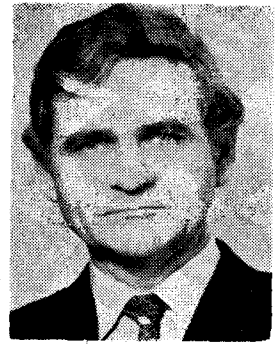


Gránát egykristályok mikrohullámú tulajdonságai és anyag paramétereinek mikrohullámú mérés technikája

DR. CSABA ISTVÁN
TKI



ÖSSZEFOGLALÁS

A cikk a gránát egykristályok mikrohullámú szempontból fontos tulajdonságait foglalja össze, rövid elemzést ad a giromágneses rezonanciafeltetelekről és az anyagparaméterek elvi mérési lehetőségeiről a mikrohullámú frekvencia tartományban. Ismerteti a TKI-ban kidolgozott mérőrendszert és összefoglaló jelleggel megadja az egyes paraméterek meghatározásához szükséges összefüggéseket.

1. Bevezetés

A YIG eszközök egyre szélesebb körű alkalmazása teszi indokolttá a YIG egykristállyal és paramétereinek a mérés technikájával való foglalkozást. A YIG szűrőket, szűrő-limitereket és YIG hangolású oszcillátorokat elterjedten építik be a modern mikrohullámú rendszerekbe, mérőműszerekbe.

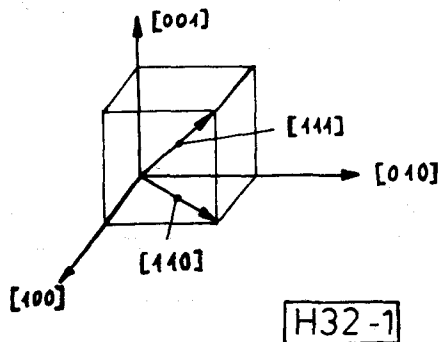
A YIG anyagok legjellemzőbb reprezentánsa az $Y_3Fe_2(FeO_4)_3$ kémiai összetételű YIG anyag, melybe Ga, Al, stb. beötvozésével AlYIG, GaYIG, GaAlYIG-et kapunk. Hasonló tulajdonságú a CBV (Calcium-Bizmut-Vanádium-Gránát) is.

Szabályos, köbös kristályszerkezetű (1. ábra) anizotróp anyag. Könnyű mágnesezési iránya az [111] tengelybe, nehéz mágnesezési iránya a [001] tengelybe esik.

Szuperkemény anyag, megmunkálása különleges technológiát (gyémánt szerszámokat) igényel. Alacsony frekvenciákon lágy mágneses anyagként viselkedik. Giromágneses tulajdonságai teszik lehetővé mikrohullámú alkalmazását.

A giromágneses anyagra a következő paraméterek a jellemzők:

Telítési mágneszettség — M_s , A/m; Curie hőmérséklet — T_c , °C; Anizotrópia konstansok, — K_1 és



1. ábra. Köbös kristályszerkezetű anyag egységcellája a kristálytani tengelyekkel

Beérkezett: 1985. II. 15. (□)

Híradástechnika XXXVI. évfolyam 1985. 7. szám

DR. CSABA ISTVÁN

A BME Villamosmérnöki Kar Híradástechnikai Szakán szerzett diplomát 1966-ban. Villamosmérnök—matematikus szakmérnöki oklevelet szerzett 1972-ben és egyetemi doktori fokozatot 1979-ben. A Távközlési Kutató Intézetben tudományos kutatóként, majd tudományos osztályvezetőként és 1982 óta tudományos főosztályvezetői beosztásban

dolgozik. Fő kutatási területe a mikrohullámú mérés technika és a hozzá kapcsolódó műszer- és eszközfejlesztések. Jelentős eredményeket ért el a ferritmágneses polikristály- és egykristály anyagok mérés technikája területén. Tagja a HTE-nek. Levelező tagja az IEC TC 51 nemzetközi bizottságnak és tagja az IEC TC 51 és az IECQ hazai bizottságainak.

K_2 , VA/m³ (20 °C-nál nagyobb hőmérsékleteken $K_2 \ll K_1$, ezért csak K_1 -et vesszük figyelembe); Giromágneses viszony — γ , m/As; Rezonancia vonalszélesség — ΔH_0 , A/m; Magnetoelasztikus konstansok — λ_{100} , λ_{111} .

Fenti paraméterek értékei függnek az anyag összetételétől, a γ kivételével a hőmérséklettől. A rezonancia vonalszélesség frekvenciafüggő, mért értéke alak és felületi finomság függő is. Polirozott felületű, gömb alakú mintákat alkalmaznak legelterjedtebben a YIG eszközökben. A YIG filmek alkalmazása napjainkban egyre terjed a MIC áramkörökben.

A TKI-ban egy, a 9 GHz-es frekvenciatartományban üzemelő mérőrendszer került kifejlesztésre.

