

Įmagnetintų puslaidininkinių ir feritinių bangolaidžių tyrimas

S. Ašmontas

Puslaidininkinių fizikos institutas, A. Goštauto g. 11, LT-01108 Vilnius, Lietuva, tel. +370 5 2627124, faks. +370 5 2627123, el. p. asmontas@pfi.lt

L. Nickelson, V. Mališauskas

Elektroninių sistemų katedra, Vilniaus Gedimino technikos universitetas, Naugarduko g. 41, LT-03227 Vilnius, Lietuva, tel. +370 5 2744758, faks. +370 5 2744770, el. p. lucy_nickelson@cablenet.lt, vacius.malissauskas@el.vtu.lt

Įvadas

Milimetrinių elektromagnetinių bangų diapazone paprasčiausi yra cilindriniai apskritieji bangolaidžiai iš dielektrinių, puslaidininkinių arba feritinių medžiagų. Jie išskiria plačią darbo dažnių juostą ir charakteristikų skaičiavimo tikslumu, todėl tiriami iki šiol [1–7].

Puslaidininkinių ir feritinių bangolaidžių savybes galima valdyti keičiant nuolatinio įmagnetinimo lauko indukciją. Tai daroma cirkuliatoriuose, fazės suktuvuose, moduliatoriuose, poliarizatoriuose, antenose [8–12].

Yra darbų, kuriuose tiriamos elektromagnetinės bangos, sklindančios metaliniais apskritaisiais bangolaidžiais su įmagnetintu puslaidininkiu – giroelektrine terpe su kompleksiniu santykinu dielektrinės skvarbos tenzoriumi (SDST) $\underline{\underline{\epsilon}}_r^g$ [1, 5]. Tačiau atvirieji puslaidininkiniai bangolaidžiai ištirti nepakankamai. Pvz., neaiški jų dispersinių charakteristikų (DCh) priklausomybė nuo puslaidininkio laidžio tipo, krūvininkų koncentracijos, nuolatinio magnetinio lauko indukcijos ir pan.

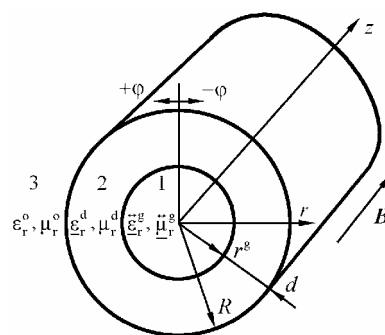
Pakankamai gerai ištirti tiek ekranuotieji, tiek atvirieji įmagnetinti feritiniai bangolaidžiai, kurių feritas yra giromagnetinė terpė su kompleksiniu santykinu magnetinės skvarbos tenzoriumi (SMST) $\underline{\underline{\mu}}_r^g$. Tačiau feritinių įtaisų valdymo galimybės yra ribotos, ypač trumpųjų mikrobangų diapazone, kur slopinimo koeficientas ferite yra gana didelis. Jį sumažinti kartais padeda ferito padengimas nemagnetinio dielektriko sluoksniu, kurį supa oras.

Šio darbo tikslas buvo sukurti bendrąją giroelektrinių ir giromagnetinių, t. y. girotropinių bangolaidžių tyrimo metodiką – sudaryti jų bendrąjį elektrodinaminį modelį ir išvesti dispersinę lygtį. Pagal ją apskaičiuoti ir ištirti puslaidininkinių *p*-Ge, *n*-InSb bei sluoksniuotųjų feritinių dielektrinių bangolaidžių su ISCh4 markės feritu DCh.

Bendroji girotropinių bangolaidžių tyrimo metodika

Bendrasis tiriamųjų girotropinių bangolaidžių modelis cilindrinėje *r*, φ , *z* koordinačių sistemoje pavaizduotas

1 pav. Nuolatinio magnetinio lauko su indukcijos vektoriumi \mathbf{B}_0 kryptis sutampa su *z* ašies kryptimi, kuria sklinda elektromagnetinės bangos. Girotropinėje srityje 1 su spinduliu r^g modelio santykinės dielektrinės ir magnetinės skvarbos apibūdinamos kompleksiniais tenzoriais $\underline{\underline{\epsilon}}_r^g$ ir $\underline{\underline{\mu}}_r^g$. Srityje 2, kurios storis *d*, yra nemagnetinis dielektrikas. Jo santykinė kompleksinė dielektrinė skvarba $\underline{\underline{\epsilon}}_r^d$, o reali magnetinė skvarba $\underline{\underline{\mu}}_r^d = 1$. Begalinę sritį 3 užpildo oras, kurio santykinės skvarbos yra $\underline{\underline{\epsilon}}_r^o = 1$ ir $\underline{\underline{\mu}}_r^o = 1$.



1 pav. Bendrasis girotropinių bangolaidžių modelis

Naudojant šį modelį sprendžiamas griežtas kraštinis elektrodinamikos uždavinys, siekiant gauti sklindančių elektromagnetinių bangų dispersinę lygtį ir apskaičiuoti jų DCh. Tam naudojamos diferencialinės Maxwello lygtys harmoniškai kintančių elektromagnetinių laukų kompleksinėms amplitudėms:

$$\text{rot } \underline{\underline{E}} = -j\omega \underline{\underline{\mu}}_r \underline{\underline{H}}, \quad \text{rot } \underline{\underline{H}} = j\omega \underline{\underline{\epsilon}}_r \underline{\underline{E}}, \quad (1)$$

čia $\underline{\underline{E}}$, $\underline{\underline{H}}$ – elektrinio ir magnetinio laukų stiprių vektorių kompleksinės amplitudės; $j = \sqrt{-1}$ – menamasis vienetas; ω – kampinis laukų kitimo dažnis; $\underline{\underline{\epsilon}}_r$, $\underline{\underline{\mu}}_r$ – bendriausiu atveju bet kokių girotropinių arba dielektrinių terpių komp-

leksiniai SDST ir SMST; ε_0, μ_0 – vakuomo absoliutinės dielektrinė ir magnetinė skvarbos.

