a K nyitott, a sugár csak függőleges irányba tér ki. Ha csak a vízszintes kitérést akarjuk látni a K kapcsolót zárjuk, és a csévét a próbavasmaggal a cső nyakától távolabb helyezzük.

A gerjesztőáram frekvenciája 100 Hz, de lehet ettől eltérő is. Az R ellenállás nagyságát a rendelkezésre álló feszültségtől függően kell meghatározni, mert a rajta átfolyó áramerősség nagyságától függ a vasmag telítettsége. Ezért a kisebb feszültség esetén 10 - 12 Ω -ot, nagyobb feszültség esetén több 100 Ω -os ellenállást használunk.

- Elektrosztatikus kitéréssel

A 2. 4. ábrán látható vázlat szerint az anyagok hiszterézisgörbéjét statikus kitéréssel is előállíthatjuk, tehát bemutathatjuk a B mágneses fluxus változását a H térerősség függvényében.



2. 4. ÁBRA

Amennyiben a vasmag jól zárt (nincs légrés) akkor a H térerősség az ampermenetszámmal arányosnak tekinthető, vagyis az I_p - primeráram a térerősség ábrázolására szolgálhat.

A próbavasmagra két tekercset helyezünk. A primer tekercssel sorba-kapcsolt R_1 ellenálláson fellépő feszültséget vezetjük a vízszintes kitérőlemezekre.

A vízszintes kitérés (H) mértéke;

$$1 \text{ m} = \frac{0,4 \pi N_p}{R_1 \ell k_{xv}} \left[\frac{\text{A}}{\text{m}} \right] \quad (2.23)$$

Ahol; $K_{x\sim}$ - a vízszintes kitérőlemezpárok érzékenysége váltakozó feszültség esetén

R_1 - az előtét ellenállás értéke

N_p - primer menetszáma

l - közepes erővonalak hossza m - ben.

A függőleges sugárkitérésnek a B indukcióval kell arányosnak lennie. Ezt a vasmagon levő mágneses tekercs biztosítja. E tekercs által szolgáltatott feszültség értéke;

$$U_{sz} = K \frac{dB}{dt} \quad (2.24)$$

ahol k - állandó.

Amennyiben ezt a feszültséget nagy R - ellenálláson keresztül vezetjük a C - kondenzátorra;

$$R \gg \frac{1}{\omega C} \quad (2.25)$$

akkor ez integrálódik, vagyis C - kondenzátoron a feszültség;

$$U_c = K' \frac{B}{R \cdot C} \quad (2.26)$$

Az integrálás következtében azonban a feszültség csökken, tehát azt erősíteni kell, hogy a függőleges kitérésre alkalmas legyen.

A szekunder tekercs^{et} célszerű két részre osztani, és úgy elhelyezni, hogy mindkét vége a szélekre kerüljön azért, hogy kb. egyforma kapacitása legyen a primertekercs és a vasmag felé. Szükség esetén a primer és a szekunder tekercs közé árnyékolást kell helyezni hogy a szekunderfeszültség kizárólag csak indukció útján álljon elő.

A függőleges kitérés értéke;

$$I_m = \frac{R \cdot C \cdot 10^8}{N_{sz} \cdot Q \cdot V \cdot K_{y\sim}} [T] \quad (2.27)$$

Ahol; $K_{y\sim}$ - a függőleges kitérőlemezpárok érzékenysége váltakozó feszültség esetén

C - a kapacitás értéke F-ban

R - ellenállás Ω -ban

N_{sz} - szekunder menetszáma

Q - vasmag keresztmetszete

V - az erősítés

A mágnesező áram nagyságát a Tr szabályozótranszformátorral változtathatjuk.

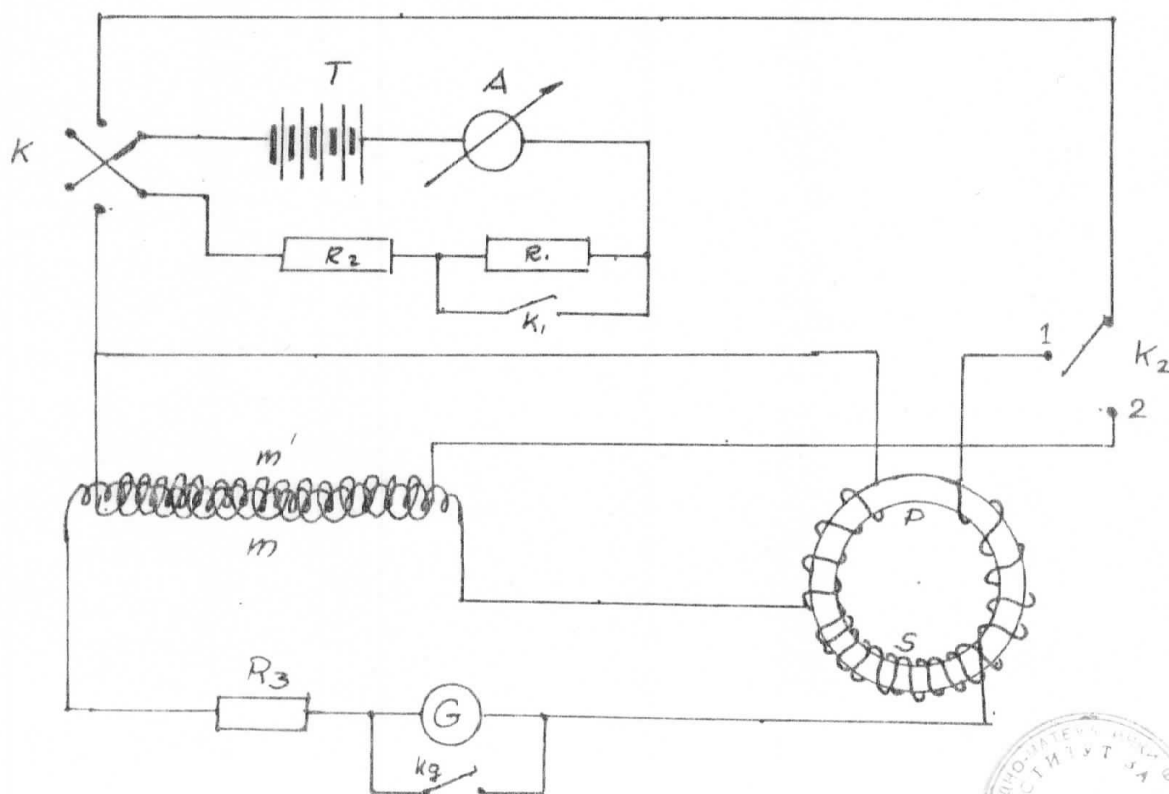
A hiszterézisgörbe felvételekor a rezgésvizsgáló erősítőjének fázis-hibamentesnek kell lennie, mert különben a görbének hurok alakja van.

