

VILNIAUS UNIVERSITETAS
Radiofizikos katedra

Mikrojuostelinis fazės keitiklis su feritiniu padėklų

Mikrobangų fizikos laboratorinis darbas Nr. 8

Paruošė doc. V. Kalesinskas

Vilnius 2000

Turinys

Turinys	2
Mikrojuostelinis fazės keitiklis su feritiniu padėkl	3
Darbo tikslas	3
Darbo užduotis	3
Literatūra	3
Darbo metodika	4
Feromagnetinis rezonansas	5
Fazės keitiklis	8
Literatūra	13
Kontroliniai klausimai	13

Laboratorinis darbas Nr. 8

Mikrojuostelinis fazės keitiklis su feritiniu padėklu

Darbo tikslas

Susipažinti su mikrojuostelinėmis linijomis bei jų taikymu. Išmokti matuoti mikrobangos fazės pokytį. Ištirti meandrinį mikrojuostelinį fazės keitiklį. Keitiklį sudaro meandro formos mikrojuostelinė linija ant feritinio padėklo.

Darbo užduotis

1. Apskaičiuoti duotos mikrojuostelinės linijos ir koaksialiojo kabelio jungčių būdingąsias varžas bei bangos sklidimo greitį mikrojuostelinėje linijoje. Rasti atspindžio koeficientą 50 Omų būdingosios varžos koaksialiajame kabelyje. Kabelio apkrovą sudaro l ilgio mikrojuostelinė linija, kurios gale prijungta varža skaitine verte lygi koaksialiojo kabelio jungčių būdingajai varžai. Skaičiavimus atlikti 4; 4.5; 5 ir 5.5 GHz dažniams. Gautus rezultatus pateikti lentelėje.
2. Išmatuoti elektromagnetinės bangos fazės pokyčio priklausomybę nuo išorinio magnetinio lauko stiprio. Prieš atliekant fazės pokyčio matavimus keitiklio feritinį padėklą įmagnetinti naudojant maksimalų išorinio magnetinio lauko stiprį. Išorinio magnetinio lauko kryptys įmagnetinant ir matuojant fazės pokytį tos pačios. Matavimus atlikti 4 GHz dažnyje dviem priešingoms išorinio magnetinio lauko kryptims.
3. Pakartoti antros užduoties matavimus, kai išorinio magnetinio lauko kryptys įmagnetinant padėklą ir matuojant fazės pokytį priešingos.

Antros ir trečios užduoties rezultatus pateikti grafiškai ir paaiškinti fizikines priežastis, sąlygojančias jų skirtumą.

