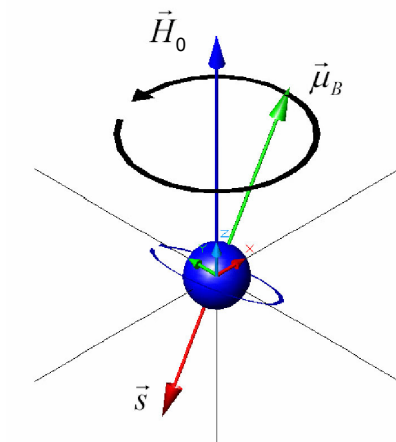


VILNIAUS UNIVERSITETAS  
Radiofizikos katedra



## FARADĖJAUS REŠKINYS BANGOLAIDYJE

Mikrobangų fizikos laboratorinis darbas Nr. 10

Paruošė doc. V. Kalesinskas

Vilnius 2005

## Turinys

Turinys .....	2
Faradėjaus reiškinyje bangolaidyje .....	3
Struktūrinė tyrimų įrenginio schema.....	4
Neapgręžiamieji feritiniai mikrobangų įrenginiai.....	5
Feromagnetinis rezonansas .....	5
Bangų sklaidimas begalinėje feritinėje aplinkoje .....	9
Bangų sklaidimas užpildytame feritu bangolaidyje.....	11
Polarizacinis cirkulatorius.....	12
Literatūra.....	13

**Laboratorinis darbas Nr. 10****Faradėjaus reiškiny bangolaidyje****Darbo tikslas**

Susipažinti su neapgrėžiamųjų feritinių mikrobangų įrenginių veikimo principais ir ištirti Faradėjaus reiškiny apvaliajame bangolaidyje.

**Darbo užduotis**

1. Susipažinti su elektromagnetinių bangų sklidimo ypatybėmis girotropinėje aplinkoje.
2. Paaiškinti feromagnetinį rezonansą.
3. Paaiškinti poliarizacinio cirkulatoriaus veikimo principą.
4. Ištirti praėjusios bangos galios priklausomybę nuo nuolatinio magnetinio lauko stiprio  $H_0$  vienam pasirinktam dažniui. (Grafiškai pavaizduoti detektoriaus srovės priklausomybę nuo magnetinio lauko stiprio  $I = f(H_0)$ ).
5. Apskaičiuoti bangos  $H_{11}$  apvaliajame bangolaidyje poliarizacijos plokštumos pasukimo kampo priklausomybę nuo magnetinio lauko stiprio keliems dažniams ir gautus rezultatus palyginti su eksperimentiniais.

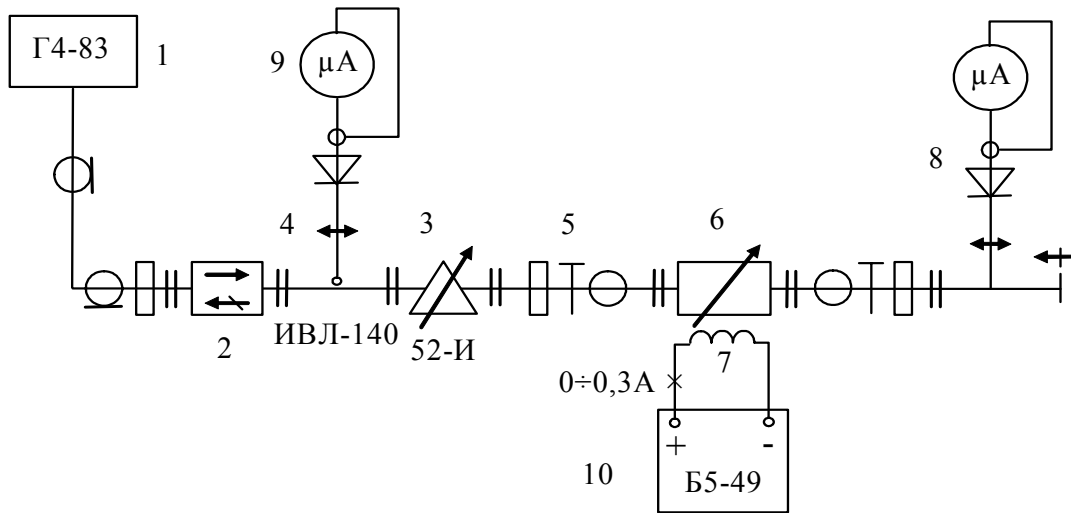
**Atsiskaitant pateikiami šie rezultatai:**

1. Poliarizacijos plokštumos pasukimo kampo priklausomybės nuo magnetinio lauko stiprio skaičiavimų grafikai.
2. Praėjusios bangos galios priklausomybės ( $P \sim I_{\text{detektoriaus}}$ ) nuo magnetinio lauko stiprio grafikas.