III RÉSZ

A HISZTERÉZISGÖRBE FELVÉTELE BALLISZTIKUS GALVANOMÉTERREL LÁGYVASBÓL ÉS LEMEZELT VASMAGBÓL KÉSZÜLT TOROIDNÁL

3.1. A KÉSZÜLÉK ELKÉSZÍTÉSE

A második részben leírt mérési módszerek közül a mi Intézetünkben legmegfelelőbbnek találtam a ballisztikus galvanométerrel való mérést. Ehhez a módszerhez, mint ahogyan a 3. 1. ábrán látható, szükségünk van; egy váltókapcsolóra (K), két - és egypólusú kapcsolóra (k_1 , k_2), mikrokapcsolóra (k_g), egyenáramú telepre (T), ballisztikus galvanométerre (G), próbatekercsre (m , m'), a mérendő anyagból kialakított toroidra, reosztátra (R), és ampermérőre (A).



3.1. ÁBR4



A mérés menetének megkönnyítése érdekében a kapcsolókat, az ampermérőt és a próbatekerccset egy dobozban helyeztem el, mint ahogyan a 3. 2. ábrán látható.

A szükséges kapcsolókat, amelyek közül a k , k_1 , és k_2 16 A áramerősséggel terhelhető, a maximálisan 10 A áramerősség mérésére alkalmas ampermérő és a csatlakozók az Iskra gyár készítményei. A dobozt a 3. 2. ábrán látható méretek szerint az Intézet asztalosműhelyében készítettem el 1 cm vastag gyalult deszkából. A kiszabott elemeket faragasztóval ragasztottam össze, és a szükséges lyukakat utólag fúrtam ki. Az egész dobozt fautánczatú tapétával borítottam be. A kapcsolókat 4 mm vastagságú csavarokkal szorítottam fel. Mivel az ampermérő nem érkezett meg időben a gyárból, annak helyét szabadon hagytam, az áram erősségének mérésére pedig külön csatlakozókat iktattam be, amelyekre önálló ampermérő kapcsolható.

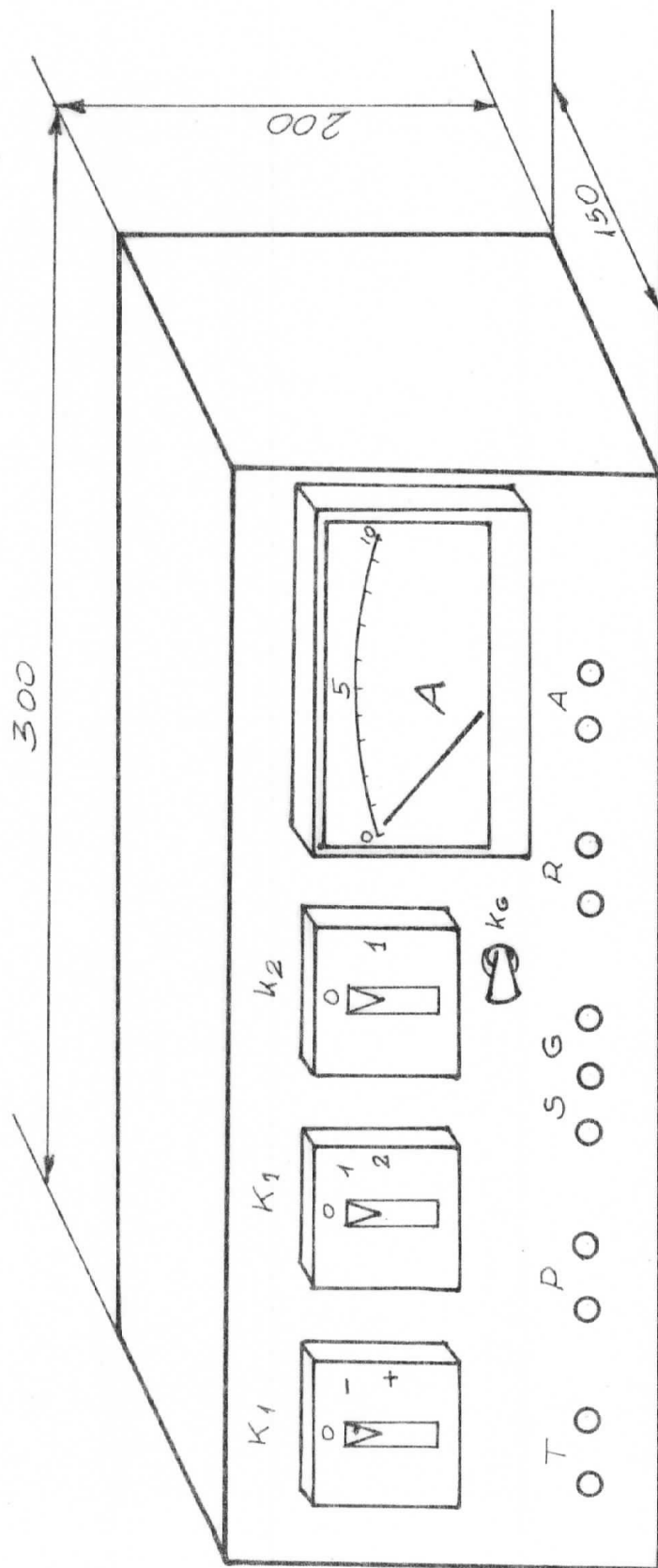
A belső huzalozást $3,5 \text{ mm}^2$ keresztmetszetű PVC-vel szigetelt drótot használtam, amely 16 A-os áramerősséget is kibír melegedés nélkül. A próbatekerccs primerjét (m) $3,5 \text{ mm}^2$ keresztmetszetű drótból készítettem amely 120 menetet tesz ki. A szekunder tekercset (m') $0,75 \text{ mm}^2$ -es szigetelt drótból készítettem, amelyből 615 menetet tekercseltem fel. A próbatekerccs hossza $l = 0,22 \text{ m}$, közepes sugara $r = 15 \cdot 10^{-3} \text{ m}$. A tekercset egy $15 \cdot 10^{-3} \text{ m}$ átmérőjű farúdra tekercseltem fel.