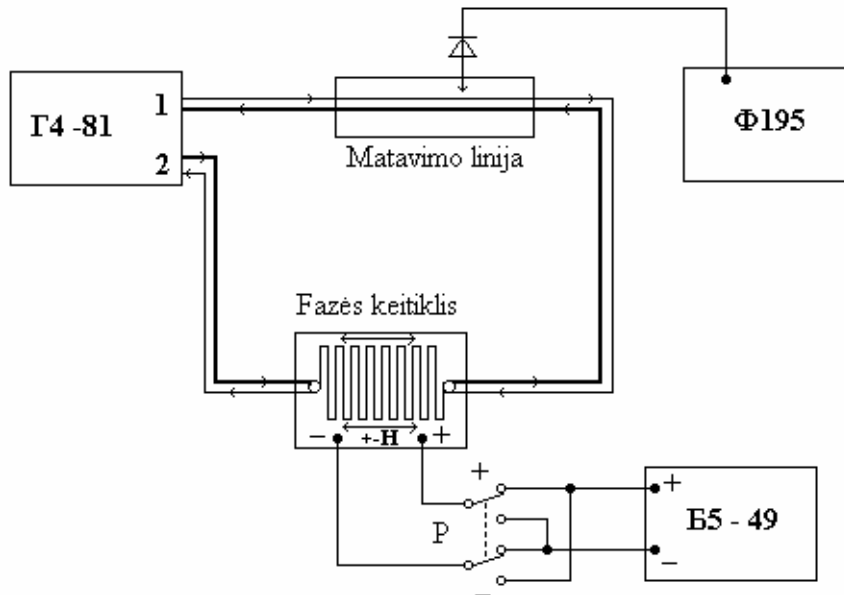
Literatūra

1. V. Ivaška. Elektromagnetiniai reiškiniai magnetikuose. Vilnius, 1989, p 79-83, 88-94.
2. Ф. Фуско. СВЧ цепи. Москва: 1990, с. 19-21, 67-70.
3. V. Kybartas, V. Šugurovas. Elektrodinamika. Vilnius, 1977, p. 142-145, 205-209, 239-244.
4. Laboratorinio darbo aprašas.

Darbo metodika

Pirmąją užduotį atliekame pasinaudodami bendrosiomis elektrodinamikos, mikrobangų fizikos kurso žiniomis ir šio darbo aprašymu.

Antrajai ir trečiajai užduotims atlikti struktūrinė darbo schema parodyta 1 pav.



1 pav. Struktūrinė darbo schema

Aukšto dažnio generatoriaus $\Gamma 4-81$ generuojamas signalas yra padalinamas į dvi dalis ir per du atskirus išėjimus patenka į matavimo traktą. Matavimo linijoje, stebima dviejų iš priešingų kryptių atėjusių bangų superpozicija.

Nustatome generatoriaus dažnį. Prieš įjungdami išorinį magnetinį lauką suvienodiname iš skirtingų išėjimų išeinančių bangų amplitudes. Bangų amplitudžių vienodumą stebime matavimo linija matuodami stovinčiosios bangos koeficientą. Kai abiejų bangų amplitudės lygios, stovinčiosios bangos koeficientas yra labai didelis. Šiame darbe matavimus atliekame nustatę maksimalią stovinčiosios bangos koeficiento vertę. Išmatuojame bangos ilgį matavimo linijoje. Po to įjungiamo srovę magnetinį lauką kuriančio selenoido grandinėje. Srovės šaltiniu B5-49 atliekame reikalingos krypties ferito įmagnetinimą. Tam naudojame 170 mA srovę. Sumažinę srovę iki nulio, nustatome pradinį fazės atskaitos tašką. Juo pasirenkame vieną iš interferencijos būdu gautos stovinčiosios bangos mazgų. Didindami srovę nuo 0 iki 170 mA, matuojame stovinčiosios bangos mazgo poslinkį. Jo padėtis nustatoma "šakučių" metodu. Apskaičiuojame fazės pokytį atskaitos taško atžvilgiu.

Atliekant matavimus laikyti, kad išorinio magnetinio lauko stipris tiesiog proporcingas solenoido srovei. Išorinio magnetinio lauko kryptis keičiama apgėžiant solenoido srovės tekėjimo kryptį komutatoriumi P. Prieš pakeičiant srovės tekėjimo kryptį ją būtina sumažinti iki 0.

Fazės pokytis apskaičiuojamas pagal formulę $\Delta\varphi = \frac{4\pi\Delta l}{\lambda}$, kur λ - bangos ilgis

matavimo linijoje, Δl – mazgo padėties poslinkis atžvilgiu jo padėties, kai srovė lygi nuliui.

Pastaba

Kai matavimai neatliekami, magnetinį lauką kuriančios srovės šaltinį išjungti.

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} (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, $\gamma = \frac{|\vec{\mu}_B|}{|\vec{s}|} = \frac{e}{m} = 1,76 \cdot 10^{11} \text{ [C/kg]}$,