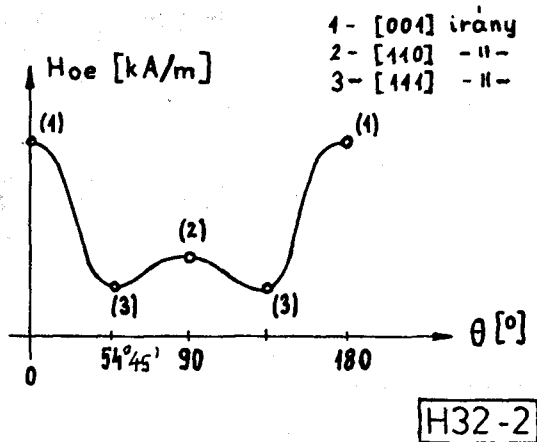
A mérés lehetővé teszi a gránát egykristályok fent említett paramétereinek szobahőmérsékleten történő meghatározását, valamint orientált és botra ragasztott gömbök orientálási pontosságának ellenőrzését. A mérőrendszer mikrohullámú részei csőtápvonalas felépítésűek. A mérő vonal mozgatható rövidzárral lezárt hullámvezető.

A rendszer olyan $\varnothing 0,6$ – $2,0$ mm-es orientálatlan, vagy orientált YIG gömbök mérését teszi lehetővé, melyek rezonancia vonalszélessége 24–300 A/m, telítési mágneszettsége pedig 16–142 kA/m közé esik.

2. Giromágneses tulajdonságok

Az anyag giromágneses viselkedése a következő módon írható le, ha a homogén spin-precesszió gerjed csak a mintában.

A mozgásegyenlethez kiindulva, annak a határfelteteleket kielégítő megoldásai adják a giromágneses



2. ábra. Giromágneses rezonancia orientáltságtól való függése

rezonancia feltételeket, valamint a $\vec{b} = f(\vec{h})$ kapcsolatot.

Az ω_r rezonanciafrekvenciát megadó Kittel-egyenlet a következőképpen módosul az egyes esetekben:

a) A vizsgált YIG mintára nem hat erő, de véges alakú és anizotróp. Ekkor a rezonancia feltétel a következő

$$\omega_r = \gamma \{ [H_{0k} + (N_x + N_x^a - N_z)M_s] \cdot [H_{0k} + (N_y + N_y^a - N_z)M_s] \}^{1/2}, \quad (1)$$

ahol H_{0k} – külső polarizáló mágnesztér, N_x, N_y, N_z – az alaklemagnesezési együtthatók az egyes koordinátatengelyek irányában ($N_x + N_y + N_z = 1$), N_x^a és N_y^a – az anizotrópia hatását leíró együtthatók.

Mindkét lemagnesezési együttható rendszer diagonál tenzor formájában írható fel általános tárgyalás esetén $-\vec{N}$ és \vec{N}^a [2], [4].

Gömb alakú mintára ($N_x = N_y = N_z = 1/3$) az anizotrópia hatásokat figyelembe véve a következő egyszerűsített rezonancia feltételt kapjuk:

$$\omega_r = \gamma \left[H_{0k}^2 + H_{0k} \frac{K_1}{\mu_0 M_s} \left(4 - 5 \sin^2 \Theta - \frac{15}{4} \sin^2 2\Theta \right) \right]^{1/2} \quad (2)$$

ahol μ_0 vákuum permeabilitása és Θ a polarizáló mágnesztér és a minta [001] kristálytani tengelye által bezárt szög az [1, 1, 0] síkban.

Az ω_r -állandó esetben a rezonanciához tartozó mágnesztér értékeket a 2. ábra mutatja Θ függvényében. Az egyes kristálytani tengelyekhez tartozó rezonancia feltételek a következők lesznek, ha a (2) egyenletbe behelyettesítjük Θ aktuális értékeit:

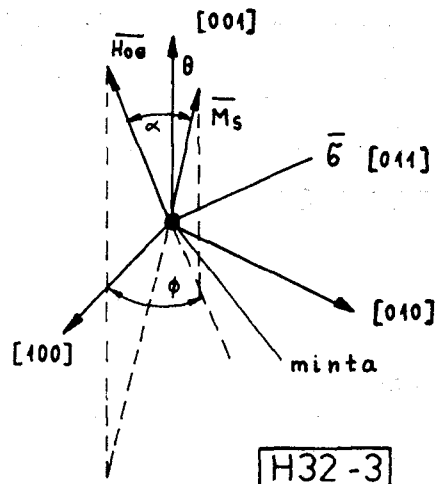
$$\omega_r = \gamma \left(H_{0k}^{[001]} + \frac{K_1}{\mu_0 M_s} \right), \quad \text{ha } \Theta = 0^\circ,$$

$$\omega_r = \gamma \left[\left(H_{0k}^{[110]} + \frac{K_1}{\mu_0 M_s} \right) \left(H_{0k}^{[110]} - \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} \right) \right]^{1/2}, \quad \text{ha } \Theta = 90^\circ, \quad (3)$$

$$\omega_r = \gamma \left(H_{0k}^{[111]} - \frac{4}{3} \frac{K_1}{\mu_0 M_s} \right), \quad \text{ha } \Theta = 54^\circ 45'$$

ahol

$$H_{0k}^{[001]}, H_{0k}^{[110]} \text{ és } H_{0k}^{[111]}$$



3. ábra. A vizsgált minta különböző határfeltételek között

az egyes kristálytani tengelyek irányában rezonanciához tartozó polarizáló mágnesztér értékek.