Mint ahogyan a 3. 2. ábrán látható, a telepnek (T), toroid primer (P), és szekunder (S) tekercsének, a ballisztikus galvanométernek (G), és a reosztátnak (R), külön kivezetéseket helyeztem el a doboz elején.

Mint áramforrást először kipróbáltam 40 A-ig terhelhető 12 V-os egyenirányítót, de mivel az egyenirányítás nem teljes mértékű, az egyenfeszültségen észlelhető szinuszos feszültség a nagy érzékenységgű galvanométeren annyira eltorzítja a fényskála mutatóját, hogy a műszer mérésre alkalmatlan. Ezért mint áramforrást két párhuzamosan kötött, 55 Ah, 12 V feszültségű Trepča akkumulátort használtam. Mivel az akkumulátor a névleges amperóra érték 10 % - val terhelhető hosszabb időn át, a két párhuzamos telep 11 A áramerősséggel terhelhető maximálisan.

A Maximális áramerősséget (11 A) az R_3 -as reosztáttal állítható be. De mivel Intézetünk csak 4,5 A-os reosztátokkal rendelkezik, kettőt párhuzamosan kötöttem, hogy a terhelést kibírják. Ugyanígy jártam el az R_4 reosztát esetében is.

A reosztátok PRN 117 típusúak, és 10Ω ellenállásuk van.



3.2.4B2A

Először próbálkoztam olyan galvanométerrel, melynek érzékenységét folyamatosan lehetett növelni. De mivel a mérés alatt ismernünk kell egy skálarésznek amperben kifejezett értékét, ez a galvanométer nem felelt meg. Szabadkáról a Technikai Főiskoláról kérünk kölcsön egy olyan galvanométert, melynek érzékenysége lépcsőzetese változtatható, $1,8 \cdot 10^{-8}$ A-tól $2 \cdot 10^{-7}$ A-ig. A méréseket ezzel a műszerrel végeztem el. Bemeneti ellenállása, $R_3 = 30 \text{ K}\Omega$, amelyet egy dekádós ellenállással, (MA-2102 típus) állítottam be.

A mérések elvégzéséhez két gyűrű alakú vasmagot szereztem be. Az egyik vasmag lemezelte dinamolemezből készült, amelyet a szabadkai Sever villanymotorgyárból kaptam. A másik vasmagot lágyvas anyagból készült 18 mm átmérőjű vasrúdból hajlítattam kováccsal. A gyűrű összeragasztását fehérre izzott állapotban kalapálással végeztük el. Amennyiben hegesztettük volna elektródokkal az anyagot, mivel az elektródák nem lágyvasból ^{készültek}, a gyűrű nem lett volna homogén lágyvas.

Mindkét toroid esetében $3,5 \text{ mm}$ keresztmetszetű szigetelt drótból készült primer tekercset használtam. A szekunder tekercset $0,75 \text{ mm}$ keresztmetszetű szigetelt drótból készítettem el.

A toroidok pontos adatai a 21. és a 25. oldalon találhatók meg.

3.2. A KÉSZÜLEK MŰKÖDÉSÉNEK LEÍRÁSA

A B - H görbe megszerkesztéséhez a ΔH térerősségváltozásnak megfelelő ΔB fluxusváltozásokat kell meghatároznunk, A kapcsolás a 3. 1. ábrán látható.

A P illetve m tekercsekben a k kommutátor kapcsolóval fordítjuk meg az áram irányát. A k_2 kapcsolóval a P tekercs helyett az m szoleonid iktatható be az áramkörbe. Ha a kapcsoló 1-es állásban van, akkor a toroid primer tekercsein halad át az áram, míg 2-es állásnál a szoleonid primer része van beiktatva az áramkörbe. Az áramerősség maximális értékét az R_2 ellenállással állítjuk be, míg a ΔH térerősségváltozáshoz szükséges áramlökés alsó határértékét (I) R_1 ellenállással állítjuk be. A k_1 kapcsoló 1-es állásban az R_1 ellenállását zárja rövidre a maximális I_m mágnesezőáram beállításakor. A k_1 nyitásával hozzuk létre a ΔH mágneses térerősségváltozást okozó $\Delta I = I_m - I$ áramváltozásokat. A kör áramát az A ampermérő méri. A G ballisztikus galvanométer körébe az S és m' tekercsek állandóan

be vannak kapcsolva, hogy az áramkör ellenállása állandó legyen. A k_g kapcsoló rövidre zárja a ballisztikus galvanométer áramkörét, és csak a mérés idejére nyitjuk ki. Ezzel egyrészt a nullhelyzet gyors beállítását érjük el, másrészt a zavaró áramlokésekből eredő ellenkező irányú vagy túl nagy kitérések ellen védjük a műszert.