**Literatūra**

1. А.Г. Гуревич. Ферриты на сверхвысоких частотах. - Москва: ГИФМЛ, 1960, С. 181-236.
2. V. Ivaška. Elektromagnetiniai reiškiniai magnetikuose. – Vilnius: VU, 1989, 108 p.
3. Специальный физический практикум. Ч. 3. под ред. А.А. Харламова. – Москва: Моск. Унив., 1977, С. 77-95.
4. K. Paulauskas. Antenos ir mikrobangų įtaisai.- Vilnius: Mokslas, 1985, p. 334-350.
5. А.А. Преображенский, Е.Г. Бишард. Магнитные материалы и элементы. Уч. Пособ. – Москва: ВШ. 1986, 352 с.
6. Laboratorinio darbo aprašas.

### Struktūrinė tyrimų įrenginio schema



1. Generatorius.
2. Ventilis.
3. Varžų transformatorius.
4. Matavimo linija.
5. Suderinimo elementas.
6. Poliarizacijos plokštumos sukimo elementas.
7. Magnetinį lauką kurianti apvija (solenoidas).
8. Detektorius.
9. Mikroampermetras.
10. Nuolatinės srovės šaltinis ( $I_{\max} \leq 0,3\text{A}$ ).

Poliarizacijos plokštumos keitiklio (6) pagrindas – apvaliajame bangolaidyje patalpintas įmagnetintas feritinis cilindras (cilindro spindulys  $r_F = 2,75$  mm, ilgis  $l = 60$  mm, bangolaidžio spindulys  $r_B = 10,5$  mm). Poliarizacijos plokštumos pasukimo kampas apskaičiuojamas pagal formulę (žr. darbo aprašą):

$$\psi \cong k_B \left( \frac{r_F}{r_B} \right)^2 \frac{\omega_M}{\omega} \cdot l,$$

kurioje  $k_B = \sqrt{\left( \frac{\omega}{c} \right)^2 - \left( \frac{1,84}{r_B} \right)^2}$  yra  $H_{11}$  bangos (modos) sklidimo konstanta,  $\omega_M = \gamma \mu_0 M$ ,  $\omega$  -

ciklinis bangos dažnis,  $c$  – šviesos greitis,  $\gamma = 1,76 \cdot 10^{11}$  [C/kg], elektrono sukinio giromagnetinis santykis,  $\mu_0 = 1,2566 \cdot 10^{-6}$  [H/m],  $M = f(H_0)$  – ferito įmagnetėjimas, neviršijantis soties įmagnetėjimo  $M_0 = 2,7 \cdot 10^5$  A/m. Solenoido kuriamas magnetinis laukas  $H_0 = 0,1$  I.

## 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 gylio 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 sklidimo sąlygomis;
- 2) įrenginiai su sparčiai keičiamais parametrais (perjungikliai, modulatoriai, perderinamos rezonansinės sistemos).

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

## Feromagnetinis rezonansas

Prieš pradėdami nagrinėti elektromagnetinių bangų sklidimą feritinėje aplinkoje, išsiaiškinsime kaip yra susieti kintamojo lauko magnetinė indukcija ir magnetinio lauko stipris t.y. apibrėšime magnetinę skvarbą. Tam pasinaudosime įmagnetėjimo  $\mathbf{M}$  (magnetinio momento tankio) 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,  $\gamma = \frac{|\vec{\mu}_B|}{|\vec{s}|} = \frac{|e|}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} [\text{C/kg}]$ ,

