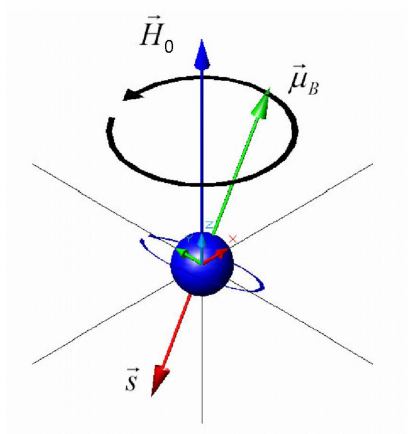


VILNIAUS UNIVERSITETAS
Radiofizikos katedra



Feromagnetinis rezonansas feritiniame rutuliuke

Mikrobangų fizikos laboratorinis darbas Nr. 12

Paruošė doc. V. Kalesinskas

Vilnius 2005

Turinys

Metodiniai nurodymai.....	4
NEAPGREŽIAMIEJI FERITINIAI MIKROBANGŲ ĮRENGINIAI	5
Feromagnetinis rezonansas	5
Mikrobangų feritiniai filtrai	9
Literatūra.....	10

Laboratorinis darbas Nr. 12

Feromagnetinis rezonansas feritiniame rutuliuke

Darbo tikslas. Susipažinti su neapgręžiamųjų feritinių mikrobangų įrenginių veikimo principais ir ištirti feromagnetinį rezonansą feritiniame rutuliuke.

Darbo užduotis

1. Išmatuoti feromagnetinio rezonanso rutuliuke dažnio priklausomybę nuo išorinio magnetinio lauko stiprio H_0 . Tyrimus atlikti 1,2 ÷ 1,8 GHz dažnių intervale. Apskaičiuoti šią priklausomybę, kai vidinio išmagnetinančiojo lauko stipris yra $3,58 \cdot 10^{-6}$ A/m.
2. Išmatuoti feromagnetinio rezonanso juostos plotį ΔH . Matavimus atlikti vienam mikrobangų dažniui. Įvertinti rezonatoriaus kokybę. Pagal šį rezultatą apskaičiuoti magnetinio momento relaksacijos trukmę.

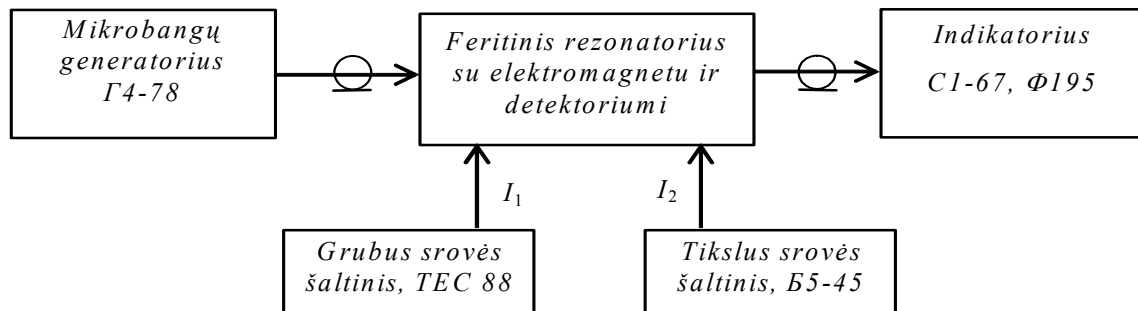
Atsiskaitant pateikiami šie rezultatai:

1. Feromagnetinio rezonanso dažnio priklausomybės nuo magnetinio lauko stiprio matavimų ir skaičiavimų grafikai.
2. Feromagnetinio rezonanso kreivės prie fiksuoto mikrobangų dažnio matavimų grafikas.
3. Rezonatoriaus kokybės ir magnetinio momento relaksacijos trukmės skaičiavimų rezultatai.