b) Ha a vizsgált YIG minta gömb alakú, anizotróp és mechanikai feszültség hat rá (3. ábra) a rezonancia feltételek kis mértékű változása tapasztalható. A változás mértéke függ a mintára ható mechanikai feszültségtől, a minta anizotrópia-, valamint *magnetoelasztikus tulajdonságaitól*. Ha a mintára ható feszültség (σ) a [011] irányban hat, akkor a rezonanciafeltételek a következők lesznek különböző irányú H_{0k} -k esetén [5], [6]:

$$\omega_r = \gamma \left[\left(H_{0k}^{[100]} + \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} + \frac{3}{2} \sigma \frac{\lambda_{100}}{\mu_0 M_s} \right)^2 - \left(\frac{3}{2} \sigma \frac{\lambda_{111}}{\mu_0 M_s} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4)$$

amikor a H_{0k} [100] irányú.

$$\omega_r = \gamma \left[\left(H_{0k}^{[110]} + \frac{K_1}{\mu_0 M_s} - \frac{3}{2} \frac{\lambda_{100} - \lambda_{111}}{\mu_0 M_s} \sigma \right) \times \left(H_{0k}^{[110]} - \frac{2K_1}{\mu_0 M_s} + 3 \frac{\lambda_{111}}{\mu_0 M_s} \sigma \right) \right]^{1/2}, \quad (5)$$

ha a H_{0k} [110] irányú és

$$\omega_r = \gamma \left[\left(H_{0k}^{[111]} + \frac{4}{3} \frac{K_1}{\mu_0 M_s} \right)^2 + 3 \sigma \lambda_{111} \left(H_{0k}^{[111]} - \frac{4}{3} \frac{K_1}{\mu_0 M_s} \right) \right]^{1/2}, \quad (6)$$

ha a H_{0k} [111] irányú.

c) Abban az esetben, amikor nem ideálisak a feltételek a mintán belüli homogén spin precesszió létrejöttére, spin hullámok jönnek létre, amelyeknek alacsony hullámszámokhoz tartozó módusai a *magnetoelasztikus* módusok.

A legegyszerűbb módusok az (n, m, θ) számhármassal adhatók meg [2], [3]. Ebben a rendszerben a homogén (eddig tárgyalt) spin precesszióhoz az $(1, 1, 0)$ számhármassal tartozik. Külön jelentőséggel bírnak az $(m+1, m, 0)$ és az $(m, m, 0)$ módusok, mivel frekvencia, ill. mágnesztér függetlenek. Az $(1, 1, 0)$ alaplómódstól vett távolságuk a minta alakjától és telítési

mágnesezettségtől függ. Ez ad lehetőséget gömb alakú minta esetén az M_s meghatározására a mikrohullámú frekvenciatarományban.

A rezonanciáértélt bővíve a magnetosztikus módusok hatásával is, általánosan írható:

$$\omega_r = \gamma \{ [H_{0k}^{(n,m,0)} + (N_x^a - N_z + N_M^{(n,m,0)}) M_s] \times [H_{0k}^{(n,m,0)} + (N_y^a - N_z + N_M^{(n,m,0)}) M_s] \}^{1/2}, \quad (7)$$

ahol $N_M^{(n,m,0)}$ az $(n, m, 0)$ módus rezonanciára gyakorolt hatását leíró tag.

d) A YIG egykristályok felhasználása szempontjából jelentős az alsó határfrekvencia, amelynél még felhasználhatók az anyagok. A mintának telítésig kell mágneseztetni a fenti jelenségek létrehozása céljából. Az alsó határfrekvencia értéke $-\omega_A = -\gamma N_z M_s$, amely alatt a giromágneses rezonanciát adó mágnesztér már nem viszi telítésbe az anyagot.

A másik kritikus frekvencia érték $\omega_{krit} = 2\gamma N_z M_s$, amely felett a mintát tartalmazó eszköz lineáris lesz. $\omega_A \leq \omega \leq \omega_{krit}$ frekvenciatartományban az eszköz ún. ko incidencia limiterként működik.

e) A mozgásegyenlet megoldásaként adódó $\bar{m} = f(\bar{h})$ kapcsolat a következő

$$\bar{m} = \bar{\chi}_k \bar{h}_k = \begin{bmatrix} \chi_{kx} & j\chi_k & 0 \\ -j\chi_k & \chi_{ky} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \bar{h}_k \quad (8)$$

ahol $\bar{\chi}_k$ az ún. külső mágneses szuszceptibilitás tenzor, amely az alak és anizotrópia hatásokat is magában foglalja.