Iš Maxwello lygčių (1) gaunamos banginių lygčių sistemos, kurių sprendiniai, randami „surištųjų“ bangų metodu, girotropinei sričiai 1 yra elektrinio ir magnetinio laukų stiprių išilginių komponentių kompleksinės amplitudės:

$$\underline{E}_{z1} = [a A_1 \underline{J}_m(k_{\perp 1}^g r) + B_1 \underline{J}_m(k_{\perp 2}^g r)] e^{\pm j m \varphi}, \quad (2)$$

$$\underline{H}_{z1} = [A_1 \underline{J}_m(k_{\perp 1}^g r) + b B_1 \underline{J}_m(k_{\perp 2}^g r)] e^{\pm j m \varphi}, \quad (3)$$

čia a, b – bangų ryšio koeficientai, nurodantys, kokiomis proporcijomis susimaišo E ir H tipų bangų amplitudės hibridinėse srities 1 bangose; A_1, B_1 – nežinomi amplitudžių koeficientai; $\underline{J}_m(k_{\perp 1,2}^g r)$ – m -osios eilės Besselio funkcijos su skirtingais kompleksiniais argumentais (indeksai 1, 2); $k_{\perp 1,2}^g$ – skersiniai bangų skaičiai girotropinėje

sirtyje 1; $e^{\pm j m \varphi}$ – išilginių komponentių priklausomybė nuo azimutinio periodiškumo $m = 0, 1, 2, \dots$ ir kampo $\pm \varphi$. Pliuso ženklas atitinka apskritiminės poliarizacijos bangas su kairiuoju poliarizacijos plokštumos sūkiu, o minuso – su dešiniuoju. Nuo vienos prie kitos poliarizacijos bangų perinama pakeitus bangolaidžio nuolatinio įmagnetinimo lauko kryptį priešinga, išlaikant bangų sklaidimo kryptį. Abiejų poliarizacijų bangos turi tenkinti tas pačias ribines sąlygas atskirai.

Nemagnetinių dielektrikų srityse 2 ir 3 banginės lygtys labai supaprastėja. Jų sprendiniai sričiai 2 yra

$$\underline{E}_{z2} = [A_2 \underline{J}_m(k_{\perp 1}^d r) + C_2 \underline{N}_m(k_{\perp 1}^d r)] e^{\pm j m \varphi}, \quad (4)$$

$$\underline{H}_{z2} = [B_2 \underline{J}_m(k_{\perp 1}^d r) + D_2 \underline{N}_m(k_{\perp 1}^d r)] e^{\pm j m \varphi}, \quad (5)$$

o sričiai 3 atitinkamai

$$\underline{E}_{z3} = A_3 \underline{H}_m^{(2)}(k_{\perp 1}^o r) e^{\pm j m \varphi} \text{ ir } \underline{H}_{z3} = B_3 \underline{H}_m^{(2)}(k_{\perp 1}^o r) e^{\pm j m \varphi}; \quad (6)$$

čia $A_2, B_2, C_2, D_2, A_3, B_3$ – nežinomi amplitudžių koeficientai; $\underline{N}_m(k_{\perp 1}^d r)$ – m -osios eilės Neumanno funkcija su kompleksiniu argumentu; $\underline{H}_m^{(2)}(k_{\perp 1}^o r)$ – antrojo tipo m -osios eilės Hankelio funkcija su menamuoju argumentu; $k_{\perp 1}^d = \sqrt{k^2 \varepsilon_r^d \mu_r^d - h^2}$, $k_{\perp 1}^o = \sqrt{k^2 - (h')^2}$ – skersiniai bangų skaičiai dielektrike ir ore; $k = \omega/c_0$ – bangos skaičius, o c_0 – jos greitis neribotame ore; $h = h' - j h''$ – išilginis bangos skaičius (sklaidimo koeficientas), $h' = 2\pi/\lambda_b$ ir h'' – jos fazės ir slopinimo koeficientai, λ_b – bangos ilgis bangolaidžiuose. Juos tyrėme dažnių srityje, kur $(h')^2 > k^2$.

Irašius išilginių komponentių išraiškas (2–6) į ryšio tarp komponentių lygtis, gaunamos skersinių komponentių kompleksinės amplitudės $\underline{E}_{\varphi 1,2,3}$, $\underline{H}_{\varphi 1,2,3}$ modelio srityse 1, 2, 3. Prilyginus jas pagal ribines sąlygas sričių

1–2 ir 2–3 ribose, gaunama aštuonių eilučių ir stulpelių determinanto pavidalo dispersinė lygtis:

$$\det(a_{ik}) = 0, \quad \text{čia } i, k = 1 \div 8. \quad (7)$$

Pagal ją apskaičiuojamos tiriamųjų girotropinių bangolaidžių DCh.