3.3. A MÉRÉS MENETE

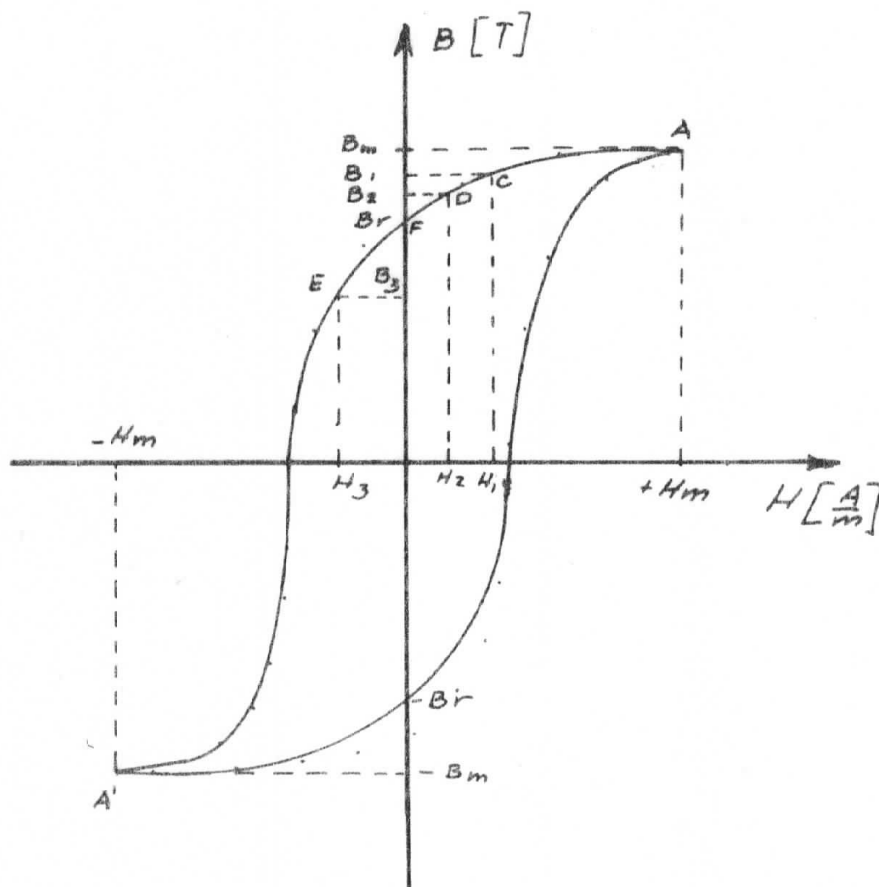
A ΔB fluxusváltozásokat nem a $H = 0$ pontból kiindulva állítjuk elő, mivel a $H = 0$ -hoz tartozó B_r remanens mágnesesség függ a vas előző mágnesezésétől. A H_m maximális térerősségnek megfelelő B_m érték a vas ciklikus átmágnesezésével jól reprodukálható, a 3. ábrán látható hiszterézisgörbe A pontja. A görbe felvételét ezért az A pontból kiindulva végezzük el.

A vasmag ciklikus átmágnesezését a k kommutátor kapcsoló többszöri átfordításával érjük el. Ezután a $2 B_m$ indukciófluxust határozzuk meg. k_1 -et rövidre zárva R_2 -vel beállítjuk a H_m -nek megfelelő I_m mágnesező áramot. Ezzel ciklikusan néhányszor átmágnesezzük a vasat, s a k -t végül a $+I_m$ -nek megfelelő irányba fordítjuk, majd a k_g -t nyitjuk. A k - kommutátor $-I_m$ irányba való átkapcsolásával $\Delta H = 2 H_m$ fluxusváltozás a ballisztikus galvanométeren $\mathcal{L}_m$ első kitérést okoz, amelyből a $2 B_m$ a 2. 18. egyenlet szerint meghatározható.

A görbe egy további, pl. C pontjának meghatározása a következőképpen történik. A k_1 nyitott állapotában R_1 -el például $I = 0,8 \cdot I_m$ áramerősséget állítunk be, majd k_1 -et zárjuk. k_g közben zárva van. A k többszöri átfordításával a vasat ciklikusan átmágnesezzük, s a k -t utoljára ismét a $+I_m$ irányába fordítjuk. A k_g kapcsoló kinyitása után most a k_1 kapcsoló nyitásával hozzuk létre a $\Delta H = H_m - H_1$ térerősségváltozásnak megfelelő $\Delta B = B_m - B_1$ fluxusváltozást, amelyhez a ballisztikus galvanométer $\mathcal{L}_1$ első kitérése tartozik.

A B -t a 2. 18. egyenlet alapján számítjuk ki.

A görbe A - F szakaszán ($H = 0$ -ig) az eljárást hasonlóan folytatjuk tovább.



3.3. ÁBRA

Az $F - A'$ szakaszon az áramerősség nagyságának megváltoztatásával egyidejűleg az irányát is meg kell változtatni, Ezért pl. a $\Delta H = H_m - H_3$ mágneses térerősségváltozást úgy hozzuk létre, hogy az R_1 -el pl. $|I_3| = 0,2 I_m$ áramerősséget állítunk be. A k -t a ciklikus átmágnesezés után a $+I$ irányba fordítjuk, majd k_3 -at nyitjuk. Ezután a k_1 nyitásával egyidejűleg k -t is átfordítjuk $-I_m$ irányába. A ballisztikus galvanométer első kitérése a $\Delta B = B_m - B_3$ fluxusváltozással lesz arányos. Az eljárást a görbe A' pontjáig hasonlóan folytatjuk, ezzel a görbe leszálló ágát határozzuk meg.