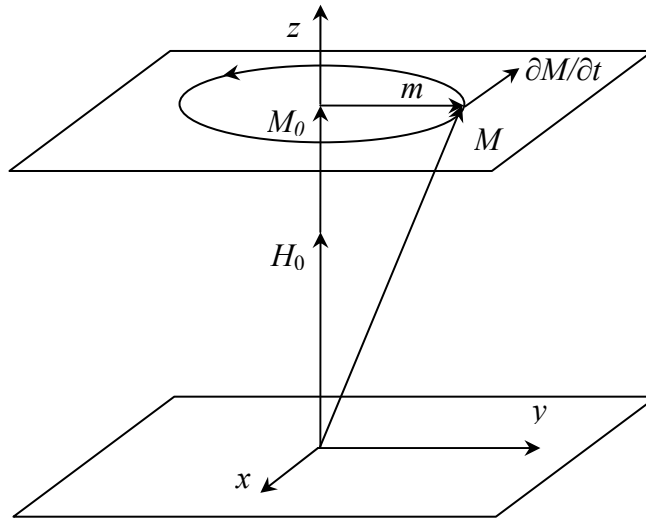
elektrono sukiniio giromagnetinis santykis,  $e$  – elektrono krūvis,  $m$  – elektrono masė. Panagrinėsime savuosius įmagnetėjimo virpesius begalinėje feritinėje aplinkoje, įmagnetintoje iki soties vienalyčiu nuolatinio lauku  $\mathbf{H}_0$ . Nesant magnetinio lauko ši aplinka yra izotropinė. Pasirinksime 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  $\omega_0$  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.



1 pav. Įmagnetėjimo vektoriaus precesija

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  $\omega_0$  (1 pav.).

Panagrinėkime 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 tokiu pavidalu:

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

Kintamojo magnetinio lauko sando mažumas reiškia, kad  $|h| \ll H_0$ ,  $|m| \ll M_0$ . (1) lygtį spęsimė 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]:

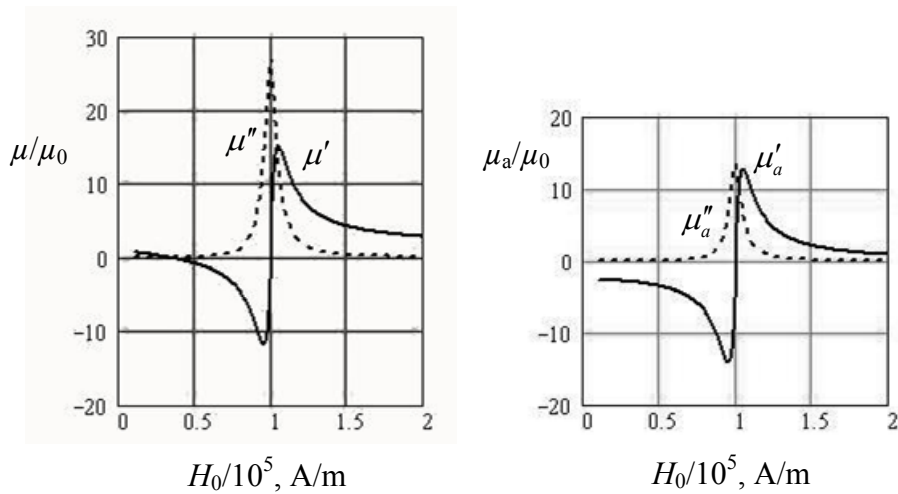
$$\begin{aligned} \mu' &= \mu_0 \left( 1 + \frac{\omega_H \omega_M (\omega_H^2 - \omega^2 + \omega_{\Delta H}^2)}{\Delta} \right), \\ \mu'' &= \frac{\omega_{\Delta H} \omega_M (\omega_H^2 + \omega^2 + \omega_{\Delta H}^2)}{\Delta}, \\ \mu'_a &= \mu_0 \frac{\omega \omega_M (\omega_H^2 - \omega^2 - \omega_{\Delta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

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 pusplotiu. 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  $\omega$ , 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. Pastarasis atvejis (2 pav.) turi didžiausią praktinę naudą, kadangi leidžia keisti magnetinio tenzorius sandų vertes labai plačiame intervale, keičiant nuolatinio magnetinio lauko stiprį. Iš (10) lygčių ir 2 pav. matome, kad esant

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

tenzorius 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 tenzorius sandų priklausomybė nuo magnetinio lauko stiprio.