Literatūra

1. Специальный физический практикум. Ч. 3. под ред. А.А. Харламова. – Москва: Моск. Унив., 1977, С. 77-95.
2. V. Ivaška. Elektromagnetiniai reiškiniai magnetikuose. – Vilnius: VU, 1989, 108 p.
3. А.Г. Гуревич. Ферриты на сверхвысоких частотах. - Москва: ГИФМЛ, 1960, С. 13-26, 41-64.
4. А.А. Преображенский, Е.Г. Бишард. Магнитные материалы и элементы. Уч. Пособ. – Москва: ВШ. 1986, 352 с.
5. А. Д. Григорьев. Электродинамика и техника СВЧ.- Москва: Высшая школа, 1990. С. 314-316.

Metodiniai nurodymai



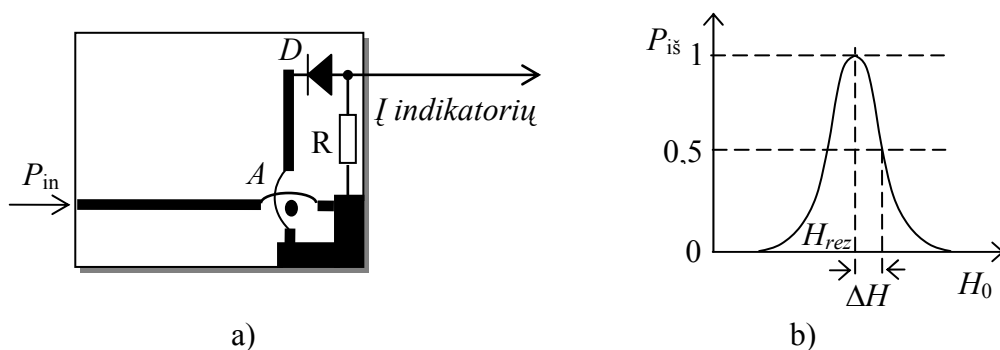
1U pav. Struktūrinė tyrimų įrenginio schema.

Aukšto dažnio signalas (1U pav.) iš mikrobangų generatoriaus patenka žadinančiąją kilpelę (2U pav. (a)), o sužadintas, dėl įmagnetinto feritinio rutuliuko A , per statmeną pirmajai kilpelę antrinėje linijoje detekuojamas detektoriumi D ir jo gaubtinė patenka į indikatorių. Detektoriaus apkrovos varža $R = 10 \text{ k}\Omega$.

Magnetinis laukas kuriamas elektromagnetu, kuriame yra dvi apvijos – „grubioji“ ir „tikslioji“. Kiekvienai jų maitinti naudojami atskiri srovės šaltiniai. Apvijų sukurtas laukas $\mathbf{H}_0 = \mathbf{H}_1 + \mathbf{H}_2$. Laukai yra tiesiškai proporcingi apvijų srovėms: $\mathbf{H}_1 = k_1 I_1$, $\mathbf{H}_2 = k_2 I_2$, o $k_1 = 18 \cdot 10^4 \text{ [1/m]}$; $k_2 = 2,8 \cdot 10^3 \text{ [1/m]}$.

Eksperimentą atliekame taip. Sujungiame prietaisus ir įjungiamo indikatorių. „Grubiąją“ srovę nustatome 650 mA, o tiksliąją – 100 mA. Įjungiamo generatorių ir nustatome maksimalią galią. Keisdami dažnį surandame feromagnetinį rezonansą. Nustatome rezonansinį dažnį. Pirmąją užduotį atliekame naudodami tikslųjį srovės šaltinį I_2 . Grubiojo šaltinio srovė I_1 parenkama tokiu būdu, kad didinant I_2 intervale nuo 0 iki 500 mA gautume aiškų rezonansinio dažnio kitimą. Tokiu būdu gaunama priklausomybė $\nu = f(H_0)$. Pagal žinomą vidinio išmagnetinančiojo lauko stiprį $H_{i\text{sm}}$ paskaičiuojama teorinė rezonansinio dažnio priklausomybė nuo magnetinio lauko: $\nu = \gamma(H_0 - H_{i\text{sm}})$.

Antroji užduotis atliekama pasirinkus rezonansinį dažnį ir srovę I_1 tokius, kad keičiant I_2 gautume rezonansinę kreivę, panašią į pateiktą 2U (b) paveikslėlyje:



2U pav. Feritinio rutuliuko žadinimas (a) ir perduodamos galios priklausomybė nuo įmagnetinančio lauko stiprio (b).