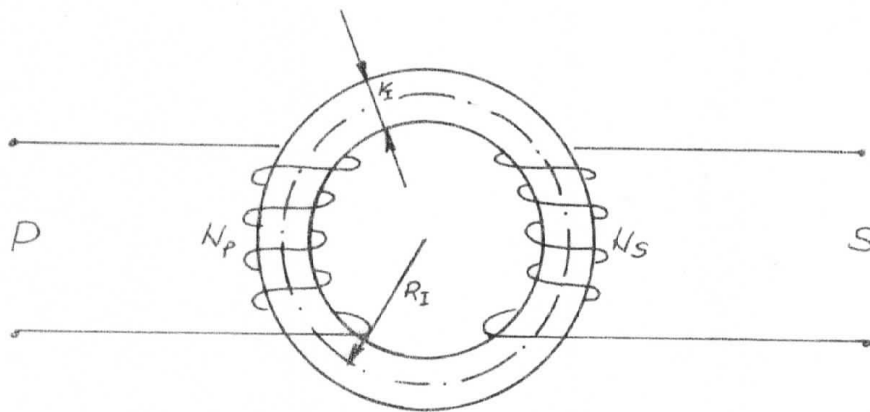
A görbe felszálló ágát az A' pontból kiindulva vesszük fel, tehát k -t a ciklikus mágnesezések után mindig $-I_m$ irányba fordítjuk. Az $A' - F$ szakaszt az $A - F$ -hez, az $F' - A$ szakaszt pedig az $F - A'$ -höz hasonlóan mérjük végig.

A k' redukciós faktor meghatározásához k_2 -t a 2-es állásba kapcsoljuk (szoleonidot beiktatjuk az áramkörbe), és R_2 -vel a tekercsen áthaladó maximális áramot állítjuk be, közben k_1 zárva van. A k_3 kapcsoló nyitása után a K kommutátor átfordításával az áramot $+i$ -ről $-i$ -re változtatjuk, és a ballisztikus galvanométeren leolvassuk az $\mathcal{L}_1$ kitérést. A tekercsek geometriai adatainak meghatározása után a redukciós faktort a 2.19.a. egyenlet alapján meghatározhatjuk. A megfelelő térerősségváltozást a 2. 21. egyenletből számíthatjuk ki.

Az így kapott mérési eredményeket az I és II táblázatban foglaltam össze, amelyekből megrajzolhatjuk az I és II grafikont.

3.4. A MÉRÉSI EREDMÉNYEK LEMEZELT VASMAGOS TOROID ESETÉBEN

A lemezelte vasmagú toroid méretei a 3. 4. ábrán látható rajzról olvashatók le.



3. 4. ÁBRA

$$N_P = 36$$

$$N_S = 295$$

$$R_I = 25 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$r_I = 12,5 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

A mágneses indukció változását a 2. 18. egyenlet alapján számítottam ki;

$$\Delta B = \left[\frac{8 \cdot 10^{-7} \cdot r^2 \pi^2 N_m N'_m \cdot i}{l \cdot N_S \cdot F \cdot \mathcal{L}_1' \cdot q'} \right] \mathcal{L}_1' \cdot q'$$

Ahol; F - a szekunder keresztmetszete a toroidnál
 N_s - szekunder menetszáma
 l - a szolenoid hossza
 i - áramerősség értéke a szolenoidban
 r - szolenoid sugara
 N_m - szekunder menetszáma a szolenoidnál
 N_m' - primer menetszáma a szolenoidnál
 q, q' - egy skálarész értéke a galvanométeren

A lemezelte vasmagú toroidra vonatkozó adatok

$$\begin{aligned} l &= 0,22 \text{ m} \\ r &= 15 \cdot 10^{-3} \text{ m} \\ N_m' &= 615 \\ N_m &= 120 \\ N_s &= 295 \\ F &= \mu_r \pi = 4,9087 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2 \\ \mathcal{L}_1 &= 33 \text{ skr} \\ q &= 1,8 \cdot 10^{-9} \text{ A/skr} \\ i &= 4,5 \text{ A} \end{aligned}$$

$$\Delta B = 3,12 \cdot 10^5 \mathcal{L}_1 \cdot 2 \quad [T] \quad (3.10)$$

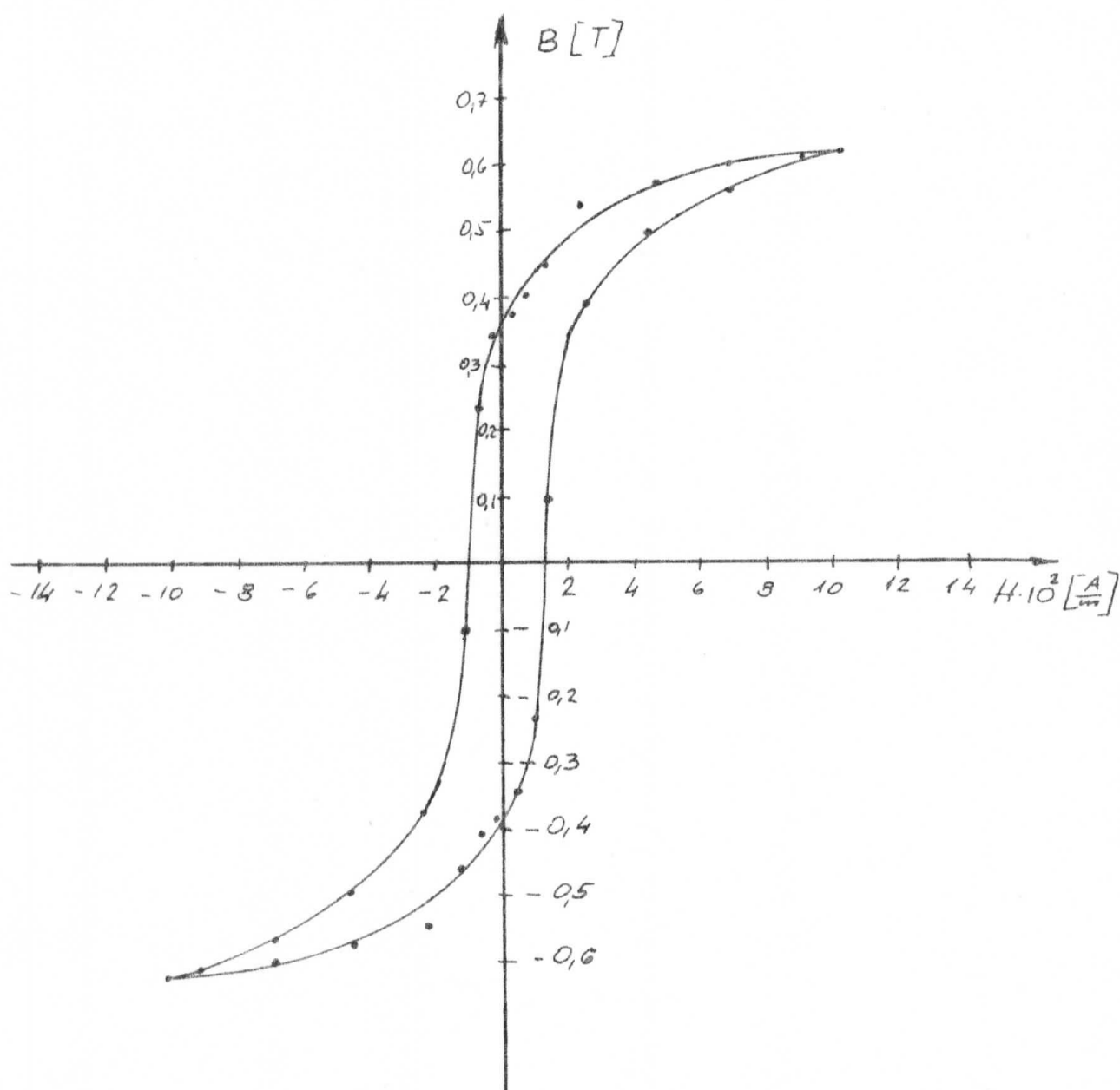
A mágneses indukció értékét a 3. 10. egyenletből minden mérési eredményre kiszámíthatjuk.