Labai dažnai ferito kokybei apibūdinti naudojamas rezonansinės kreivės pusplotis  $\Delta H$ , kuris apibrėžiamas kaip magnetinio lauko verčių skirtumas pusiniame maksimalios  $\mu''$  vertės lygyje. Pasinaudoję  $\mu = \mu' - i\mu''$  (10) ir  $\mu_{rez}$  išraiškomis gauname:

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

Mikrobangų diapazone naudojamiems feritams  $\Delta H$  vertės svyruoja intervale nuo keleto dešimtųjų iki kelių šimtų Erstedų (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 – dešininę 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 savituoju 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  $\mu''$



dydis. Kai  $\omega = \mu_0 \gamma H_0$  precesijos dažnis sutampa su išorinio kintamojo 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**.

### Bangų sklidimas begalinėje feritinėje aplinkoje

Pradžiai išspręsimė Maksvelo lygtis begalinei aplinkai laikydami, kad jos magnetinė skvarba yra tenzorius. Taip pat aplinkoje nėra jokių pašalinių krūvių ar srovių. Plokščiosios bangos sklidimui aprašyti panaudosime kompleksinę formą, išreikšdami atskirų laukų sandų priklausomybes nuo laiko ir koordinačių per kompleksinį harmoninį daugiklį  $e^{i(\omega t - kr)}$ . Aplinką plokštumoje  $xy$  laikysime izotropine, ašių  $x$  ir  $y$  kryptis galima parinkti laisvai, todėl jas orientuokime taip, kad bangos vektorius  $\mathbf{k}$  būtų plokštumoje  $yz$  (žr. 1 pav.). Šiuo atveju Maksvelo lygtis galima užrašyti kaip tiesinių lygčių sistemą lauko sandų atžvilgiu taip [1]:

$$\begin{aligned}
 k_y e_z - k_z e_y - \frac{\omega}{c} (\mu h_x + i \mu_a h_y) &= 0, \\
 k_z e_x - \frac{\omega}{c} (\mu h_y - i \mu_a h_x) &= 0, \\
 k_y e_y + \frac{\omega}{c} \mu_z h_z &= 0, \\
 k_y h_z - k_z h_y + \frac{\omega}{c} \varepsilon e_x &= 0, \\
 k_z h_x + \frac{\omega}{c} \varepsilon e_y &= 0, \\
 k_y h_x - \frac{\omega}{c} \varepsilon e_z &= 0,
 \end{aligned} \tag{13}$$

čia  $e$  ir  $h$  yra kompleksinės elektrinio ir magnetinio laukų amplitudės,  $\varepsilon$  - dielektrinė skvarba (feritams  $\varepsilon = (10 \div 15) \cdot \varepsilon_0$ ).

Bendru atveju, bangai sklidant bet kuria kryptimi, (13) sistemos sprendinį sudaro dvi bangos su skirtingomis sklidimo konstantomis, laukų struktūromis ir įmagnetėjimu. Įmagnetėjimas šių bangų laukuose precesuoja apie nuolatinį magnetinį lauką, be to bangos, kuri vadinama paprastąja, precesija yra kairinė elipsinė, o nepaprastosios – dešininė elipsinė. Dėl tokio precesijos pobūdžio paprastosios bangos sklidimo konstanta silpnai priklauso nuo nuolatinio magnetinio lauko stiprio ir kintamojo lauko dažnio, tuo tarpu nepaprastosios – stipriai, ir ši priklausomybė turi rezonansinį pobūdį. Bet kuri elektromagnetinė banga įmagnetintame ferite gali būti atvaizduota šių dviejų bangų superpozicija.

Panagrinėsime bangų sklidimą lygiagrečia nuolatiniam laukui  $H_0$  kryptimi ir jam statmena, kaip du praktiškai svarbius pavyzdžius.