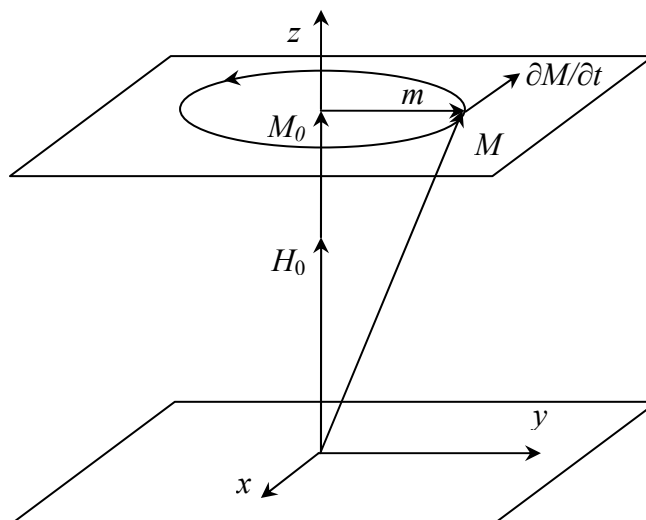
elektrono sukinio giromagnetinis santykis, e – elektrono krūvis, m – elektrono masė. Panagrinėsime savuosius įmagnetėjimo virpesius begalinėje feritinėje aplinkoje, įmagnetintoje iki soties vienalyčiu nuolatinio lauku \mathbf{H}_0 . Nesant magnetinio lauko ši aplinka yra izotropinė. Pasirinksime stačiakampę koordinačių sistemą, kurios z ašis nukreipta išilgai nuolatinio magnetinio lauko \mathbf{H}_0 (1 pav.). Laikydami, kad savieji virpesiai nuo laiko priklausys 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.



1 pav. Įmagnetėjimo vektorių 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 ω_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 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]:

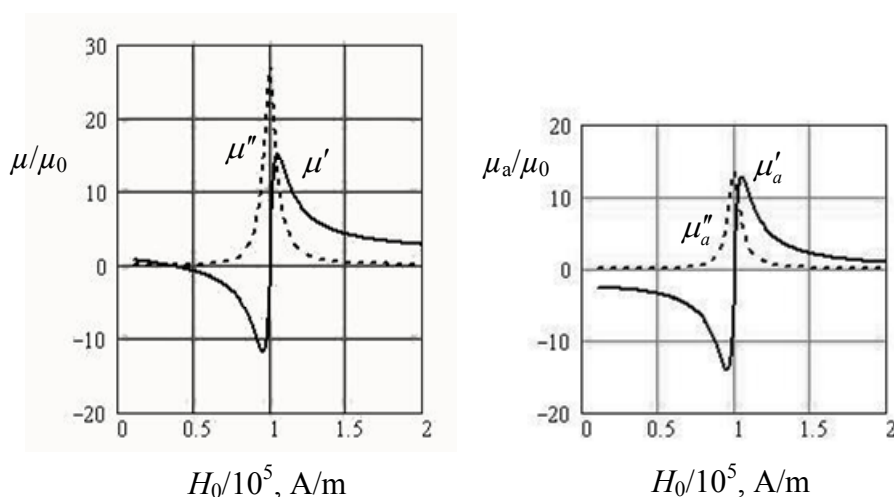
$$\begin{aligned}
\mu' &= \mu_0 \left(1 + \frac{\omega_H \omega_M (\omega_H^2 - \omega^2 + \omega_{\Delta H}^2)}{\Delta} \right), \\
\mu'' &= \frac{\omega_{\Delta H} \omega_M (\omega_H^2 + \omega^2 + \omega_{\Delta H}^2)}{\Delta}, \\
\mu'_a &= \mu_0 \frac{\omega \omega_M (\omega_H^2 - \omega^2 - \omega_{\Delta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

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 ω , nuolatinio magnetinio lauko H_0 , ir nuostolių koeficiento $\omega_{\Delta H}$. Tenzoriaus 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

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

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 ΔH , kuris apibrėžiamas kaip magnetinio lauko verčių skirtumas pusiniame maksimalios μ'' vertės

lygyje. Pasinaudoję $\mu = \mu' - i\mu''$ (10) ir μ_{rez} išraiškomis gauname:

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

Mikrobangų diapazone naudojamiems feritams ΔH vertės svyruoja intervale nuo keleto dešimtųjų iki kelių šimtųjų 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 sąveikuoja 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 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**.