Įmagnetintų puslaidininkinių bangolaidžių tyrimas

Tiriamuoju atveju puslaidininkinių bangolaidžių supraoras, taigi modelio sritis 2 ir 3 (1 pav.) skirianti riba išnyksta, o $\varepsilon_r^d = \varepsilon_r^o = 1$, $\mu_r^d = \mu_r^o = 1$. Elektrinio ir magnetinio laukų stiprių išilginės komponentės ore aprašomos lygtimis:

$$\underline{E}_{z2} = A_2 K_m(\xi_{\perp 1}^o r) e^{\pm j m \varphi}, \quad \underline{H}_{z2} = B_2 K_m(\xi_{\perp 1}^o r) e^{\pm j m \varphi}, \quad (8)$$

čia A_2, B_2 – nežinomi amplitudžių koeficientai; $K_m(\xi_{\perp 1}^o r)$ – m -osios eilės Macdonaldo funkcija su realiu argumentu $\xi_{\perp 1}^o r = j k_{\perp 1}^o r$.

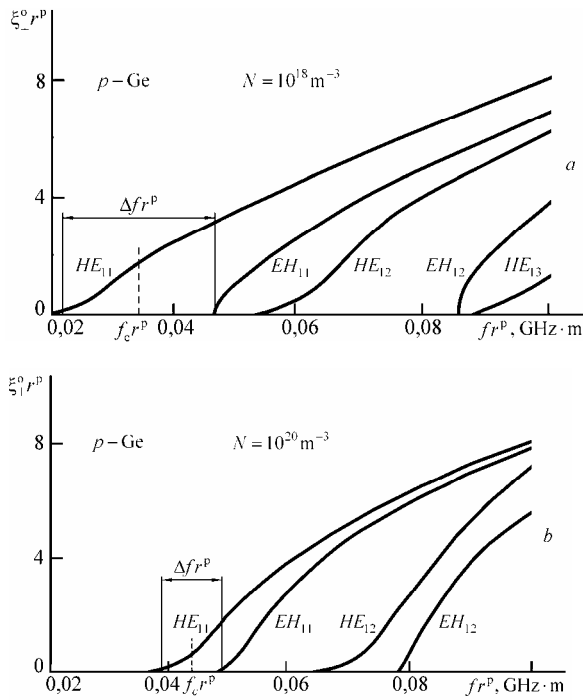
Laukas ore, su kuriuo ribojasi bangolaidis, yra superpozicija elektrinio ir magnetinio laukų, susietų ribinėmis sąlygomis išilgai įmagnetinto puslaidininkio paviršiuje. Užrašius šias sąlygas, gaunama ketvirtosios eilės determinanto pavidalo dispersinė lygtis, analogiška (7). Dėl didelio determinantų elementų skaičiaus ir sudėtingumo šios lygtys čia nepateikiamos.

Sudaryto modelio bangų tipai atitinka dielektrinių bangolaidžių bangų klasifikaciją. Laikoma, kad bangos tipų puslaidininkiniame bangolaidyje lemia ta dielektrinio bangolaidžio banga, į kurią perinama nykstant puslaidininkio girotropijai, kai nuolatinio įmagnetinimo laukas silpsta ir puslaidininkio SDST išraiškoje

$$\underline{\varepsilon}_r^p = \begin{vmatrix} \varepsilon_{xx} & j\varepsilon_{xy} & 0 \\ -j\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{vmatrix} \quad (9)$$

elementai $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_r^d$, $\varepsilon_{xy} \rightarrow 0$. DCh skaičiavimo programa buvo patikrinta ribiniu atveju, kai $\varepsilon_{xy} = 0$.

2 paveiksle pateiktos išilgai įmagnetintų apskritųjų puslaidininkinių p -Ge bangolaidžių su skirtingomis skylučių koncentracijomis N skaitinės dispersinės charakteristikos kairiosios apskritiminės $e^{+j\varphi}$ poliarizacijos (helikoninės) bangoms, kai nuolatinio įmagnetinimo lauko indukcija $B_0 = 1$ T. Siekiant universalumo DCh skaitiniai duomenys normuoti pagal bangolaidžių spindulį $r^p = 1$ mm. Šiuo atveju skaičiuojant $\underline{\varepsilon}_r^p$ buvo įvertinti du krūvininkų tipai: lengvos skylutės, kurių efektinė masė $m_1^* = 0,043 m_0$ ir judris $\mu_1 = 40,9 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, sudarančios 4,5 %, ir sunkios skylutės, kurių efektinė masė $m_2^* = 0,279 m_0$ ir judris $\mu_2 = 6,3 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}$, sudarančios



2 pav. Išilgai įmagnetintų apskritųjų *p*-Ge bangolaidžių DCh

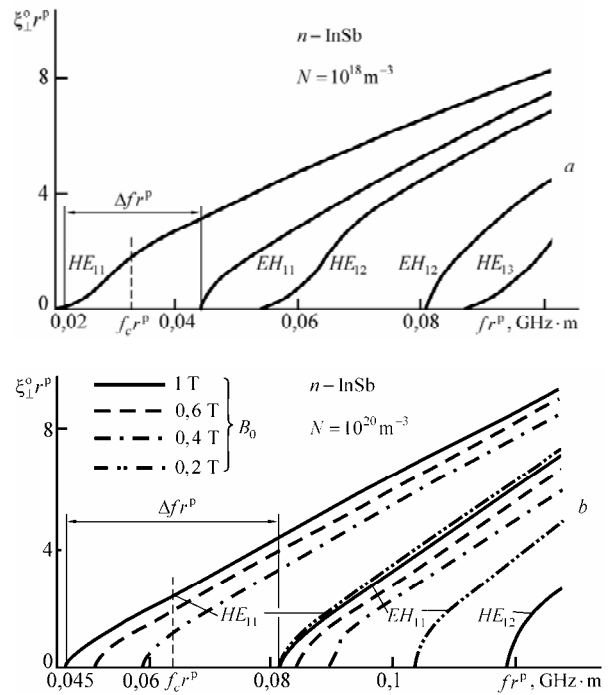
95 % krūvininkų. Čia m_0 – laisvojo krūvininko masė. Be to, įvertinta *p*-Ge gardelės pastovioji $\epsilon_L = 16$.