A (8) összefüggés ilyen formában akkor érvényes, ha a mintát telítésig mágnesező polarizáló mágnesztér z irányú. A $\bar{\chi}_k$ részletes kifejtése a [2] és [4] szakirodalmakban található.

Az anyag belső és külső (látszólagos) szuszceptibilitás tenzorai közötti kapcsolat a következő

$$\bar{\chi}_k = [\bar{1} + \bar{\chi}(\bar{N} + \bar{N}^a)]^{-1} \bar{\chi} \quad (9)$$

és

$$\bar{\chi} = \bar{\chi}_k [\bar{1} - (\bar{N} + \bar{N}^a) \bar{\chi}_k]^{-1},$$

ahol $\bar{1}$ — egységtenzor, $\bar{\chi}$ — izotróp anyag belső szuszceptibilitás tenzora.

Gömb alakú mintát feltételezve, valamint elhanyagolva az anizotrópia hatását, amit vizsgálatainkban a fizikai kép lényeges torzítása nélkül megtehetünk, a $\bar{\chi}_k$ elemeire a következő, könnyen kezelhető formulákat kapjuk:

$$\chi_{kx} = \chi_{ky} = \chi_k = \frac{\omega_M T}{2(1 + 4Q_0^2 \delta^2)} [(4Q_0)^{-1} - 2Q_0 \delta - j], \quad (10)$$

$$\chi_k = \frac{\omega_M T}{2(1 + 4Q_0^2 \delta^2)} [- (4Q_0)^{-1} - 2Q_0 \delta - j].$$

Ahol $\delta = (\omega - \omega_0) / \omega_0$ relatív elhangolás, $Q_0 = \omega_0 / \gamma \Delta H_0$ jósági tényező, $\omega_M = \gamma M_s$, $\omega_0 = \gamma H_{0k}$, $\Delta H_0 = 2 / \gamma T$, T spin precesszió lecsengési ideje.

A $\chi_k = \chi'_k - j\chi''_k$ és $\chi_k = \chi'_k - j\chi''_k$ komplex mennyiségek az anyag veszteségei miatt. A ΔH_0 a $\chi''_{max} / 2$ -höz tartozó mágnesterek különbsége, mely szoros kapcsolatban van az anyag veszteségeivel.

3. A paramétermérések elvi alapjai

A mintában disszipált teljesítmény, amikor homogén spin precesszió jön létre benne, a következő formában írható, ha a $\bar{\chi}_k$ elemek ismeretét tételezzük fel

$$P_d = -\frac{1}{2} \omega \mu_0 \text{Im} \left\{ \int_V \bar{\chi}_k \bar{h}_k (\bar{1} - \bar{N} \bar{\chi}_k)^* \bar{h}_k^* dV \right\}, \quad (ii)$$

ahol V_s a minta térfogata, \bar{h}_k^* -a külső gerjesztő RF mágnesztér komplex konjugáltja.

Ha a minta a TE vagy TEM módusú mikrohullámú vonalban $\bar{h}_{ky} = 0$ helyre van téve, méretei kicsik a hullámhosszhoz képest, azaz h_{kx} homogénnek tekinthető a mintában és $h_{kx} = \hat{h}_{kx}$, akkor

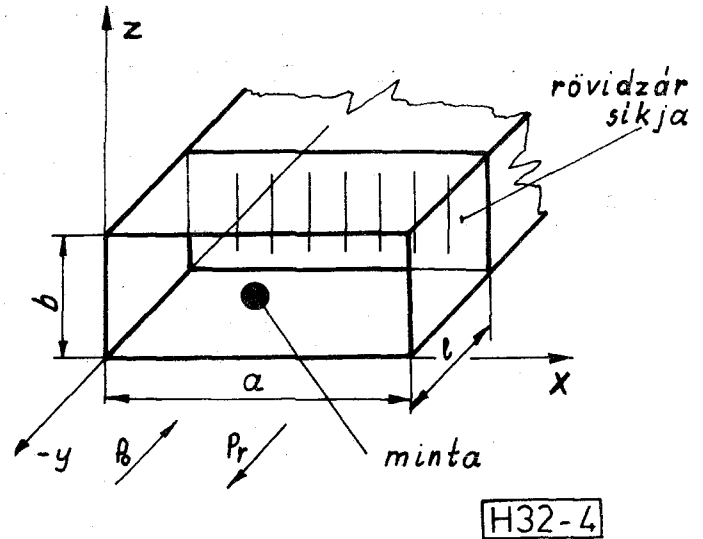
$$P_d = \frac{1}{2} \omega \mu_0 V_s \chi_{kx} |\hat{h}_{kx}|^2 \quad (12)$$

formában írható ahol \hat{h}_{kx} a h_{kx} csúcserőértéke. A mintát gerjesztő \bar{h}_k mágnesztér a mikrohullámú vonalban haladó \bar{h} és a minta, mint mágneses dipólus által kisugárzott mágnesztér — vektor összegeként írható fel közvetlenül a minta közelében.