1) **Bangos sklidimas išilgai magnetinio lauko  $H_0$** . Šiuo atveju  $k_y = 0$ ,  $k_z = k$  ir iš (13) lygčių seka

$$\frac{(h_x)_\pm}{(h_y)_\pm} = - \frac{(e_y)_\pm}{(e_x)_\pm} = \frac{(m_x)_\pm}{(m_y)_\pm} = \pm i, \tag{14}$$

$$k_{\pm} = \omega \sqrt{\varepsilon(\mu \pm \mu_a)}. \quad (15)$$

Bangų sklindančių išilgai  $H_0$  krypties laukai ir kintamasis įmagnetėjimas yra poliarizuoti apskritimiškai, o jų sklidimo sąlygas nusako efektinės magnetinės skvarbos  $\mu_+$  ir  $\mu_-$ . Dėl skirtingų kairinės ir dešinės poliarizacijos bangų sklidimo konstantų, tiesiškai poliarizuotos bangos plokštuma sukasi (**Faradėjaus reiškinys**). Bangos poliarizacijos plokštumos pasukimo kampas  $\psi$  nuėjus atstumą  $l$ , yra apibrėžiamas taip [1]:

$$\psi = \frac{k_+ - k_-}{2} l. \quad (16)$$

Jei  $k_+ > k_-$ , tai poliarizacijos plokštuma pasisuka į kairę pusę (žiūrint nuolatinio magnetinio lauko  $H_0$  kryptimi) bangai sklindant tiek  $H_0$  tiek ir jai priešinga kryptimi. Mikrobangų įrenginiuose Faradėjaus reiškinys dažniausiai panaudojamas įmagnetinant feritą silpnais, nesiekiančiais soties įmagnetėjimo laukais. Šiuo atveju feromagnetinio rezonanso teoriją galima taikyti, pakeitus visose formulėse soties įmagnetėjimą  $M_0$  į ferito įmagnetėjimą  $M$ , atitinkantį lauką  $H_0$ . Kadangi esant  $H_0 \ll \omega/\mu_0\gamma$ , nuostoliai, susiję su feromagnetiniu rezonansu, maži, tai laikydami  $\omega_{MH} = 0$ , iš (10) ir (12) gauname tokias efektines magnetines skvarbas

$$\mu_+ = \mu_0(1 - \omega_M/\omega), \quad \mu_- = \mu_0(1 + \omega_M/\omega),$$

kuriose  $\omega_M = \gamma\mu_0 M$ . Trijų centimetrų mikrobangų diapazone feritams, kurių  $M < 0,15 T$ ,  $\omega_M/\omega \ll 1$  ir todėl iš (16) gauname apytiksles formules poliarizacijos plokštumos pasukimo kampui:

$$\psi = \frac{\omega}{2} \sqrt{\varepsilon} \left( \sqrt{1 - \omega_M/\omega} - \sqrt{1 + \omega_M/\omega} \right) \cdot l \cong -\mu_0\gamma M \sqrt{\varepsilon} \cdot l. \quad (17)$$

Iš čia seka, kad keičiant nuolatinio magnetinio lauko stiprį  $H_0$  poliarizacijos plokštumos pasukimo kampas keisis dėl įmagnetėjimo kitimo ir pasukimo kampo priklausomybė  $\psi(H)$  bus panaši į ferito įmagnetėjimo priklausomybę  $M(H)$ .

Įskaičius įvairius normalių bangų silpimo mechanizmus, tiesiškai poliarizuota banga, sklisdama išilgai įmagnetinta feritine aplinka virs elipsiškai poliarizuota banga. Tuomet poliarizacijos pasukimo kampas bus kampas tarp didžiųjų (arba mažųjų) elipsės ašių ir, jei nuostoliai pakankamai maži, aprašomas (17) lygtimi.

2) **Bangos sklidimas statmenai  $H_0$**  ( $k_z = 0, k_y = k$ ). Iš (13) penktosios lygties seka, kad  $e_y = 0$  ir likusi lygčių sistema suskyla į dvi: (13) trečia ir ketvirta lygtys atžvilgiu  $e_x$  ir  $h_z$ , bei (13) pirma, antra ir šešta lygtys atžvilgiu  $e_z, h_x, h_y$ . Pirmoji sistema aprašo paprastąją bangą, kuriai  $k_+ = \omega \sqrt{\varepsilon\mu_z}$  ir nepriklauso nuo nuolatinio magnetinio lauko ( $\mu_z = \mu_0$ ). Nepaprastosios bangos sklidimo konstanta  $k_- = \omega \sqrt{\varepsilon\mu_{\perp}}$ .