Iš *p*-Ge bangolaidžių dispersinių charakteristikų (2 pav.) matyti, kad, didėjant skylių koncentracijai N , hibridinės pagrindinio tipo bangos HE_{11} kritinis (atkirtos) dažnis $f_{kr}r^p$, darbo (vien su pagrindinio tipo banga) dažnių juosta Δfr^p ir jos centrinis dažnis $f_c r^p$ bei dispersinė charakteristika slenka į aukštesniųjų dažnių pusę. Tuo tarpu juosta Δfr^p – skirtumas tarp pagrindinio tipo bangos HE_{11} ir pirmojo aukštesniojo tipo bangos EH_{11} kritinių dažnių – nuosekliai siaurėja (plačiajuostiškumas mažėja).

Toliau parodytos išilgai įmagnetintų *n*-InSb bangolaidžių su skirtingomis elektronų koncentracijomis DCh dešinėsios apskritiminės $e^{-j\phi}$ poliarizacijos (helikoninės) bangoms, kai magnetinio lauko indukcija yra $B_0 = 1$ T (3 pav., a) arba $B_0 = 1; 0,6; 0,4; 0,2$ T (3 pav., b). Skaičiuojant $\tilde{\epsilon}_p^D$ elementus įvertinta elektronų efektinė masė $m^* = 0,014 m_0$, judris $\mu = 40$ m²/V·s ir *n*-InSb puslaidininkio gardelės pastovioji $\epsilon_L = 17,8$.

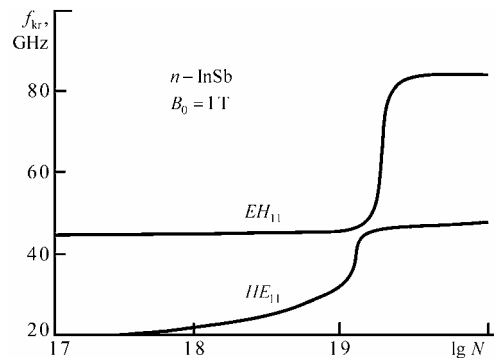
Pažymėtina, kad esant indukcijai $B_0 = 1$ T ir palyginti mažai elektronų koncentracijai $N < 10^{17}$ m⁻³, išilgai įmagnetintų *n*-InSb bangolaidžių DCh yra analogiškos nemagnetintų dielektrinių bangolaidžių charakteristikoms.

3 paveikslo, a ir b, grafikai rodo, kad didinant elektronų koncentraciją *n*-InSb bangolaidžių pagrindinio tipo bangos HE_{11} kritinis dažnis $f_{kr}r^p$ lyg ir didėja, bangolaidžių DCh, darbo dažnių juosta Δfr^p ir jos centrinis dažnis $f_c r^p$ slenka į aukštesniųjų dažnių pusę iki tam tikros ribos. Tačiau tai pasirodė apgaulinga.



3 pav. Išilgai įmagnetintų apskritųjų *n*-InSb bangolaidžių DCh

4 paveiksle pavaizduotos kritinių dažnių f_{kr} priklausomybės nuo krūvininkų koncentracijos N pagrindinio HE_{11} ir pirmojo aukštesniojo EH_{11} tipų dešinėsios apskritiminės $e^{-j\phi}$ poliarizacijos bangoms išilgai įmagnetintuose *n*-InSb bangolaidžiuose. Iš jų matyti, kad, siekiant reikiamo bangolaidžių plačiajuostiškumo, galima optimaliai parinkti elektronų koncentraciją keliuose skirtingose dažnių srityse. Jose darbo dažnių juosta nuosekliai siaurėja, didėjant elektronų koncentracijai. Susiaurėjus juostai iki minimumo, esant tam tikrai elektronų koncentracijai $N > 10^{19}$ m⁻³, juosta staiga paplatėja. Tai labai svarbu praktikai. Veikiant tokius bangolaidžius jonizuojančiais γ spinduliais, šviesa arba (ir) šiluma galima keisti elektronų koncentraciją N ir perjungti dažnių sritis.



4 pav. HE_{11} ir EH_{11} bangų kritinių dažnių f_{kr} priklausomybės nuo krūvininkų koncentracijos išilgai įmagnetintuose *n*-InSb bangolaidžiuose

3 paveiksle, b, matyti, kad, mažėjant magnetinio lauko indukcijai B_0 , bangų HE_{11} ir EH_{11} kritiniai dažniai $f_{kr}r^p$ ir DCh slenka į aukštesniųjų dažnių pusę.

Tuo tarpu darbo dažnių juosta $\Delta f r^f$ siaurėja (plačiajuostiškumas mažėja).

Taigi hibridinių bangų dispersija išilgai įmagnetintuose puslaidininkiniuose bangolaidžiuose priklauso ir nuo jų laidžio tipo. Išilgai įmagnetintų n tipo bangolaidžių su dešinėsios $e^{-j\varphi}$ poliarizacijos bangomis praktinio taikymo galimybės yra didesnės.