A mágneses térerősséget a 2. 21. egyenletből kiindulva határozhatjuk meg. Amennyiben az állandó értékeket egyugyanazon toroidra behelyettesítjük, a következő leegyszerűsített egyenletet kapjuk.

$$H = 2,29 \cdot 10^2 I \quad \left[\frac{A}{m} \right] \quad (3.11)$$

A kiszámított értékek a I táblázatban találhatók meg, amely segítségével megrajzolhatjuk a lemezelte vasmag hiszterézisgörbét az I grafikonon.

$I [A]$	$H \cdot 10^2 [\frac{A}{m}]$	$\mathcal{L}$	$2 [\frac{A}{sr}]$	$\Delta B [T]$	$B_i = B_m - \Delta B [T]$
4,5	10,32	20	$2 \cdot 10^{-7}$	$2B_m = 1,25$	$B_m = 0,623$
4	9,17	11	$1,8 \cdot 10^{-9}$	$6,17 \cdot 10^{-3}$	0,617
3	6,88	38	—//—	$2,13 \cdot 10^{-2}$	0,602
2	4,58	82	—//—	$4,60 \cdot 10^{-2}$	0,577
1	2,29	116	$2 \cdot 10^{-9}$	$7,23 \cdot 10^{-2}$	0,551
0,5	1,15	27	$2 \cdot 10^{-8}$	$1,68 \cdot 10^{-1}$	0,455
0,3	0,69	33	—//—	$2,06 \cdot 10^{-1}$	0,418
0,1	0,23	38	—//—	$2,37 \cdot 10^{-1}$	0,386
-0,1	-0,23	45	—//—	$2,81 \cdot 10^{-1}$	0,343
-0,3	-0,69	62	—//—	$3,87 \cdot 10^{-1}$	0,237
-0,5	-1,15	116	—//—	$7,23 \cdot 10^{-1}$	-0,099
-1	-2,29	16	$2 \cdot 10^{-7}$	$9,98 \cdot 10^{-1}$	-0,374
-2	-4,58	18	—//—	1,12	-0,499
-3	-6,88	19	—//—	1,18	-0,561
-4	-9,17	20	—//—	1,25	-0,624
-4	-9,17	-11	$1,8 \cdot 10^{-9}$	$-6,17 \cdot 10^{-3}$	-0,617
-3	-6,88	-38	—//—	$-2,13 \cdot 10^{-2}$	-0,602
-2	-4,58	-82	$2 \cdot 10^{-9}$	$-4,60 \cdot 10^{-2}$	-0,577
-1	-2,29	-116	—//—	$-7,23 \cdot 10^{-2}$	-0,551
-0,5	-1,15	-27	$2 \cdot 10^{-8}$	$-1,68 \cdot 10^{-1}$	-0,455
-0,3	-0,69	-33	—//—	$-2,06 \cdot 10^{-1}$	-0,418
-0,1	-0,23	-38	—//—	$-2,37 \cdot 10^{-1}$	-0,386
0,1	0,23	-45	—//—	$-2,81 \cdot 10^{-1}$	-0,343
0,3	0,69	-62	—//—	$-3,87 \cdot 10^{-1}$	-0,237
0,5	1,15	-116	—//—	$-7,23 \cdot 10^{-1}$	0,099
1	2,29	-16	$2 \cdot 10^{-7}$	$-9,98 \cdot 10^{-1}$	0,374
2	4,58	-18	—//—	-1,12	0,499
3	6,88	-19	—//—	-1,18	0,561
4	9,17	-20	—//—	-1,25	0,624



GRAFIKON I.