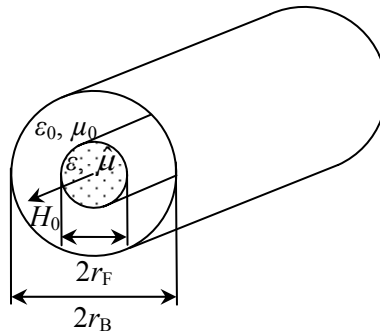
Efektinės magnetinės skvarbos  $\mu_{\perp} = (\mu^2 - \mu_a^2)/\mu$  priklausomybė nuo nuolatinio magnetinio lauko ir dažnio panašios kaip ir  $\mu$  bei  $\mu_+$ .  $\mu_{\perp}$  maksimumą turi esant išpildytai sąlygai  $\omega^2 = \gamma^2 \mu_0^2 H_0 (H_0 + M)$ . Rezonansinė bangos energijos sugertis bangai sklindant statmena nuolatiniam laukui kryptimi vadinama **skersiniu feromagnetiniu rezonansu**. Esant

fiksuotam dažniui šis rezonansas įvyksta prie silpnesnių laukų negu įprastinis rezonansas ir jo dydis priklauso ne tik nuo dažnio, bet ir nuo įmagnetėjimo.

Iš (13) antrosios lygties seka, kad  $b_y = 0$ , t.y. magnetinės indukcijos poliarizacija yra tiesinė, o bangos magnetinio lauko poliarizacija yra kairinė elipsinė  $h_y = i\mu_a h_x / \mu$ . Iš čia seka, kadangi  $\mathbf{b} = \mu_0(\mathbf{h} + \mathbf{m})$ , kad kintamasis įmagnetėjimas šiai bangai turi dešininę elipsinę poliarizaciją.

### Bangų sklidimas užpildytame feritu bangolaidyje

Daugumoje bangolaidinių mikrobangų įrenginių yra panaudojami dalinai užpildyti bangolaidžiai: apvalusis bangolaidis su bendraašiu feritiniu strypu ir stačiakampis bangolaidis su feritine plokšte. Bangų sklidimo uždavinys tokiose sistemoje yra gana sudėtingas dėl papildomų kraštinių sąlygų ant ferito paviršiaus. Apvaliajam  $r_B$  spindulio bangolaidžiui su bendraašiu  $r_F$  spindulio feritiniu strypu, įmagnetintu išilgai ašies (3 pav.), uždavinį  $H_{11}$  bangai galima išspręsti pritaikant trikdžių teoriją [3] (sąlyga:  $r_F/r_B \ll 1$ ).



3 pav. Apvalusis bangolaidis su bendraašiu įmagnetintu feritiniu strypu.

Kitais atvejais tenka taikyti skaitmeninius metodus. Apvaliajame bangolaidyje su bendraašiu įmagnetintu išilgai ašies strypu gali skliti dvi  $H_{11}$  apskritimiškai poliarizuotos bangos: vienos poliarizacija kairinė, kitos – dešininė. (Šių dviejų bangų superpozicija yra tiesiškai poliarizuota banga. Jos poliarizacijos plokštuma yra lygiagreti elektrinio lauko jėgų linijoms bangolaidžio skerspjūvio centre). Apskritimiškai poliarizuotų bangų sklidimo konstantos yra skirtingos, todėl tiesiškai poliarizuotos bangos (jų superpozicijos) poliarizacijos plokštuma sklindant bangai suksis. Silpniems įmagnetinantiems laukams, atitinkantiems (17) lygties sąlygas, plokštumos pasukimo kampas apskaičiuojamas pagal šią formulę [3]:

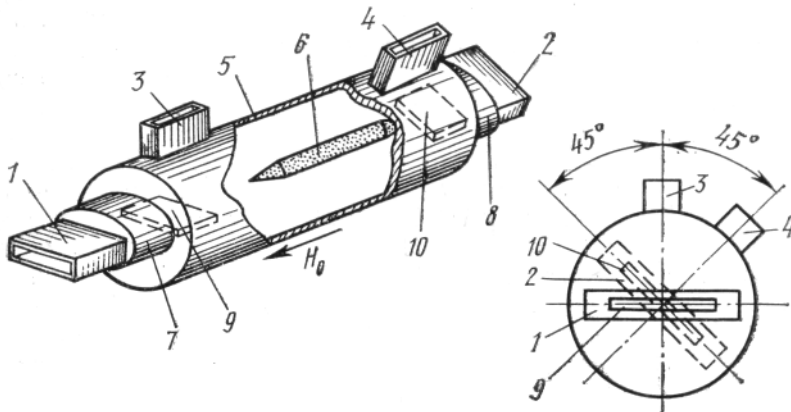
$$\psi \cong k_B \left( \frac{r_F}{r_B} \right)^2 \frac{\omega_M}{\omega} \cdot l, \quad (18)$$