Iš gautos rezonansinės kreivės nustatoma ir apskaičiuojama magnetinio momento relaksacijos trukmė $\tau = 1/(\alpha\gamma H_{rez})$. Čia $\Delta H = 2\alpha H_{rez}$, iš kurios gauname $\alpha = \Delta H / (2H_{rez})$.

NEAPGRĘŽIAMIEJI FERITINIAI MIKROBANGŲ ĮRENGINIAI

Šiuolaikiniuose mikrobangų įrenginiuose plačiai taikomos magnetinės medžiagos - feritai (kristalinės struktūros metalų oksidų junginiai). Jų įmagnetėjimo dydis (tūrio vieneto magnetinis momentas) priklauso nuo metalo jonų elektronų magnetinių momentų sukompensavimo. Tarp šių elektronų vyksta stipri pakaitinė sąveika, dėl kurios susidaro tvarki magnetinių momentų orientacija ir atsiranda savaiminis įmagnetėjimas. Makroskopinės teorijos požiūriu feritų magnetinės savybės panašios į feromagnetikų savybes, tačiau juose laisvųjų elektronų nėra ir dėl to jų savitoji varža yra didelė, maždaug $10^5 \div 10^{13} \Omega \cdot \text{cm}$. (Palyginimui, geležies savitoji varža yra $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}$). Kintamasis elektromagnetinis laukas į feritus prasiskverbia $10^5 \div 10^9$ kartų giliau negu į metalinius feromagnetikus ir netgi milimetriniam diapazone siekia keletą centimetrų.

Dėl didelio įmagnetėjimo ir lauko prasiskverbimo gylis vyksta stipri mikrobangų magnetinio lauko sąveika su feritu. Šių medžiagų pagrindu veikia visa eilė mikrobangų prietaisų:

- 1) neapgręžiamieji bangolaidiniai įrenginiai, pagrįsti nevienodom tiesioginės ir atgalinės bangos sklaidimo sąlygomis;
- 2) įrenginiai su sparčiai keičiamais parametrais (perjungikliai, modulatoriai, perderinamos rezonansinės sistemos).

Visų šių įrenginių veikimas pagrįstas anizotropinėmis įmagnetinto ferito savybėmis. Bangų sklaidimo sąlygos įmagnetintuose ferituose priklauso nuo sklaidimo krypties ir nuolatinio magnetinio lauko stiprio, dėl to šias sąlygas galima keisti plačiose ribose.

Feromagnetinis rezonansas

Prieš pradėdami nagrinėti elektromagnetinių bangų sklaidimą feritinėje aplinkoje, išsiaiškinsime kaip yra susieti kintamojo lauko magnetinė indukcija ir magnetinio lauko stipris t.y. apibrėšime magnetinę skvarbą. Tam pasinaudosime įmagnetėjimo \mathbf{M} judėjimo lygtimi, kuri iš analogijos su elektrono magnetinio momento judėjimo lygtimi užrašoma taip:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = -\mu_0 \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}, \quad (1)$$

čia \mathbf{H} yra visų įmagnetėjimą veikiančių laukų suma, $\gamma = \frac{|\vec{\mu}_B|}{|\vec{s}|} = \frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ [C/kg]}$

elektrono sukinio giromagnetinis santykis, e – elektrono krūvis, m – elektrono masė, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ [H/m]}$.

Panagrinėsime savuosius įmagnetėjimo virpesius begalinėje feritinėje aplinkoje, įmagnetintoje iki soties vienalyčiu nuolatinio lauku \mathbf{H}_0 . Nesant magnetinio lauko ši aplinka yra izotropinė. Pasirinksimė stačiakampę koordinačių sistemą, kurios z ašis nukreipta išilgai nuolatinio magnetinio lauko \mathbf{H}_0 (1 pav.). Laikydami, kad savieji virpesiai nuo laiko priklauso pagal harmoninį dėsnį, užrašysime įmagnetėjimą tokia forma:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M}_0 + \mathbf{m} \cdot e^{i\omega_0 t}, \quad (2)$$

kurioje ω_0 yra savitasis sistemos dažnis; \mathbf{M}_0 - nuolatinis įmagnetėjimo sandas; \mathbf{m} - kintamasis įmagnetėjimo sandas. Įstatę (2) išraišką į (1) gauname dvi lygtis:

$$\begin{aligned}\mathbf{M}_0 \times \mathbf{H}_0 &= 0; \\ i\omega_0 \mathbf{m} &= -\mu_0 \gamma \mathbf{m} \times \mathbf{H}_0.\end{aligned}\quad (3)$$