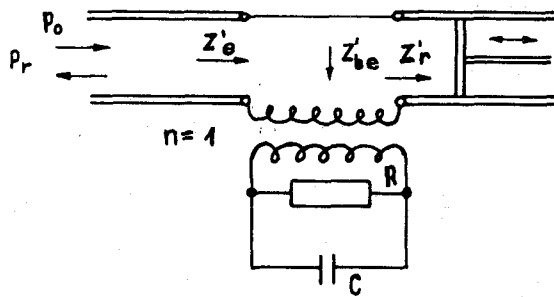
a) Rövidzárral lezárt mérővonalba helyezett minta esetén, ha a mérővonalba TE_{10} módus gerjed (4. ábra), a \bar{h}_k mágnesztér, melybe a minta merül, a következő lesz

$$\bar{h}_k = \begin{bmatrix} (1 - \Gamma_r) \left(1 - jA \frac{m_x}{h_0} \sin \frac{\pi}{a} x \right) h_0 \sin \frac{\pi}{a} x \\ -j(1 + \Gamma_r) \left(1 - A \frac{\lambda_g}{2a} \frac{m_y}{h_0} \cos \frac{\pi}{a} x \right) h_0 \frac{\lambda_g}{2a} \cos \frac{\pi}{a} x \end{bmatrix} \quad (13)$$

ahol Γ_r rövidzár által a minta helyén létrehozott reflexió tényező, h_0 hullámvezetőben a mágnesztér amplitúdója.



4. ábra. Rövidre zárt mérővonalba a behelyezett mintával



H32-5

5. ábra. Rövidre zárt mérővonalba helyezett minta helyettesítő képe

Amikor a minta az ábrán jelölt helyzetben van ($x=a/2, z=b/2$), akkor

$$\bar{h}_k = \hat{i} h_{kx} = \frac{(1-\Gamma_r)h_0}{1+jA(1-\Gamma_r)\chi_{kx}}, \quad A = \frac{2\pi M_s}{a \cdot b \cdot \lambda_g} \quad (14)$$

A (12) és (14) egyenlet alapján

$$P_d = P_0 \frac{4\beta'}{(1+\beta')^2 + 4Q_0^2\delta'^2} \quad (15)$$

ahol β' csatolási tényező, δ' relatív elhangolás és $P_0 = abz_g h_0^2/4$ vonalban haladó mikrohullámú teljesítmény,

$$\beta' = \beta_0 \cos^2 \frac{2\pi}{\lambda_g} l, \quad \beta_0 = A \frac{M_s}{\Delta H_0},$$

$$\delta' = \delta - \frac{\beta_0}{4Q_0} \sin^2 \frac{4\pi}{\lambda_g} l. \quad (16)$$

Látható, hogy mind a csatolási tényező, mind a relatív hangolási paraméter függ a minta és a rövidzár távolságától.

A rendszer az 5. ábrán látható helyettesítő képpel adható meg a (14)–(15) egyenletek alapján.

A vonalban reflektált teljesítmény

$$P_r = P_0 [(\beta' - 1)^2 + 4Q_0^2\delta'^2] / [(\beta' + 1)^2 + 4Q_0^2\delta'^2]. \quad (17)$$

Giromágneses rezonancián P_r minimális lesz:

$$P_{rm} = P_0(\beta' - i)^2 / (\beta' + i)^2 \quad (18)$$

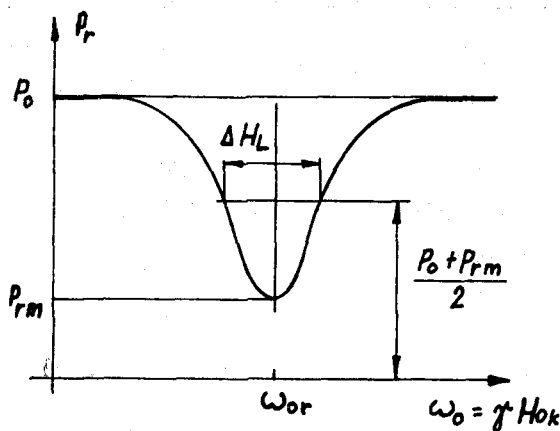
amiből β' meghatározható a csatolás jellegének ismeretében.

A $P_r = f(\gamma H_{0k})$ görbét giromágneses rezonancia környékén a 6. ábra mutatja.