kurioje  $k_B = \sqrt{\left( \frac{\omega}{c} \right)^2 - \left( \frac{1,84}{r_B} \right)^2}$  yra  $H_{11}$  bangos (modos) sklidimo konstanta.

Matome, kad apvaliajame dalinai užpildytame feritu bangolaidyje poliarizacijos plokštumos pasukimo kampas kaip ir begalinėje aplinkoje yra proporcingas įmagnetėjimui, tačiau bangolaidyje jis priklauso dar ir nuo dažnio. Ši priklausomybė yra nusakoma bangolaidžio ir ferito savybėmis, t.y.  $k_B$  ir  $\omega_M/\omega$ .

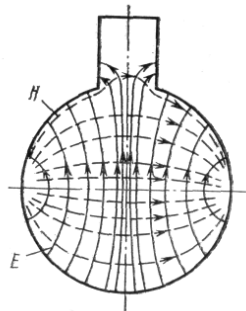
### Poliarizacinis cirkulatorius

Cirkulatoriumi vadinamas neapgėžiamas daugiapolis, kurio įėjimus galima sunumeruoti taip, kad banga patekusi į įėjimą (petį), kurio numeris  $n$  būtų perduodama į įėjimą, kurio numeris  $n+1$ , o iš paskutiniojo įėjimo – tikrai į pirmąjį (arba atvirkščiai). Cirkulatoriuose panaudojamos įvairios bangolaidžių savybės, kaip, pavyzdžiui, poliarizacijos plokštumos pasukimas apvaliajame bangolaidyje su įmagnetintu feritiniu strypu, todėl tokie cirkulatoriai vadinami poliarizaciniais arba Faradėjaus cirkulatoriais. Poliarizacinis cirkulatorius (4 pav.) turi keturis įėjimus, todėl energijos perdavimas tarp įėjimų vyksta pagal tokią schemą:  $1 \rightarrow 2 \rightarrow 3 \rightarrow 4 \rightarrow 1$ . Bangolaidžių matmenys parenkami tokiu būdu, kad esant darbiniam dažniui stačiakampiame bangolaidyje sklistų tikrai  $H_{10}$  moda, o apvaliajame –  $H_{11}$ . Nuolatinis magnetinis solenoido laukas  $H_0$  parenkamas tokiu būdu, kad bangos poliarizacijos plokštuma bangai praėjus poliarizacijos keitiklį pasisuktų  $45^\circ$ .



4 pav. Poliarizacinis cirkulatorius

Panagrinėkime bangų sklaidimo sąlygas cirkulatoriuje. Cirkulatoriaus įėjimų bangolaidžių orientacija parodyta 4 pav., t.y. 3 bangolaidis įstatytas statmenai 1 bangolaidžiui, 4 bangolaidis statmenai 2, o 1 ir 2 tarpusavyje pasukti vienas kito atžvilgiu  $45^\circ$ . Paduota į pirmojo įėjimo bangolaidį 1, stačiakampio bangolaidžio moda  $H_{10}$  patenka į suderinimo elementą 7, kuri praėjusi transformuojasi į apvaliojo bangolaidžio modą  $H_{11}$ . Šios modos poliarizacijos plokštuma yra statmena 1 bangolaidžio plačiajai sieniei. Praėjusi apvaliojo bangolaidžio atkarpą 5 su joje patalpintu feritiniu strypu 6,  $H_{11}$  moda pasuks poliarizacijos plokštumą  $45^\circ$  pagal laikrodžio rodyklę (parodytai nuolatinio magnetinio lauko kryptiai) ir praėjusi suderinimo elementą 8 pateks į antrojo įėjimo bangolaidį 2. Į trečiojo įėjimo bangolaidį 3 ir ketvirtojo įėjimo bangolaidį 4 banga  $H_{11}$  nepateks, kadangi šių įėjimų skerspjūviuose bangos laukų struktūra tokia, kad banga  $H_{10}$  bangolaidžiuose 3 ir 4 nesižadina (5 pav.).