Pirmoji nusako pusiausvyros sąlygą $\mathbf{M}_0 \parallel \mathbf{H}_0$, o antroji - įmagnetėjimo svyravimus apie pusiausvyros padėtį.

Užrašę (3) sistemos antrosios lygties projekcijas koordinačių ašyse, gauname lygčių sistemą:

$$\begin{aligned}i\omega_0 m_x + \mu_0 \gamma H_0 m_y &= 0, \\ -\mu_0 \gamma H_0 m_x + i\omega_0 m_y &= 0, \\ m_z &= 0,\end{aligned}\quad (4)$$

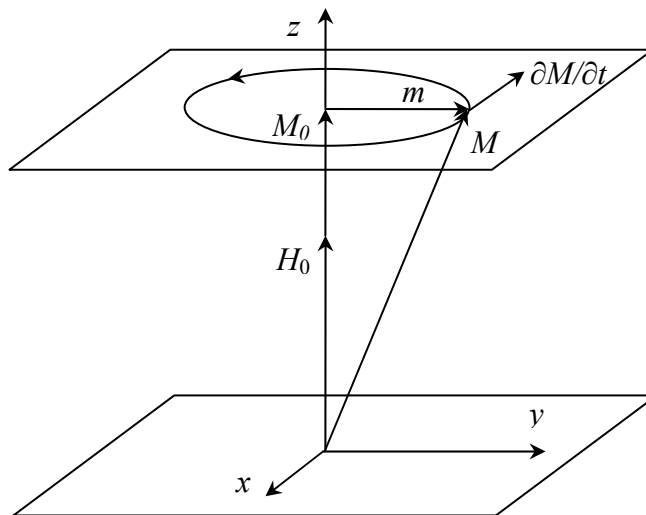
kurioje m_x, m_y, m_z įmagnetėjimo kintamojo sando projekcijos koordinačių ašyse. Iš (4) lygčių sistemos suderinamumo seka savitojo dažnio išraiška

$$\omega_0 = \mu_0 \gamma H_0. \quad (5)$$

Ją įstatę į vieną iš (4) sistemos lygčių, gauname sąryšį tarp atskirų įmagnetėjimo sandų

$$m_y = -im_x. \quad (6)$$

Iš (5) ir (6) seka, kad įmagnetėjimo savuosius virpesius sudaro dešininė ciklinė įmagnetėjimo vektoriaus \mathbf{M} precesija apie nuolatinį lauką \mathbf{H}_0 . Jos dažnis ω_0 (1 pav.).



1 pav. Įmagnetėjimo vektoriaus precesija.

Panagrinėsime mažus priverstinius įmagnetėjimo svyravimus. Feritinę aplinką veikia kintamasis ir nuolatinis magnetiniai laukai, t. y. $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}_0 e^{i\omega t}$. Paprastai kintamasis lauko sandas būna daug mažesnis už nuolatinį. Pirmosios lygties sprendinio ieškosime tokia

pavidale:

$$\mathbf{M} = \mathbf{M} + \mathbf{m} e^{i\omega t}. \quad (7)$$

Kintamojo magnetinio lauko sando mažumas reiškia, kad $|h| \ll H_0$, $|m| \ll M_0$. (1) lygtį spręsimė tiesiniam priartėjime (atmesime mažus antros eilės dydžius m ir h atžvilgiu). Tuomet kintamojo magnetinio lauko indukcija $\mathbf{b} = \mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m})$ išreiškiama taip [1]:

$$\begin{aligned} b_x &= \mu h_x + i\mu_a h_y, \\ b_y &= -\mu_a h_x + i\mu h_y, \\ b_z &= \mu_z h_z. \end{aligned} \quad (8)$$