Įmagnetintų feritinių bangolaidžių tyrimas

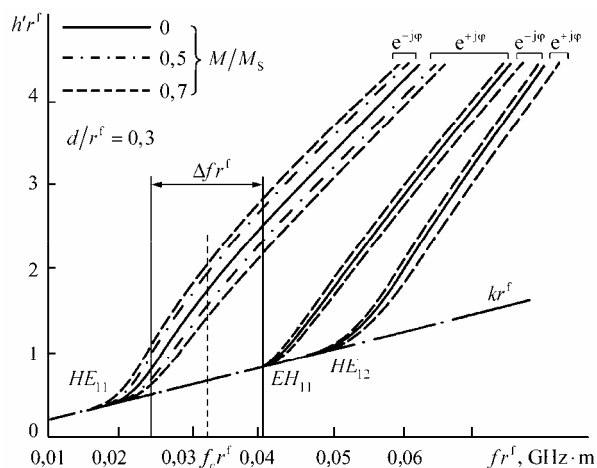
Išilgai įmagnetintas feritas tampa giromagnetine terpe, apibūdinama kompleksiniu SMST

$$\underline{\underline{\mu}}_r^f = \begin{pmatrix} \underline{\mu}_{xx} & j\underline{\mu}_{xy} & 0 \\ -j\underline{\mu}_{xy} & \underline{\mu}_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \underline{\mu}_{zz} \end{pmatrix}. \quad (10)$$

Tiriant buvo tariama, kad feritinių bangolaidžių įmagnetėjimas $4\pi M$ lyginamas su soties įmagnetėjimu $4\pi M_s$ ir jų santykinis įmagnetėjimas apibūdinamas dydžiu M/M_s . Todėl jų SMST (10) komponentė $\underline{\mu}_{xy} = \underline{\mu}_{sxy} M/M_s$. Čia $\underline{\mu}_{sxy}$ – iki soties įmagnetinto ferito SMST komponentė. Vidinė modelio (1 pav.) sritis 1 užpildyta ISCh4 markės feritu, kurio neįmagnetinto santykinė magnetinė skvarba yra $\underline{\mu}_r^f = \underline{\mu}_r^f - j\underline{\mu}_r^{f''}$, magnetiniai nuostoliai $\underline{\mu}_r^{f''} = 5 \cdot 10^{-3}$ ir soties įmagnetėjimas $4\pi M_s = 377$ kA/m. Ferito santykinė dielektrinė skvarba $\underline{\epsilon}_r^f = \epsilon_r^f - j\epsilon_r^{f''} = 13,5(1 - j5 \cdot 10^{-4})$, o jo kompleksinio SDST $\underline{\underline{\epsilon}}_r^f$, analogiško (9), komponentės $\underline{\epsilon}_{xx} = \underline{\epsilon}_{zz} = \underline{\epsilon}_r^f$, $\underline{\epsilon}_{xy} = 0$. Skaičiavome feritinių bangolaidžių su išoriniu dielektriko sluoksniu, kurio santykinis storis $d/r^f = 0,3$, o santykinė dielektrinė skvarba $\underline{\epsilon}_r^d = 9,6(1 - j10^{-4})$ atitinka polikorą arba safyrą, DCh.

Toliau pateikiami skaičiavimų rezultatai yra normuoti pagal ferito spindulį $r^f = 1$ mm. Modelio bangų tipai atitinka atvirųjų apskritųjų dielektrinių bangolaidžių bangų klasifikaciją. Tariama, kad bangų tipus sluoksniuotajame feritiniame-dielektriniame bangolaidyje lemia tos dielektrinio bangolaidžio bangos, į kurias pereinama nykstant ferito girotropijai, kai nuolatinis magnetinis laukas silpsta ir $\underline{\mu}_{xx} = \underline{\mu}_{zz} = 1$, o $\underline{\mu}_{xy} \rightarrow 0$. DCh skaičiavimo programa buvo patikrinta ribiniu atveju, kai $\underline{\mu}_{xy} = 0$.

5 paveiksle parodytos DCh pagrindinio tipo hibridinei bangai HE_{11} , esant neįmagnetintam feritui ($M/M_s = 0$) ir dviems santykinio įmagnetėjimo $M/M_s = 0,5$ ir $0,7$ vertėms. Aukštesnių (parazitinių) tipų bangų EH_{11} ir HE_{12} skaičiavimų rezultatai pateikti tik

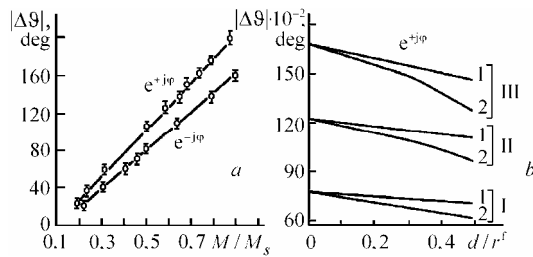


5 pav. Išilgai įmagnetintų feritinių-dielektrinių bangolaidžių DCh, esant skirtingam feritų įmagnetėjimui M/M_s

dviem kraštiniais atvejais, kadangi jų charakteristikos mažiau priklauso nuo feritų įmagnetėjimo. Iš DCh matyti, kad, didėjant feritų įmagnetėjimui, pagrindinio tipo bangos HE_{11} su dešiniąja $e^{-j\varphi}$ apskritimine poliarizacija dispersinės charakteristikos slenka į žemesniųjų, o su kairiųjų $e^{+j\varphi}$ poliarizacija – į aukštesniųjų dažnių pusę. Tuo tarpu artimiausiai aukštesniojo tipo bangai EH_{11} yra atvirkščiai. Taigi feritų įmagnetinimas platina darbo dažnių juostą $\Delta f r^f$ (didina plačiajuostiškumą) bangolaidžių su dešinėsios $e^{-j\varphi}$ ir siaurina ją bangolaidžių su kairiosios $e^{+j\varphi}$ apskritiminės poliarizacijos bangomis atvejais. Todėl plačiajuosčiuose įrenginiuose pirmenybė teiktina feritiniams-dielektriniams bangolaidžiams su pagrindinio tipo dešinėsios $e^{-j\varphi}$ apskritiminės poliarizacijos banga HE_{11} .