Az 5. ábra helyettesítő képének analízise és a 6. ábra alapján megadhatjuk a mért vonalszélesség – ΔH_L és az ún. terheletlen rezonancia vonalszélesség – ΔH_0 közötti kapcsolatot

$$\Delta H_0 = \frac{\Delta H_L}{1+\beta'} \quad \text{és} \quad \beta' = \frac{1 + \sqrt{P_0/P_{rm}}}{\pm \sqrt{P_0/P_{rm}} - i} \quad (19)$$

b) Transzmissziós mérővonala alkalmazása esetén a fenti gondolatmenet alapján hasonló összefüggéseket kapunk [4].



H32-6

6. ábra. $P_r = f(\gamma H_{0k})$ a giromágneses rezonancia tartományban

4. Mérőrendszer rövidre zárt mérővonallal

A mérőrendszer blokkképe a 7. ábrán látható. A rendszer alkalmas a ΔH_0 , K_1 , λ_{100} , λ_{111} és M_s mérésére, valamint orientált és botra ragasztott YIG gömbök orientálási pontosságának ellenőrzésére. A rendszer paraméterei a következők: mérőfrekvencia: 9140 MHz, stabilitása: $5 \cdot 10^{-6}$ /óra; kimenő RF szint stabilitása: 0,05 dB/20'; csillapításmérés pontossága: 0,1 dB; polarizáló mágnes tér stabilitása: $\pm 1 \cdot 10^{-5}$ /óra; lassú mágnes tér sweep bármely térértéknél; mágnes térmérés pontossága: ± 40 A/m (lock-in rendszert alkalmazva ± 4 A/m); térkülönbség mérési pontossága ± 4 A/m; giromágneses rezonancián a max. csillapításváltozás 8 dB lehet; illetlenségi hibák: $\pm 2\%$.

ΔH_0 mérése történhet a $\chi''_{k \max}$ félértékéhez tartozó mágnesterek közvetlen mérésével, vagy X–Y koordináta íróval ábrázolt rezonanciagörbe alapján.

Közvetlen $(1/2)\chi''_{k \max}$ -hoz tartozó mágnes tér mérés esetén forgócsillapító és referenciaszint indikátort alkalmazva az $(1/2)\chi''_{k \max}$ -hoz tartozó csillapítóállás

$$P_{r1/2}^{\text{dB}} = P_{rm}^{\text{dB}} - 3 + 10 \lg \left[\text{num} \lg \frac{P_0^{\text{dB}} - P_{rm}^{\text{dB}}}{10} + 1 \right], \quad (20)$$

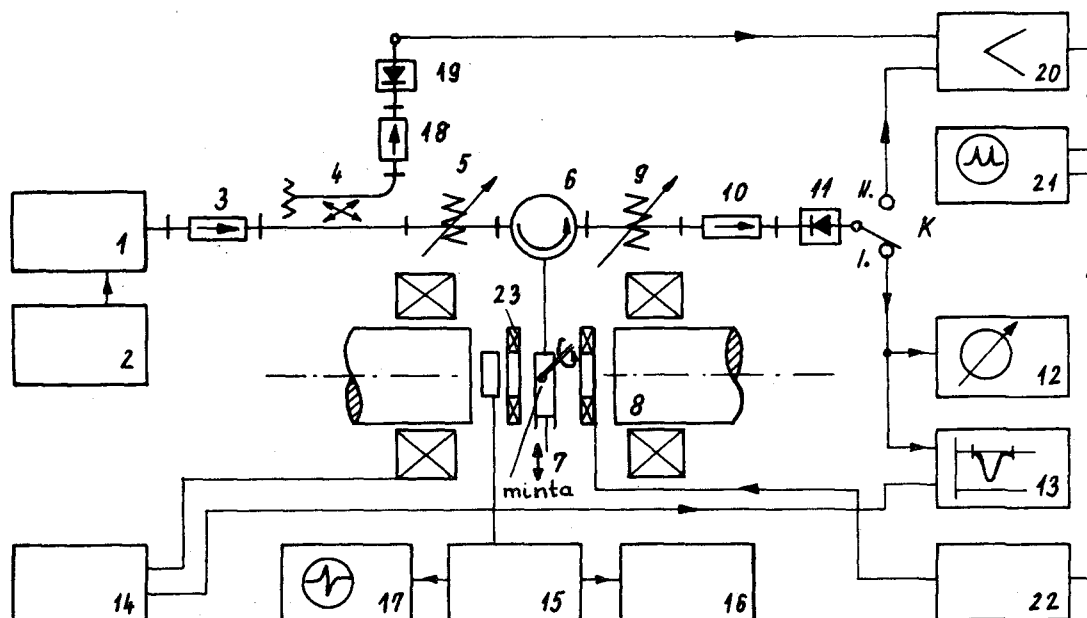
ahol P_{rm}^{dB} – a giromágneses rezonanciához tartozó csillapító állás, P_0^{dB} – a giromágneses rezonanciától távoli esetben a csillapító állása.