Taigi, kintamosios magnetinės indukcijos sąryšis su lauku $\mathbf{b} = \hat{\mu}\mathbf{h}$ išreiškiamas nesimetriniu magnetinės skvarbos tenzoriumi

$$\hat{\mu} = \begin{vmatrix} \mu & i\mu_a & 0 \\ -i\mu_a & \mu & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{vmatrix}. \quad (9)$$

Aplinka, kurios magnetinė skvarba aprašoma (9) pavidalo tenzoriumi yra vadinama giromagnetine. Jeigu įskaitomi nuostoliai, tuomet tenzorius sandai yra kompleksiniai: $\mu = \mu' - i\mu''$, $\mu_a = \mu'_a - i\mu''_a$, $\mu_z = \mu'_z - i\mu''_z$. Praktiškai dažniausiai pasitaiko atvejai, kai feritinės aplinkos nuostoliai yra labai maži, todėl atskiri tenzorius $\hat{\mu}$ sandai užrašomi taip [2]:

$$\begin{aligned} \mu' &= \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_H \omega_M (\omega_H^2 - \omega^2 + \omega_{\Delta H}^2)}{\Delta} \right), \\ \mu'' &= \mu_0 \frac{\omega_{\Delta H} \omega_M (\omega_H^2 + \omega^2 + \omega_{\Delta H}^2)}{\Delta}, \\ \mu'_a &= \mu_0 \frac{\omega \omega_M (\omega_H^2 - \omega^2 - \omega_{\Delta H}^2)}{\Delta}, \\ \mu''_a &= \mu_0 \frac{2\omega_{\Delta H} \omega_H \omega_M \omega}{\Delta}, \\ \mu'_z &= \mu_0, \mu''_z = 0, \\ \Delta &= (\omega_H^2 - \omega^2 - \omega_{\Delta H}^2)^2 + 4\omega_{\Delta H}^2 \omega^2. \end{aligned} \quad (10)$$

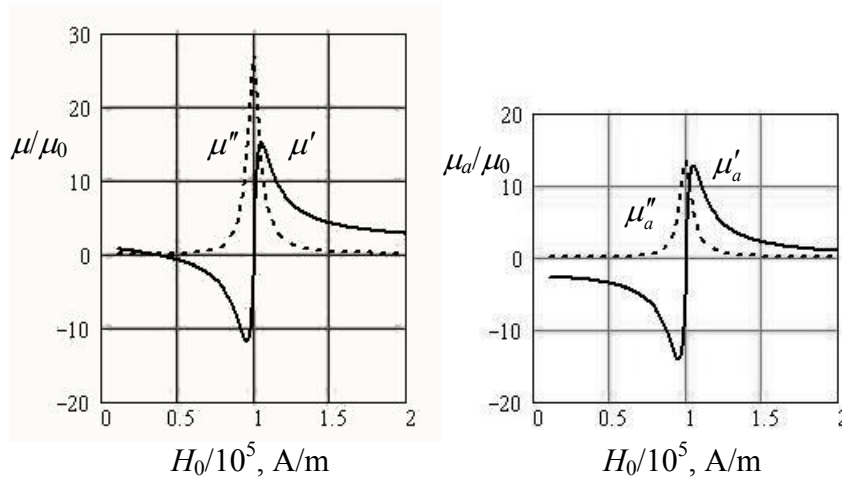
Čia $\omega_M = \gamma\mu_0 M_0$, $\omega_H = \gamma\mu_0 H_0$, $\omega_{\Delta H} = \gamma\mu_0 \Delta H = \alpha\omega$ – nuostolių koeficientas, išreiškiamas rezonansinės dažnių juostos pločiu. Išvedant (10) pritaikyta mažų nuostolių sąlyga: $\omega_{\Delta H} \ll \omega_H$.