Toliau pavaizduotos diferencinio fazės posūkio modulio $|\Delta\vartheta|$ feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose priklausomybės nuo feritų santykinio įmagnetėjimo M/M_s (6 pav., a) pagrindinio tipo HE_{11} kairiosios $e^{+j\varphi}$ ir dešinėsios $e^{-j\varphi}$ apskritiminės poliarizacijų bangoms ir nuo dielektriko santykinio storio d/r^f bei dielektrinės skvarbos $\underline{\epsilon}_r^d$ (6 pav., b) kairiosios $e^{+j\varphi}$ apskritiminės poliarizacijos bangai. Diferencinio fazės posūkio modulius bangolaidžio, kurio ilgis L , gale randamas laipsniais iš formulės $|\Delta\vartheta| = |h'_M - h'_0| L \cdot 360 / 2\pi^\circ$ (deg). Čia formulės dešinėsios pusės pirmasis ir antrasis nariai tiesiuose skliaustuose atitinka bangos fazės koeficientus (rad/m), kai feritai yra įmagnetinti ir neįmagnetinti.

Šios priklausomybės (6 pav., a) abiejų poliarizacijų bangoms tiriamoje feritų įmagnetėjimų srityje yra beveik tiesinės, išskyrus gana stipraus įmagnetėjimo atvejį III (6 pav., b), bet nevienodos. Kuo didesnis feritų įmagnetėjimas ir mažesni santykiniai dielektriko skvarba ir storis, tuo $|\Delta\vartheta|$ yra didesnis. Tai paaiškinama tuo, kad, didėjant feritų įmagnetėjimui, vis didesnė bangų energijos dalis traukiama į feritą iš dielektriko ir oro. Todėl bangų reakcija į dielektriko sluoksnį yra silpnesnė.

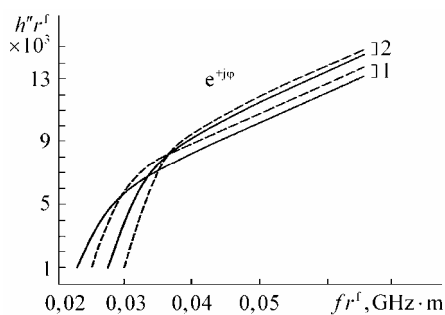


6 pav. Teorinės (linijos) ir eksperimentinės (rutuliukai su paklaidų ribomis) $|\Delta\theta|$ priklausomybės HE_{11} bangoms feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose: a – nuo M/M_s , kai $d/r^f = 0,3$, $\epsilon_r^d = 9,6(1 - j10^{-4})$, $L = 0,008$ m, $f r^f = 0,0319$ GHz·m, $4\pi M_s r^f = 312,3$ A; b – nuo d/r^f , kai $L = 1$ m, M/M_s : I – 0,3, II – 0,5, III – 0,7, o ϵ_r^d : 1 – $9,6(1 - j10^{-4})$, 2 – $15(1 - j10^{-4})$

Tačiau kiekvienam bangolaidžiui su skirtingo santykinio storio d/r^f ir skirtingos skvarbos ϵ_r^d dielektriku diferencinio fazės posūkio modulis $|\Delta\theta|$ buvo skaičiuojamas esant kiek skirtingiems darbo dažnių juostos centriniam dažniams. Pvz., bangolaidžiui, kurio $d/r^f = 0,3$ ir $\epsilon_r^d = 9,6(1 - j10^{-4})$, buvo $f_c r^f = 0,033$ GHz·m, o kurio $\epsilon_r^d = 15(1 - j10^{-4})$, buvo $f_c r^f = 0,031$ GHz·m.

Skaičiavimai buvo patikrinti eksperimentiškai išmatavus $|\Delta\theta|$ priklausomybes pagrindinio tipo abiejų poliarizacijų bangoms nuo ferito santykinio įmagnetėjimo feritiniam bangolaidžiui, kurio ilgis L , esant fiksuotam dažniui $f r^f$ ir ferito soties įmagnetėjimui $4\pi M_s r^f$ (6 pav., a). Skaičiavimų ir eksperimento rezultatai sutapo eksperimento paklaidų ribose [12].

7 paveiksle pateiktos normuotojo slopinimo koeficiento $h'' r^f$ priklausomybės nuo dažnio pagrindinio tipo bangai HE_{11} su kairiąja $e^{+j\phi}$ apskritimine poliarizacija feritiniuose bangolaidžiuose su dielektriko sluoksniu ir be jo, kai išoriniai bangolaidžių spinduliai R yra vienodi.



7 pav. Normuotojo slopinimo koeficiento priklausomybės nuo dažnio feritiniams bangolaidžiams: 1 – su dielektriko sluoksniu, kai $d/r^f = 0,3$, $\epsilon_r^d = 9,6(1 - j10^{-4})$, 2 – be dielektriko sluoksniu; išsitiesinės linijos – neįmagnetintam feritui, punktyrinės linijos – feritui su $M/M_s = 0,7$

Iš jų matyti, kad slopinimo koeficientas sluoksniuotajame bangolaidyje žemųjų dažnių srityje iki $f r^f = 0,033$ GHz·m yra didesnis, o aukštųjų dažnių srityje nuo $f r^f = 0,035$ GHz·m – mažesnis nei bangolaidyje be dielektriko sluoksniu. Be to, slopinimas žemųjų dažnių

srityje iki $f r^f = 0,028$ GHz·m feritiniuose bangolaidžiuose be dielektriko ir iki $f r^f = 0,035$ GHz·m su dielektriko sluoksniu mažėja, o aukštųjų dažnių srityje nuo šių dažnių didėja, didėjant ferito įmagnetėjimui.