3. 5. A MÉRÉSI EREDMÉNYEK LÁGYVASMAGOS TOROID ESETÉBEN

A lágyvasmagos toroid méretei a 3.4. ábrán látható rajz alapján határozhatók meg;

$$N_p = 101$$

$$N_s = 300$$

(3.12)

$$R_{II} = 65 \cdot 10 \text{ m}$$

$$r_{II} = 15 \cdot 10 \text{ m}$$

A mágneses indukció változását a 2. 18. egyenlet alapján számítottam ki, amelybe a következő adatokat kell behelyettesíteni.

$$l = 0,22 \text{ m}$$

$$r = 15 \cdot 10^{-3} \text{ m}$$

$$N_{m'} = 615$$

$$N_m = 120$$

$$N_s = 300$$

(3.12/a)

$$F = r_{II}^2 \tilde{\mu} = 7,0686 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$$

$$\mathcal{L}_1' = 38 \text{ skr.}$$

$$i = 8 \text{ A}$$

$$q = 2 \cdot 10^{-9} \text{ A/skr.}$$

$$\Delta B = 2,95 \cdot 10^5 \mathcal{L}_1 q [T] \quad (3.13)$$

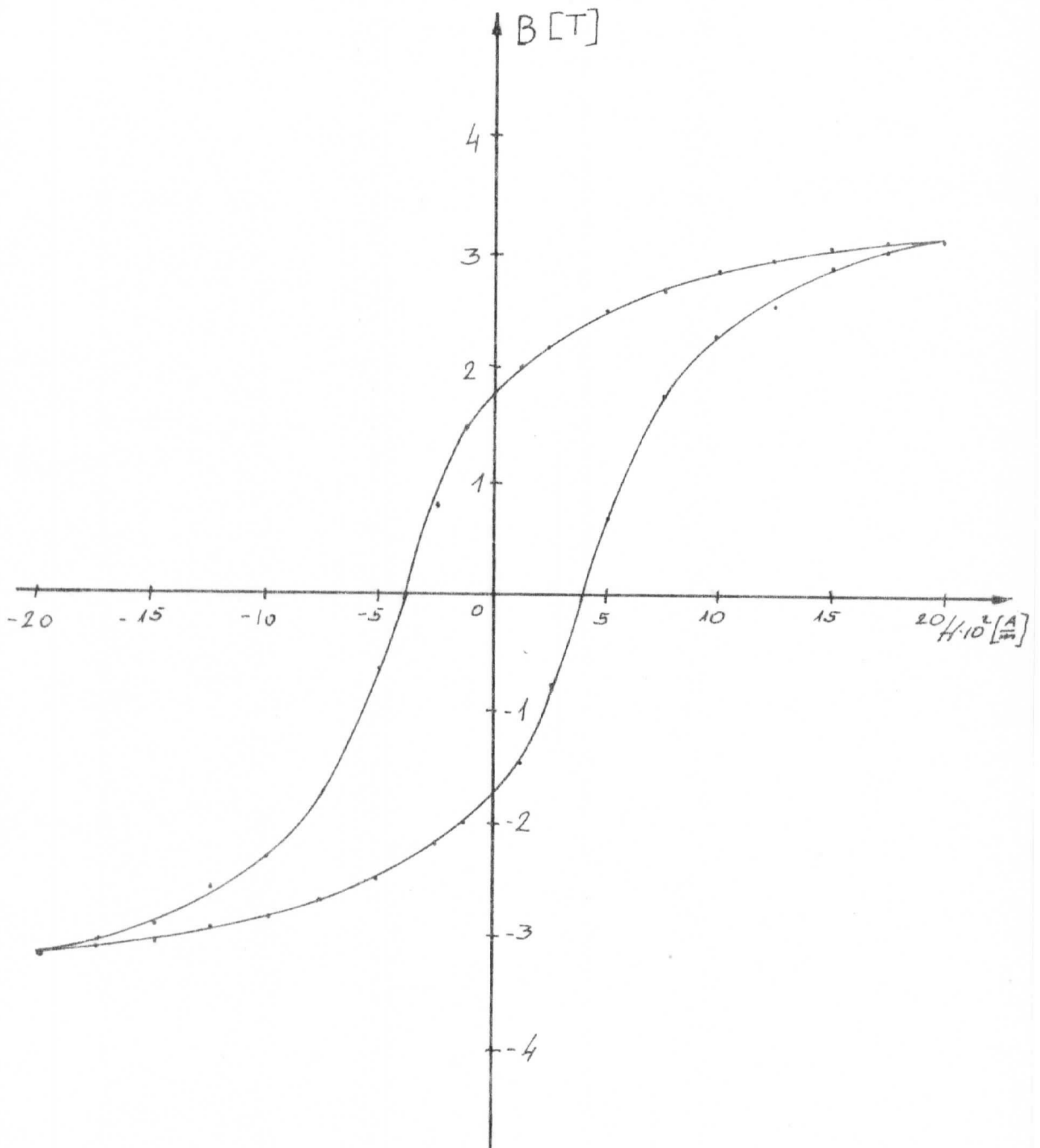
A mágneses indukció változás értékét a 3.12. egyenlet alapján számíthatjuk ki minden mérési eredményre.

A mágneses térerősséget a 2. 21. egyenletből számíthatjuk ki, amit leegyszerűsíthetünk amennyiben a toroid méreteit behelyettesítjük a 3. 12. adatokból.

$$H = 2,47 \cdot 10^2 \cdot I \left[\frac{A}{m} \right] \quad (3.14)$$

A kiszámított értékeket a II táblázat tartalmazza amelyből megrajzoltam a lágyvas hiszterézisgörbét a II grafikonon;