Fazės keitiklis

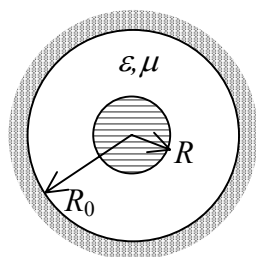
Darbe nagrinėjamos linijos sudarytos iš dviejų laidininkų. Tokios linijos pagrindinė moda yra skersinė T – moda, kurios techninės charakteristikos aprašomos ilgio vieneto (ilgine) talpa C [F/m] ir ilginiu induktyvumu L [H/m]. Linijos būdingoji varža Z ir modos sklaidimo greitis v su L ir C susieti taip:

$$Z = \sqrt{\frac{L}{C}} \quad [\Omega], \quad v = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad [\text{m/s}]. \quad (13)$$

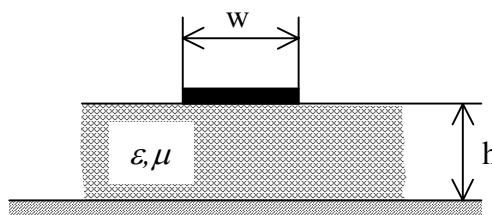
Bendraašiam kabeliui (2 pav.) ilginį induktyvumą ir ilginę talpą žymėsime L_k ir C_k . Jie apskaičiuojami naudojant formules

$$L_k = \frac{\mu}{2\pi} \ln \frac{R_0}{R}, \quad C_k = 2\pi\epsilon \cdot \ln \frac{R_0}{R}. \quad (14)$$

Pažymėjimai parodyti 2 pav.



2 pav.



3 pav.

Mikrojuostelinėms linijoms (3 pav.) tikslių L ir C analizinių išraiškų nėra. Skaitmeniškai yra nustatytos tik apytikslės formulės, kurias užrašysime naudodami 3 pav. pažymėjimus.

$$L = \frac{\mu}{2\pi} \ln\left(\frac{8h}{w} + \frac{0.25w}{h}\right), \text{ kai } w/h < 1,$$

$$L = \frac{\mu}{\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667 \cdot \ln\left(\frac{w}{h} + 1.4444\right)}, \text{ kai } w/h \geq 1, \quad (15)$$

$$C = \pi \frac{\varepsilon + \varepsilon_0 + (\varepsilon - \varepsilon_0) \left(\sqrt{1 + \frac{12h}{w}} + 0.041 \left(1 - \frac{w}{h}\right)^2 \right)}{\ln\left(\frac{8h}{w} + \frac{0.25w}{h}\right)}, \text{ kai } w/h < 1,$$

$$C = \frac{1}{2} \left(\varepsilon + \varepsilon_0 + (\varepsilon - \varepsilon_0) \sqrt{1 + \frac{12h}{w} \left(\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667 \cdot \ln\left(\frac{w}{h} + 1.4444\right) \right)} \right), \text{ kai } w/h \geq 1. \quad (16)$$

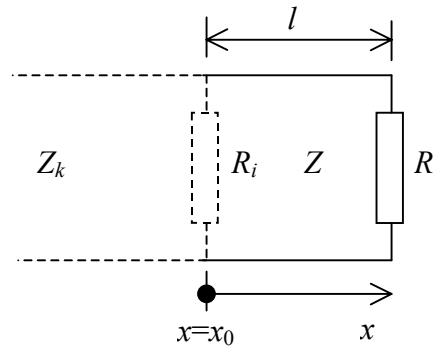
Formules galima taikyti, kai $\mu = \mu_0$ ir $\varepsilon < 16 \varepsilon_0$.