A csatolási tényező

$$\beta' = \frac{\text{num} \lg \left[\frac{1}{20} (P_0^{\text{dB}} - P_{rm}^{\text{dB}}) \right] \mp 1}{\text{num} \lg \left[\frac{1}{20} (P_0^{\text{dB}} - P_{rm}^{\text{dB}}) \right] \pm 1} \quad (21)$$

összefüggéssel számítható. A felső előjelek $\beta' < 1$, az alsók $\beta' > 1$ esetben érvényesek.

Anizotrópia konstans mérése orientált mintán történik. Az egyes kristálytani tengelyekhez tartozó



7. ábra. MÉRŐRENDSZER BLOKKSÉMÁJA
 1, 2 – Gunn-oszcillátor és tápegysége; 3, 10, 18 – izolátor;
 4 – iránycsatló; 5 – csillapító; 6 – circulátor;
 7 – mérővonal; 8 – polarizáló elektromágnes, 9 – precíziós csillapító;
 11, 19 – kristályszerelvény; 12 – indikátor; 13 – X–Y koord. író;
 14 – el. mágnes tápegység; 15 – protonrezonanciás mágnesmérő; 16 – digitális frekvencia mérő;
 17 – oszcilloszkóp; 20 – erősítő; 21 – oszcilloszkóp; 22 – hangfrekv. generátor;
 23. térmód. tekercspár

H32-7

rezonanciafeltételek ismeretében a (3) egyenleteket felhasználva

$$\frac{K_1}{\mu_0 M_s} = 0,3 (H_{0k}^{[111]} - H_{0k}^{[001]})$$

és

$$6 \left(\frac{K_1}{\mu_0 M_s} \right)^2 + (4H_{0k}^{[001]} + H_{0k}^{[110]}) \frac{K_1}{\mu_0 M_s} + (H_{0k}^{[001]})^2 - (H_{0k}^{[110]})^2 = 0 \quad (22)$$

alapján a $K_1/\mu_0 M_s$ számítható.

A magnetoelasztikus konstansok meghatározása irányított és mechanikai feszültség alá helyezett mintán végzett mérések alapján történik. A (3, 4, 5, 6) összefüggések alapján

$$\lambda_{100} = \frac{3}{2} \frac{\mu_0 M_s}{\sigma} \delta H_{0k}^{[100]} \quad (23)$$

$$\lambda_{111} = \frac{4}{9} \frac{\mu_0 M_s}{a} \left[\left(i - \frac{K_1}{2\mu_0 M_s H_{0k}^{[110]}} \right) \delta H_{0k}^{[110]} + \frac{1}{2} \left(1 - \frac{2K_1}{\mu_0 M_s H_{0k}^{[110]}} \right) \delta H_{0k}^{[100]} \right] \quad (24)$$

ha $1 \gg \frac{K_1}{2\mu_0 M_s H_{0k}^{[110]}}$ akkor

$$\lambda_{111} \approx \frac{4}{9} \frac{\mu_0 M_s}{\sigma} \left(\delta H_{0k}^{[110]} + \frac{1}{2} \delta H_{0k}^{[100]} \right) \quad (25)$$

míg a (3) és (6) egyenlet alapján

$$\lambda_{111} \approx \frac{8}{13} \frac{\mu_0 M_s}{\sigma} \left(\delta H_{0k}^{[111]} + \frac{1}{12} \delta H_{0k}^{[100]} \right) \quad (26)$$

ahol

$$\delta H_{0k}^{[110]} = H_{0k}^{[100]} - H_{0k}^{[101]}, \quad \delta H_{0k}^{[110]} = H_{0k}^{[110]} - H_{0k}^{[101]}$$

és

$$\delta H_{0k}^{[111]} = H_{0k}^{[111]} - H_{0k}^{[110]}$$

A a index a feszültség alatt levő minta esetén a rezonanciához tartozó mágnesterérték az egyes kristálytani tengely irányokban.