Iš (10) lygčių matome, kad magnetinio tenzorius sandai priklauso nuo įmagnetėjimo M_0 , kintamojo lauko dažnio ω , nuolatinio magnetinio lauko H_0 , ir nuostolių koeficiento $\omega_{\Delta H}$. Tenzorius sandų priklausomybė nuo dažnio esant fiksuotam nuolatiniam magnetiniam laukui

ir nuo nuolatinio magnetinio lauko - esant pastoviam dažniui turi rezonansinį pobūdį (2 pav.). Pastarasis atvejis turi didžiausią praktinę naudą, kadangi leidžia keisti magnetinio tenzoriaus sandų vertes labai plačiame intervale, keičiant nuolatinio magnetinio lauko stiprį. Iš (10) lygčių ir 2 pav. matome, kad esant

$$\omega_{rez} = \sqrt{\omega_H^2 - \omega_{\Delta H}^2} \approx \omega_H = \mu_0 \gamma H_0 \quad (11)$$

tenzoriaus sandai turi tokias vertes: $\mu_{rez} = \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_M}{2\omega_{\Delta H}} + i \frac{\omega_M}{2\omega_{\Delta H}} \right)$, $\mu_{a rez} = -i \frac{\omega_M}{2\omega_{\Delta H}} \mu_0$.



2 pav. Magnetinės skvarbos tenzoriaus sandų priklausomybė nuo magnetinio lauko stiprio.

Labai dažnai ferito kokybei apibūdinti naudojamas rezonansinės kreivės plotis ΔH , kuris apibrėžiamas kaip magnetinio lauko verčių skirtumas pusiniame maksimalios μ'' vertės lygyje. Pasinaudoję $\mu = \mu' - i\mu''$ (10) ir μ_{rez} išraiškėmis gauname

$$\Delta H = \frac{\omega_{\Delta H}}{\mu_0 \gamma}.$$

Mikrobangų diapazone naudojamiems feritams ΔH vertės svyruoja intervale nuo keleto dešimtųjų iki kelių šimtų Erstedų [$1 \text{ Oe} = 10^4 \text{ G}$] (polikristaliniams feritams).

Mikrobangų įrenginiuose naudojamos įvairios ferito sąveikos su kintamuoju elektromagnetiniu lauku sąlygos. Pirmiausiai panagrinėsime sąveiką su apskritiminės poliarizacijos laukais $h_y^\pm = \pm i h_x^\pm$, čia pliuso ženklas žymi kairinę, o minuso – dešinę poliarizaciją z ašies atžvilgiu, t.y. H_0 lauko atžvilgiu. Iš (8) seka magnetinės indukcijos išraiška

$$\mathbf{b}^\pm = (\mu \mp \mu_a) \mathbf{h}^\pm, \quad b_y^\pm = \pm i b_x^\pm. \quad (12)$$

Taigi, jeigu feritą veikia išorinis apskritimiškai poliarizuotas laukas, tai magnetinė indukcija turės tą pačią apskritiminę poliarizaciją, o magnetinė skvarba bus skaliarinis dydis. Tačiau jos vertė kairinei ir dešininei lauko poliarizacijai skiriasi. Jeigu dešininei poliarizacijai

magnetinė skvarba yra $\mu_+ = \mu + \mu_a$ ir turi rezonansinę priklausomybę nuo nuolatinio lauko ir dažnio, tai kairinei poliarizacijai yra $\mu_- = \mu - \mu_a$ ir silpnai priklauso nuo lauko [1]. Taip yra todėl, kad savituojų įmagnetėjimo virpesiu yra dešininė apskritiminė precesija ir todėl ji stipriai sąveikoja su dešininės poliarizacijos lauku, o su kairinės poliarizacijos lauku – silpnai. Rezonanso metu sugertosios lauko energijos dydį lemia menamosios magnetinės skvarbos μ dydis. Kai $\omega = \mu_0 \gamma H_0$ precesijos dažnis sutampa su išorinio lauko dažniu ir sąveika tarp dešininės poliarizacijos lauko ir įmagnetėjimo yra stipriausia, o ferito sugerta energija didžiausia. Kintamojo aukšto dažnio lauko sugertis įmagnetintuose ferituose yra vadinama **feromagnetiniu rezonansu**.

Mikrobangų feritiniai filtrai

Pagrindinis tokių filtrų elementas yra monokristalinis feritas, dažniausiai itrio granatas. Kad būtų didesnė kokybė, poliruoto paviršiaus feritas daromas tikslios sferos arba disko formos. Tuomet jo rezonansinė kokybė siekia 10^4 .