$I [A]$	$H \cdot 10^2 [\frac{A}{m}]$	$\mathcal{L}$	$\mathcal{Z} [\frac{A}{kr}]$	$\Delta B [T]$	$B_i = B_m - \Delta B [T]$
8	19,79	106	$2 \cdot 10^{-7}$	$2B_m = 6,28$	$B_m = 3,14$
7	17,32	44	$2 \cdot 10^{-9}$	$26,03 \cdot 10^3$	3,11
6	14,84	103	— 11 —	$60,94 \cdot 10^3$	3,07
5	12,37	30	$2 \cdot 10^{-8}$	0,18	2,96
4	9,89	50	— 11 —	0,29	2,84
3	7,42	74	— 11 —	0,44	2,70
2	4,95	108	— 11 —	0,64	2,49
1	2,47	16	$2 \cdot 10^{-7}$	0,95	2,19
0,5	1,24	19	— 11 —	1,12	2,01
-0,5	-1,24	28	— 11 —	1,66	1,48
-1	-2,47	41	— 11 —	2,43	0,71
-2	-4,95	64	— 11 —	3,79	-0,65
-3	-7,42	82	— 11 —	4,85	-1,71
-4	-9,89	92	— 11 —	5,44	-2,31
-5	-12,37	96	— 11 —	5,68	-2,54
-6	-14,84	102	— 11 —	6,03	-2,89
-7	-17,32	105	— 11 —	6,21	-3,08
-8	-19,79	-106	— 11 —	$-2B_m = 6,28$	$-B_m = 3,14$
-7	-17,32	-44	$2 \cdot 10^{-9}$	$-26,03 \cdot 10^3$	-3,11
-6	-14,84	-103	— 11 —	$-60,94 \cdot 10^3$	-3,07
-5	-12,37	-30	$2 \cdot 10^{-8}$	-0,18	-2,96
-4	-9,89	-50	— 11 —	-0,29	-2,84
-3	-7,42	-74	— 11 —	-0,44	-2,70
-2	-4,95	-108	— 11 —	-0,64	-2,49
-1	-2,47	-16	$2 \cdot 10^{-7}$	-0,95	-2,19
-0,5	-1,24	-19	— 11 —	-1,12	-2,01
0,5	1,24	-28	— 11 —	-1,66	-1,48
1	2,47	-41	— 11 —	-2,43	-0,71
2	4,95	-64	— 11 —	-3,79	0,65
3	7,42	-82	— 11 —	-4,85	1,71
4	9,89	-92	— 11 —	-5,44	2,31
5	12,37	-96	— 11 —	-5,68	2,54
6	14,84	-102	— 11 —	-6,03	2,89
7	17,32	-105	— 11 —	-6,21	3,08



GRAFIKON 11.

ÖSSZEFOGLALÓ

Ebben a munkámban bizonyosságot nyert, hogy a hiszterézis-görbét toroid alakú vasmagból megfelelő készülékek segítségével igen egyszerű és meglehetősen gyorsan pontról pontra fölvételezhetjük. Az így megrajzolt hiszterézisből különböző mennyiségek állapíthatók meg.

Meghatározhatjuk a;

- remanens mágneses indukció értékét (B_r)
- koecitív térerősség nagyságát (H_c)
- a mágneses permeabilitást

Az általam elvégzett mérésekkel kapott hiszterézisgörbe jellemzői a következők;

Lemezelt vasmag;

$$\begin{aligned} B_r &= 0,38 \text{ T} \\ H_c &= \pm 1,1 \cdot 10^2 \frac{\text{A}}{\text{m}} \\ \mu &= 2,136 \cdot 10^3 \frac{\text{Tm}}{\text{A}} \end{aligned}$$

Lágyvasmag;

$$\begin{aligned} B_r &= 1,75 \text{ T} \\ H_c &= -4 \cdot 10^2 \frac{\text{A}}{\text{m}} \\ \mu &= 1,262 \cdot 10^3 \frac{\text{Tm}}{\text{A}} \end{aligned}$$

A ferromágneses anyagokat felhazsnálják ma az elektrotechnika minden területén;

- rádiótechnikában mint antennák
- számítógéptechnikában - memóriarészek
- különféle transzformátorok (hálózati, hangfrekvenciás transzformátor) vasmagjaként
- mint emelőmágnest
- mágnespárnán haladó járműveknél
- villanymotorok vasmagjaként stb.

I R O D A L O M

- 1.) Bokor Ferenc - Szeless László
Allandómágnesek és alkalmazásaik (Budapest, 1975)
- 2.) Dr Eugen Schaefer
Mágnestechika (Műszaki Könyvkiadó Budapest, 1972)
- 3.) Budó Agoston - Szalai László
Fizikai Laboratóriumi gyakorlatok (Tankönyvkiadó
Budapest, 1967.)
- 4.) Franc X. Eder
Moderne Messmethoden der Physik Teil III (Berlin, 1972)
- 5.) Dr Budó Agoston
Kísérleti fizika II (Budapest, 1972.)
- 6.) Dr Jovan Surutka
Elektromagnetika (Beograd, 1975.)
- 7.) Magyarai Béla
Híradástechnikai Mérések rezgésvizsgálóval (Műsza-
ki könyvkiadó, 1956,)



T A R T A L O M

BEVEZETÉS	1
I RÉSZ	
A FERROMÁGNESES TULAJDONSÁGOK FIZIKAI ALAPJAI	2
1. 1. Az atom felépítése és a mágnesesség	2
1. 2. A mágnesek mikroszkópikus tartománystruktúrája .	3
1. 3. A kristályszerkezet és ferromágnesesség	4
1. 4. A ferromágneses anyagok jellemzői	6
- Mágneses indukció - B	6
- Mágneses térerősség - H	7
- Mágneses permeabilitás -	7
- Histerézis - $B = f(H)$	8
II RÉSZ	
A HISZTERÉZISHUROK FELVÉTELEZÉSE FERROMÁGNESES ANYAGOKNÁL ..	9
2. 1. Histerézisgörbe felvétele ballisztikus galvano- méterrel	9
2. 2. A histerézishurok felvétele oszcilloszkóppal ...	12
- Mágneses kitéréssel	12
- Elektromok kitéréssel	13
III RÉSZ	
A HISZTERÉZISGÖRBE FELVÉTELE BALLISZTIKUS GALVANOMÉTERREL LÁGYVASBÓL ÉS LEMEZELT VASMAGBÓL KESZÜLT TOROIDNÁL	15
3. 1. A készülék elkészítése	15
3. 2. A készülék működésének leírása	18
3. 3. A mérés menete	19
3. 4. A mérési eredmények lemezelt vasmagos toroid ese- tében	21
3. 5. Mérési eredmények lágyvasmagos toroid esetében ..	25
ÖSSZEFOGLALÓ	28
IRODALOM	30