Pagal 6 paveikslą, b, galima taip parinkti sluoksniuotojo feritinio-dielektrinio bangolaidžio santykinį dielektriko storį, kad diferencinio fazės posūkio modulis sumažėtų nedaug, palyginti su feritiniu bangolaidžiu be dielektriko sluoksniu. Tada, optimaliai parinkus elektrodinaminis dielektriko parametrus, galima sumažinti slopinimą (7 pav.) ir jo pokytį visoje bangolaidžių darbo dažnių juostoje. Tai sumažintų signalų amplitudės moduliaciją dėl slopinimo didėjimo bangolaidžiuose, didėjant dažniui.

Išvados

1. Atviriesiems išilgai įmagnetintiems apskritiesiems puslaidininkiniams ir feritiniams-dielektriniams bangolaidžiams tirti tikslinga vietoj atskirų metodikų taikyti siūlomą bendrąją girotropinių bangolaidžių elektrodinaminio tyrimo metodiką (bendrąjį modelį „surištųjų“ bangų metodą, dispersinę lygtį, DCh skaičiavimo algoritmą ir programą).

2. p -Ge bangolaidžių pagrindinės bangos HE_{11} kritinis dažnis, darbo dažnių juosta, jos centrinis dažnis ir dispersinė charakteristika nuosekliai slenka į aukštesniųjų dažnių pusę, o darbo dažnių juostos plotis mažėja, didėjant skylių koncentracijai.

3. n -InSb bangolaidžiams galima parinkti reikiamo pločio darbo dažnių su pagrindine banga HE_{11} juostą keliuose skirtingose dažnių srityse. Didėjant elektronų koncentracijai darbo dažnių juosta nuosekliai siaurėja, paskui staiga paplatėja. Veikiant tokius bangolaidžius jonizuojančiais γ spinduliais, šviesa arba (ir) šiluma, galima perjungti darbo dažnių sritis.

4. Taigi atvirųjų išilgai įmagnetintų puslaidininkinių n tipo bangolaidžių praktinio taikymo galimybės yra didesnės negu p tipo bangolaidžių galimybės darbe nurodytomis tyrimo sąlygomis.

5. Sluoksniuotųjų feritinių-dielektrinių bangolaidžių įmagnetėjimas didėdamas platina darbo dažnių juostą dešinėsios ir siaurina ją kairiosios apskritiminės poliarizacijos bangoms. Todėl pirmenybė teiktina feritiniams-dielektriniams bangolaidžiams su pagrindine HE_{11} dešinėsios apskritiminės poliarizacijos banga.

6. Diferencinio fazės posūkio modulio feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose priklausomybės nuo feritų įmagnetėjimo praktiškai yra tiesinės, bet skirtingos abiejų poliarizacijų bangoms. Diferencinio fazės posūkio modulis yra tuo didesnis, kuo didesnis feritų įmagnetėjimas ir mažesni dielektriko santykinė skvarba bei santykinis storis.

7. Pagrindinės bangos HE_{11} slopinimo feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose koeficientas yra ištirto diapazono žemųjų dažnių srityje didesnis, o aukštųjų – mažesnis nei bangolaidžiuose be dielektriko sluoksniu. Slopinimas žemųjų dažnių srityje mažėja, o aukštųjų – didėja, didėjant ferito įmagnetėjimui. Optimaliai parinkus dielektriko santykinį storį ir elektrodinaminis parametrus, galima sumažinti slopinimą ir jo pokytį visoje bangolaidžių darbo dažnių juostoje.

Literatūra

1. **Pierantoni L., Camicia A., Rozzi T.** Explicit Eigenvalue Formulation for the Efficient Determination of the Hybrid Spectrum of Ferrite-loaded Circular Waveguide // IEE Proceedings Microwave: Antennas Propagation. – 2003. – Vol. 150, No 2. – P. 105–110.
2. **Dib N., Omar A.** Dispersion Analysis of Multilayer Cylindrical Transmission Lines Containing Magnetized Ferrite Substrates // IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques. – 2002. – Vol. 50, No 7. – P. 1730–1736.
3. **Hu B. J., Wei G.** Numerical Simulation of the Fundamental Mode of a Magnetoplasma Rod Surrounded by a Lossless Dielectric Layer // IEEE Transactions on Plasma Science. – 2001. – Vol. 29, No 1. – P. 1–7.
4. **Belous R. I.** Propagation Constant of Eigen Electromagnetic Waves in Three-Layer Cylindrical Waveguide // MSMW'2001 Symposium Proceedings. – Kharkov, Ukraine. – P. 205–207.
5. **Liu S., Li L. W., Leong M. S., Yeo T. S.** Theory of Gyroelectric Waveguides // Progress in Electromagnetics Research. – 2000. – PIER29. – P. 231–259.
6. **Miškinis R., Nekrašas N., Paršeliūnas J., Urba E.** Domenų, atsirandančių n -GaAs veikiant stipriems mikrobangų laukams, eksperimentinis aptikimas // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 1999. – Nr. 2(20). – P. 26–28.
7. **Lahart M. J.** Analysis of a Cylindrical Dielectric Waveguide with Three Regions by Use of an Invariant Mode-Definition Parameter // Journal of the Optical Society of America: Optics, Image Science and Vision. – 1998. – Vol. 15, Issue 3. – P. 727–735.
8. **Iqbal S. S., Gibson A. A.** Characteristics of Millimeter-Wave Semiconductor Phase Shifters // 11th International Conference on Antennas and Propagation, Conference Publication. – No 480, IEE 2001. – P. 323–326.
9. **Che W., Yung E. K.-N., Junding W.** Ferrite Circular Waveguide Variable Polarizer Loaded with Dielectric Ring // Microwave Conference, 2000 Asia-Pacific. – P. 349–352.
10. **Alves M. J. L., Sobrinho C. L. da S. S.** Analysis of the Dispersion Characteristics and Attenuation of a Semiconductor Cylindrical Waveguide with Plasma Regions // Microwave and Optoelectronics Conference. Proc. of the 2001 SBMO/IEEE MTT-S International. – Vol. 1. – P. 223–226.
11. **Raffaelli S., Sipus Z., Kildal P.-S.** Analysis and Measurements of Conformal Patch Array Antennas on Multilayer Circular Cylinder // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. – 2005. – Vol. 53, No 3. – P. 1105–1113.
12. **Nickelson L., Shugurov V.** Singular Integral Equations' Methods for the Analysis of Microwave Structures. – Leiden-Boston, VSP Brill Academic Publishers, 2005. – 348 p.