Apskaičiuodami atspindžio koeficientą, pasinaudosime tuo, kad l ilgio perdavimo linijos atkarpos įėjimo varža, kai jos gale prijungta varža R (4 pav.), yra užrašoma taip:

$$R_i = Z \frac{R \cos kl + iZ \sin kl}{iR \sin kl + z \cos kl}, \quad (17)$$

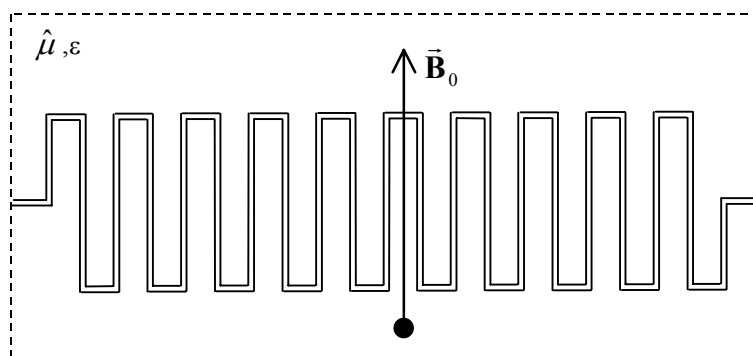
kur $k = \omega \sqrt{LC}$. Norint rasti atspindžio koeficientą Γ koaksialiajame kabelyje, kurio būdingoji varža Z_k , užtenka pasinaudoti atspindžio koeficiento formule

$$\Gamma = \frac{R_i - Z_k}{R_i + Z_k} e^{2i\sqrt{L_k C_k} \alpha x_0} \quad (18)$$



4 pav.

Viena iš galimų mikrojuostelinių linijų panaudojimo sričių yra fazės keitikliai. Pagal apibrėžimą fazės keitiklis tai keturpolis, sukuriantis pastovų arba keičiamą fazės pokytį tarp keitiklio įėjimo ir išėjimo. Viena fazės keitiklių grupė yra, taip vadinami, neapgėžiamieji fazės keitikliai. Šiuose keitikliuose fazės pokytis priklauso nuo bangos sklidimo krypties arba nuo išorinio magnetinio lauko krypties. Vienas iš galimų neapgėžiamųjų fazės keitiklių yra meandrinė juostelinė linija su feritiniu padėklu, kuri parodyta 5 pav.



5 pav. Mikrojuostelinis feritinis fazės keitiklis

Norint gauti neapgėžiamą fazės pokytį, visas įrenginys patalpinamas į išorinį magnetinį lauką, kurio indukcijos vektorius \vec{B}_0 . Neapgėžiamas fazės pokytis gaunamas pakeičiant \vec{B}_0 kryptį į priešingą.

Panagrinsime fazės keitiklio veikimo principą. Patalpinus feritą į išorinį magnetinį lauką ir z ašį nukreipus lygiagrečiai \vec{B}_0 , ferito magnetinės savybės aprašomos magnetinės skvarbos tenzoriaumi (9). Magnetinės skvarbos tenzoriaus sandai priklauso nuo dažnio ir magnetinio lauko stiprio (10). Fazės keitikliuose magnetinio lauko stipris nesiekia feromagnetinio rezonanso ir paprastai būna gerokai mažesnis, todėl magnetiniai nuostoliai būna labai maži.

Išjungus magnetinį lauką, įmagnetėjimo vektorius \vec{M}_0 netampa nuliui (liekamojo magnetizmo reiškinys), be to jo dydis ir kryptis priklauso nuo lauko indukcijos \vec{B}_0 dydžio ir krypties (histerezės reiškinys). Dėl šios priežasties užduotyje nurodytos sąlygos kaip parinkti \vec{B}_0 , be to μ_a nelygus nuliui, kai $\vec{B}_0 = 0$. Feritui išmagnetinti (sumažinti M_0 iki nulio) reikalingos specialiosios priemonės. Neapgėžiamą fazės pokytį surasime pasinaudoję tuo, kad pakeitus \vec{B}_0 kryptį pakinta ir įmagnetėjimo vektoriaus kryptis. Elektromagnetinei bangai, sklindančiai feritu tai reiškia, kad pakeitė ženklą magnetinės skvarbos tenzoriaus

elementas μ_a . Magnetinės skvarbos tenzoriumi $\hat{\mu}$ aprašomame ferite apskritimiškai poliarizuotos plokščiosios elektromagnetinės bangos sklidimo greitis priklauso nuo elektromagnetinio lauko magnetinio vektoriaus sukimosi krypties. Jei plokštumoje statmenoje $\vec{\mathbf{B}}_0$ kryptčiai, elektromagnetinio lauko magnetinis vektorius sukasi prieš laikrodžio rodyklę, tuomet bangos sklidimo greitis