5 pav.  $H_{11}$  modos  $E$  ir  $H$  laukų pasiskirstymas 3 ir 4 įėjimų skerspjūviuose

Metalinių suderino plokštelių 9 ir 10 plokštumos yra statmenos  $H_{11}$  bangos elektriniam laukui ir todėl nedaro jokios įtakos bangos sklidimui.

Jeigu banga sklinda iš 2 įėjimo pusės, tai jai praėjus apvaliojo bangolaidžio atkarpą su feritiniu strypu, poliarizacijos plokštuma pasisuks  $45^0$  į tą pačią pusę kaip ir sklindant iš 1 įėjimo pusės ir todėl bangos elektrinis vektorius pasidarys lygiagretus 9 plokštelės plokštumai, 1 bangolaidžio plačiajai sienelei ir 3 bangolaidžio siaurajai sienelei. Dėl to 1 įėjimo bangolaidis nesusižadins, banga atsispindės nuo 9 plokštelės ir sužadins 3 įėjimo bangolaidį. 9 plokštelės padėtis yra parenkama tokiu būdu, kad 3 bangolaidžio vietoje būtų elektrinio lauko maksimumas ir tokiu būdu efektyviausias jo žadinimas. Panašiai samprotaudami įsitikintume, kad banga iš 3 įėjimo patenka tikrai į 4, o iš 4 – į 1.

Pakeitus nuolatinio magnetinio lauko kryptį į priešingą energijos perdavimo schema jau bus tokia:  $1 \rightarrow 4 \rightarrow 3 \rightarrow 2 \rightarrow 1$ . Tokį cirkuliatorių galima panaudoti kaip spartų komutatorių arba moduliatorių. Iš tikrųjų, pakeitus lauko kryptį į priešingą, energijos perdavimo kryptis iš 1 peties į 2 pasikeičia į kryptį iš 1 į 4.

Jeigu nuolatinio magnetinio lauko stipris bus keičiamas pagal tam tikrą dėsnį, tai 2 ir 4 įėjimuose turėsime amplitudiškai moduluotas pagal tą patį dėsnį bangas.

Realiuose cirkuliatoriuose dėl nuostolių ferite ir dėl bangolaidžių simetrijos pažeidimų nepavyksta užtikrinti idealaus cirkuliacinio energijos perdavimo, todėl, pavyzdžiui, perduodant energiją iš 1 įėjimo į 2, dalis energijos atsišakoja ir į 3 bei 4 įėjimus.

Realių cirkuliatorių kokybę nusako šie parametrai:

a) tiesioginio perdavimo iš 1 įėjimo į 2 koeficientas:

$$\alpha_{12} = 10 \lg(P_1/P_2);$$

b) atgalinio perdavimo iš 2 įėjimo į 1 koeficientas

$$\beta_{12} = 10 \lg(P_2/P_1);$$

c) įėjimų tarpusavio atskyrimo koeficientai:

$$\gamma_{13} = 10 \lg(P_1/P_3); \quad \gamma_{14} = 10 \lg(P_1/P_4);$$

Poliarizacinį cirkuliatorių galima panaudoti ir kaip kryptinį šakotuvą. Šiuo atveju energija iš generatoriaus paduodama į 1 įėjimą, prie 2 jungiama tiriamoji apkrova, prie 3 detektorius, o prie 4 – suderinta apkrova. Taip prijungtas cirkuliatorius veikia ne tik kaip kryptinis šakotuvas, bet tuo pačiu metu ir kaip ventilis, kadangi į 1 įėjimą patenka tik labai nežymi atspindėtos energijos dalis.

## Literatūra

1. А.Г. Гуревич. Ферриты на сверхвысоких частотах. - Москва: ГИФМЛ, 1960, С. 181-236.
2. V. Ivaška. Elektromagnetiniai reiškiniai magnetikuose. – Vilnius: VU, 1989, 108 p.
3. Специальный физический практикум. Ч. 3. под ред. А.А. Харламова. – Москва: Моск. Унив., 1977, С. 77-95.