Pateikta spaudai 2005 07 08

S. Asmontas, L. Nickelson, V. Malisauskas. Investigation of Magnetized Semiconductor and Ferrite Waveguides // Electronics and Electrical Engineering. – Kaunas: Technologija, 2006. – No 1(65). – P. 49–54.

In this paper we describe the method that allowed us to arrive at a dispersion equation for the electrodynamic analyses of open layer cylindrical gyrotropic waveguides. We numerically investigated dispersion characteristics of longitudinally magnetized semiconductor p -Ge and n -InSb waveguides at several free charge carrier concentrations N for several modes. We analyzed the n -InSb waveguide's dispersion dependences on the external constant magnetic field strength. We also analyzed cutoff frequency dependences of the main HE_{11} and the first higher mode EH_{11} on the N . We discovered that the waveguide wideband at the beginning decreases and then by a sudden change it increases when the concentration N is increased. We analyzed the dispersion characteristics of the longitudinally magnetized ferrite-dielectric waveguide on different electrodynamic parameters. We discovered that the working frequency band becomes wider for a microwave with a right-hand polarization when the ferrite magnetization is increased. The same dependence for a microwave with a left-hand polarization has the opposite effect. The experimental and calculated differential comparison of the phase shift of the ferrite waveguide on the value of the ferrite magnetization show that these results were in agreement with each other. Ill. 7, bibl. 12 (in Lithuanian; summaries in English, Russian and Lithuanian).

С. Ашмонтас, Л. Никельсон, В. Малишаускас. Исследование намагниченных полупроводниковых и ферритовых волноводов // Электроника и электротехника. – Каунас: Технология, 2006. – № 1(65). – P. 49–54.

В работе представлена методика вывода дисперсионного уравнения для электродинамического анализа открытых гиротропных слоистых волноводов круглого поперечного сечения. Исследованы рассчитанные дисперсионные характеристики продольно намагниченных полупроводниковых p -Ge и n -InSb волноводов для 3–5 мод волн при двух концентрациях свободных носителей зарядов N . Для n -InSb волноводов проанализированы зависимости дисперсионных характеристик от величины индукции постоянного намагничивающего поля и зависимости частоты отсечки основной HE_{11} и первой высшей EH_{11} мод от N . Для продольно намагниченных феррито-диэлектрических волноводов исследованы зависимости дисперсионных характеристик от различных электродинамических параметров. Установлено, что рабочая полоса частот этих волноводов расширяется для волн правой круговой поляризации и сужается для волн левой круговой поляризации с увеличением намагниченности феррита. Сопоставлены рассчитанные и экспериментальные зависимости модуля дифференциального фазового сдвига основной волны в ферритовом волноводе от намагниченности феррита и установлено хорошее их совпадение. Ил. 7, библи. 12 (на литовском языке; рефераты на английском, русском и литовском яз.).

S. Ašmontas, L. Nickelson, V. Mališauskas. Įmagnetintų puslaidininkinių ir feritinių bangolaidžių tyrimas // Elektronika ir elektrotechnika. – Kaunas: Technologija, 2006. – Nr. 1(65). – P. 49–54.

Darbe pateikta metodika leido išvesti dispersinę lygtį atvirųjų girotropinių apskritojo skerspjūvio sluoksniuotųjų bangolaidžių elektrodinaminei analizei. Ištirtos išilgai įmagnetintų puslaidininkinių p -Ge ir n -InSb bangolaidžių skaitinės dispersinės charakteristikos 3–5 tipų bangoms, esant dviem laisvųjų krūvininkų koncentracijoms N . Išanalizuotos n -InSb bangolaidžių dispersinių charakteristikų priklausomybės nuo nuolatinio įmagnetinimo lauko indukcijos ir pagrindinio HE_{11} bei pirmojo aukštesniojo EH_{11} tipų bangų kritinių dažnių priklausomybės nuo N . Ištirtos išilgai įmagnetintų feritinių-dielektrinių bangolaidžių dispersinių charakteristikų priklausomybės nuo įvairių elektrodinaminių parametrų. Nustatyta, kad šių bangolaidžių darbo dažnių juosta plėtėja dešimtosios ir siaurėja kairiosios apskritiminės poliarizacijos bangoms didėjant feritų įmagnetėjimui. Palygintos skaitinės ir eksperimentinės diferencinio fazės posūkio modulio feritiniuose-dielektriniuose bangolaidžiuose priklausomybės nuo feritų įmagnetėjimo abiejų poliarizacijų HE_{11} tipo bangoms ir nustatytas geras jų atitikimas. Il. 7, bibl. 12 (lietuvių kalba; santraukos anglų, rusų ir lietuvių k.).