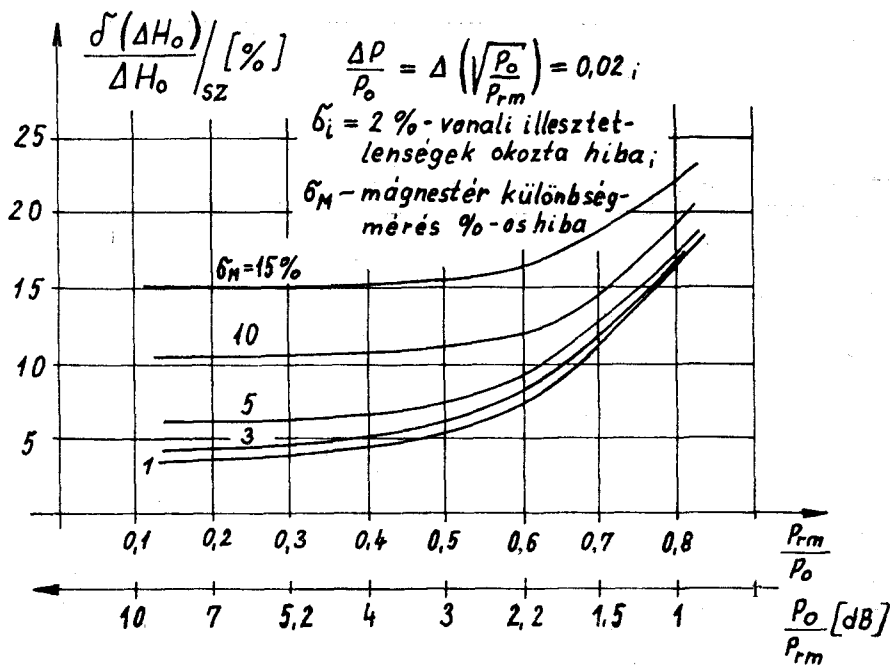
$\sigma = F/A_{\text{eff}}$, $A_{\text{eff}} = 0,85 \cdot \pi \cdot R^2$, F – mintára ható erő, R – YIG gömb sugara.

Telítési mágnesszéttség meghatározása a magnetoelastikus módusok egymástól vett távolságainak ismeretében történik a módusok azonosítása után [3], [4]. A (7) egyenlet alapján gömb alakú mintára a következő összefüggést kapjuk

$$M_s = \frac{H_{0k}^{(n,m,0)} - H_{0k}^{(1,1,0)}}{N_M^{(n,m,0)} - 1/3} \quad (27)$$

$$N_M^{(n,m,0)} = \frac{m}{2m+1}, \quad \text{ha } n=m,$$

$$N_M^{(n,m,0)} = \frac{m}{2m+3}, \quad \text{ha } n=m+1,$$



8. ábra. ΔH_0 mérési pontosságának változása a P_{rm}/P_0 fo.-ében különböző relatív hibák esetén (illesztéltenségi hiba $\sigma_i = 2\%$, rel. teljesítmény ingadozás $-\Delta P/P_0 = 0,02$, mágnes tér-különbség mérési hiba $-\sigma_M, \%$)

H32-8

ahol $H_{0k}^{(n, m, 0)}$ az $(n, m, 0)$ rezonanciahelyéhez tartozó mágnes térérték.

Orientálás ellenőrzése orientált mintákon történik a 2. ábrán látható görbe szerinti szélső értékek geometriailag helyes elrendezésének vizsgálatával. A két könnyű mágnesezési irányhoz $[111]$ tartozó $H_{0k}^{[111]}$ térnek meg kell egyeznie helyes orientáltság esetén.

5. Mérési eredmények és következtetések

A fentiekben analizált mérések elvégzésére a mérőrendszer alkalmas. Az ellenőrző mérések azt mutatják, hogy az elvileg számított hibahatáron belül vannak azok az eredmények, melyek értékeit első sorban a mérőrendszer műszaki paraméterei befolyásolják [1], [4], [6].

Megállapítható, hogy a ΔH_0 mérési hibája $< \pm 10\%$, de függ az aktuális mért értéktől, mint az a 8. ábrán látható.

A $K_1/\mu_0 M_s$ mérési eredmények általában 30%-kal kisebbek, mint a statikus módszerrel (RSMM) mért értékek, melynek oka a mérések nem azonos határfeltételeiben rejlik. A telítési mágneszettség mérési eredmények 10%-nál kisebb mértékben térnek el a

statikus mérési módszerekkel (VSMM és mágneses inga) kapott értékektől. A mérési bizonytalanság ± 300 A/m-nél nem nagyobb. A λ_{100} és λ_{111} mérési eredmények hibahatáron ($\pm 10\%$) belül megegyeznek a szakirodalomban közltekkel.

I R O D A L O M

- [1] Csaba I.: Gránát egykristályok jellemző paramétereinek mérése a mikrohullámú frekvencia tartományban. TKI Közlemények, 1977. 2. szám. 13–48. old.
- [2] Dr. Almássy Gy.: Mikrohullámú kézikönyv. Műszaki Könyvkiadó, 1975.
- [3] B. Lax, K. J. Button: Microwave Ferrites and Ferrimagnetics. McGraw-Hill Book Company, Inc. 1962.
- [4] Csaba I.: Gránát egykristályok mágneses paramétereinek meghatározása és vizsgálata a mikrohullámú frekvencia tartományban. Doktori értekezés, 1978.
- [5] A. B. Smith: A Ferrimagnetic Resonance Method of Measuring Magnetostriction Constants. Rev. of Sci. Instr. Vol. 39. No. 3. 1968 pp. 378–385.
- [6] Csaba, I.: Several Remarks on Measurements of Magnetoelastic Constants of pure and doped YIG Single Crystal Materials. Proc. of International Conference on Microwave Ferrites. Szmolence, CSSR. 1984. pp. 307.