$$v^+ = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\mu + \mu_a)}}, \quad (19)$$

jei pagal laikrodžio rodyklę, tuomet

$$v^- = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\mu - \mu_a)}}, \quad (20)$$

kur ε - absoliutinė ferito dielektrinė skvarba. Užrašytosios formulės teisingos, kai $\vec{\mathbf{B}}_0$ ir bangos sklidimo kryptys sutampa.

Pakeitus $\vec{\mathbf{B}}_0$ kryptį, tai pačiai bangos sklidimo kryptčiai pakinta μ_a ženklas. Tai ekvivalentiška, kad

$$v^+ = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\mu - \mu_a)}}, \quad (21)$$

$$v^- = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon(\mu + \mu_a)}}. \quad (22)$$

Tarkime, kad turime prieš laikrodžio rodyklę apskritimiškai poliarizuotą bangą, kuri sklinda lygiagrečiai $\vec{\mathbf{B}}_0$. Kaip ir bet kurios bangos, šios bangos sklidimas aprašomas eksponentiniu daugikliu $e^{i(\omega t - kz)}$. Pažiūrėsime, kaip pakis bangos fazė $\varphi = \omega t - kz$, esant šioms sąlygoms:

- $\vec{\mathbf{B}}_0 = 0$, $\mu_a = 0$, $\mu = \mu_0$;
- $\vec{\mathbf{B}}_0 \uparrow \uparrow \vec{\mathbf{z}}_0 \uparrow \uparrow \vec{\mathbf{k}}$, $\mu_a = \mu_a^+$, $\mu = \mu^+$;
- $\vec{\mathbf{B}}_0 \uparrow \downarrow \vec{\mathbf{z}}_0 \uparrow \uparrow \vec{\mathbf{k}}$, $\mu_a = -\mu_a^+$, $\mu = \mu^+$.

Bangai, nusklidus atstumą l , turėsime tokias fazes:

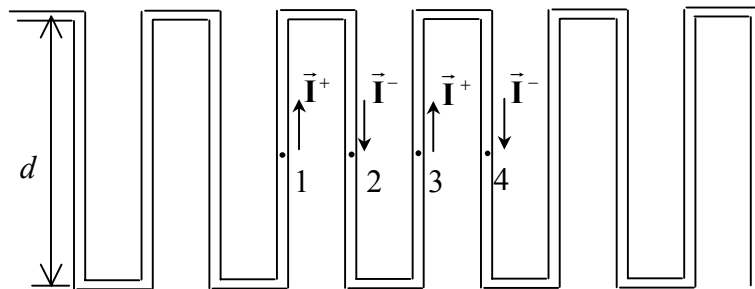
- $\varphi_0 = \omega t - \omega \sqrt{\varepsilon \mu_0} \cdot l$;
- $\varphi^+ = \omega t - \omega \sqrt{\varepsilon(\mu^+ + \mu_a^+)} \cdot l$;
- $\varphi^- = \omega t - \omega \sqrt{\varepsilon(\mu^+ - \mu_a^+)} \cdot l$.

Aišku, kad fazių pokyčiai

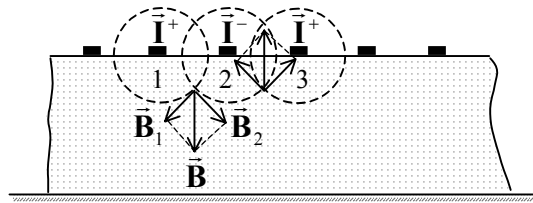
$\Delta\varphi^+ = \varphi_0 - \varphi^+ = \omega(\sqrt{\varepsilon(\mu^+ + \mu_a^+)} - \sqrt{\varepsilon\mu_0}) \cdot l$ ir $\Delta\varphi^- = \varphi_0 - \varphi^- = \omega(\sqrt{\varepsilon(\mu^+ - \mu_a^+)} - \sqrt{\varepsilon\mu_0}) \cdot l$ nebus vienodi. Gauname neapgrėžiamą fazės pokytį.