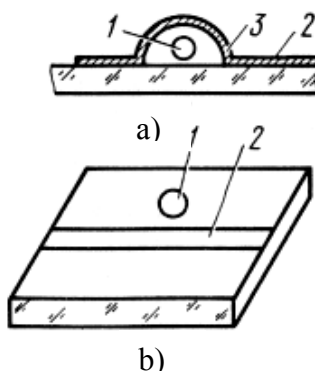
Feromagnetinio rezonanso reiškinys, kurio metu smarkiai išauga įmagnetėjimo precesijos amplitudė ir padidėja sukaupta ferite mikrobangos energija, gali būti panaudotos sukurti rezonatoriams, kurių matmenys nesusieti su elektromagnetinių svyravimų bangos ilgiu, o savasis dažnis, veikiant feritą nuolatinio magnetinio lauku, keičiasi plačiose ribose. Tokie rezonatoriai sudaro valdomų mikrobangų filtrų pagrindą.

Tipinis feritinis rezonatorius tai yra rutulys arba diskas, kurio diametras $0,5 \div 1,5$ mm. Disko aukštis daug mažesnis už diametrą. Savo ji rezonatoriaus kokybė nusakoma feromagnetinio rezonanso kreivės pločiu ΔH ir soties įmagnetėjimu M_s . Sferiniam rezonatoriui [3]

$$Q_0 = \frac{H_0 - \frac{1}{3} M_s}{2\Delta H} \quad (19)$$

kur H_0 – išorinio magnetinio lauko stipris.

Ryšys tarp feritinio rezonatoriaus 1 ir perdavimo linijos 2 sudaromas kilpos 3 pagalba (3a pav.) arba patalpinant rezonatorių į perdavimo linijos elektromagnetinį lauką (3b pav.).

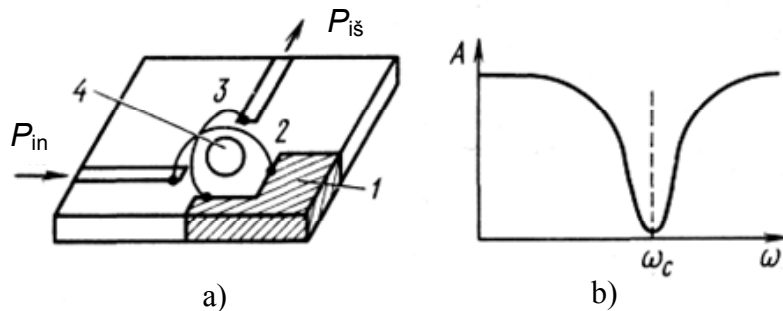


3 pav. Feritinio rezonatoriaus ryšys su perdavimo linija, sudaromas kilpos (a) ir kraštinio lauko (b) pagalba.

3 pav. pavaizduotuose įrenginiuose, rezonanso metu dalis energijos iš perdavimo linijos patenka į rezonatorių ir ten išsklaidoma. Todėl tokius įrenginius galima nagrinėti kaip užtvarinius (režektorinius) filtrus. Norint sukonstruoti juostinius filtrus reikia feritinio

rezonatoriaus pagalba susieti dvi perdavimo linijas, kurios nesant rezonanso tarpusavyje nėra susietos.

Tokio filtro konstrukcija parodyta 4 pav.



4 pav. Juostinis feritinis filtras ir jo dažninė charakteristika.

Juostinį filtrą sudaro dvi tarpusavyje statmenos kilpos, (4 pav. a) tarp kurių normaliomis sąlygomis nėra ryšio.

Arti feromagnetinio rezonanso feritiniame rezonatoriuje sužadinamas apskritiminės poliarizacijos magnetinis laukas, dėl kurio atsiranda ryšys tarp kilpų (perdavimo linijų).

Literatūra

1. А. Г. Гуревич. Ферриты на сверхвысоких частотах. - Москва: ГИФМЛ, 1960, С. 13-26, 41-64.
2. V. Ivaška. Elektromagnetiniai reiškiniai magnetikuose. – Vilnius: VU, 1989, 108 p.
3. А. Д. Григорьев. Электродинамика и техника СВЧ.- Москва: Высшая школа, 1990. С. 314-316.