Iš to kas pasakyta seka, kad norint mikrojuostelinės linijos pagrindu gauti neapgėžiamą fazės keitiklį, reikia koku nors būdu feritiniame padėkle realizuoti apskritimiškai poliarizuoto elektromagnetinio lauko sritis. Kita būtina sąlyga, kad poliarizacijos sukimosi kryptis nepakistų, pakeitus magnetinio lauko kryptį. Vienas iš būdų šioms sąlygoms realizuoti yra meandro formos mikrojuostelinė linija. Šiuo požiūriu panagrinėsime bangos sklidimą 5 pav. parodytoje linijoje.

Laikysime, kad mikrojuostelinės linijos meandro paties ilgis lygus ketvirčiui bangos ilgio. Tada (žr. 6a pav.) bangos sukurtų srovių \vec{I}^{\pm} fazių skirtumas taškuose 1 ir 2 bei 2 ir 3 bus $\pi/2$. Tai reiškia, kad po juostelėmis esančiame ferite elektromagnetinis laukas bus sudarytas iš dviejų statmenų vienas kitam sandų, tarp kurių fazių skirtumas laike bus $\pi/2$.



6 a pav. Kintamosios srovės fazės keitiklyje. Vaizdas iš viršaus



6 b pav. Skerspjūvis per taškus 1 – 2 – 3 – 4

Esant vienodiems šių sandų dydžiams gausime apskritimiškai poliarizuotą elektromagnetinį lauką. Vienodas sandų dydis realizuojamas tik tam tikroje feritinio padėklo dalyje (centrinėje dalyje). Apskritimiškai besisukančio elektromagnetinio lauko kryptis priklauso tik nuo bangos sklidimo krypties ir nepriklauso nuo \vec{B}_0 krypties. Vadinasi, aprašytoji struktūra turi realizuoti neapgėžiamą fazės pokytį.

Gretimų juostelių sukurti elektromagnetiniai laukai persikloja tik esant nedideliame atstumui tarp juostelių. Reikalingas apskritimiškai poliarizuotas elektromagnetinis laukas gaunamas tik meandro centre. Meandro kraštuose gretimų juostelių kuriamų elektromagnetinių laukų fazių skirtumas $\pm\pi$. Tai reiškia, kad čia turime tiesiškai poliarizuotą lauką. Tarpinėse grandyse gaunama elipsinė poliarizacija.

Tikslus tokio fazės keitiklio nagrinėjimas galimas skaitmeniniais būdais ir čia nepateikiamas.

Literatūra

1. V.Kybartas, V.Šugurovas. Elektrodinamika. Vilnius, 1977, p. 142-145, 205-209, 239-244.
2. V.Ivaška. Elektromagnetiniai reiškiniai magnetikuose. Vilnius, 1989, p. 79-83, 88-94.
3. Ф.Фуско. СВЧ цепи. М. 1990, с. 19-21, 67-70.

Kontroliniai klausimai

1. Bendraašės (koaksialiosios) matavimo linijos veikimas. Elektromagnetinio lauko pasiskirstymas bendraašėje matavimo linijoje.
2. Kodėl apskaičiuojant fazės pokytį $\Delta\varphi = \frac{4\pi\Delta l}{\lambda}$, reikia naudoti 4π , o ne 2π ?
3. Kodėl meandro peties ilgis turi būti $\lambda/4$, kur λ - bangos ilgis juostelinėje linijoje? Kaip veiks fazės keitiklis nukrypus nuo šio reikalavimo?
4. Ar turėsime neapgrėžiamą fazės keitiklį, jei bus ne tik padėklas, bet ir visa erdvė feritinė?
5. Kodėl pakeitus magnetinio lauko kryptį į priešingą, nekeičia savo dydžio ir ženklo diagonalinis magnetinės skvarbos tenzoriaus elementas μ ?