

Метаматеријали са асиметричним резонаторима  
у структурама са вођеним таласом

Војислав Милошевић

8 мая 2018 г.

# Оглављение

<b>1 Екстракција параметара</b>	<b>3</b>
1.1 Увод . . . . .	3
1.2 Генералисана процедура (екстракције) . . . . .	4
1.2.1 Вод испуњен бианизотропним диелектриком . . . . .	4
1.2.2 Услови за негативни индекс преламања . . . . .	6
1.2.3 Мрежни параметри секције вода . . . . .	7
1.2.4 Екстракција параметара . . . . .	9
1.2.5 Ефективни параметри еквивалентног медијума . . . . .	9
1.2.6 Николсон-Рос-Вир процедура са усредњавањем . . . . .	10
1.3 Асиметричне јединичне ћелије . . . . .	11
1.3.1 Јединичне ћелије са паралелним процепом [у односу на вод]	12
1.3.2 Јединичне ћелије са процепима далеко од вода . . . . .	14
1.3.3 Јединичне ћелије са процепима нормалним на вод . . . . .	18
1.3.4 Ивично спрегнути CPP ( <i>физ.скрипта</i> ) . . . . .	21
1.4 Валидација метода екстракције . . . . .	24
1.4.1 Метод декомпозиције . . . . .	24
1.4.2 Јединичне ћелије са паралелним процепима . . . . .	26
1.4.3 Јединичне ћелије са нормалним процепима . . . . .	28
1.4.4 Ивично спрегнути <i>физ скрипта</i> . . . . .	29
1.5 Закључак (ако то уопште иде у поглавље)	29
<b>2 Еквивалентне шеме</b>	<b>32</b>
2.1 Увод . . . . .	32

2.2	Екстракција параметара кола коришћењем модела спрегнутих водова . . . . .	35
2.3	Екстракција параметара кола на основу симулираних резултата . . . . .	36
2.3.1	CPP са процепом паралелним воду . . . . .	38
2.3.2	Микрострип вод спрегнут са два CPP-а са асиметричним процепима . . . . .	42
2.3.3	Микрострип вод спрегнут са CPP-овима са нормалним процепима . . . . .	43
2.3.4	Каскадиране структуре . . . . .	45
2.4	Валидација модела и резултати . . . . .	45
2.4.1	CPP-ови са паралелним процепом . . . . .	46
2.4.2	Микрострип вод са два CPP-а са асиметричним процепима	46
2.4.3	CPP-ови са нормалним процепом у односу на вод . . . . .	47
2.4.4	Каскадирани CPP-ови са процепом паралелним воду . . . . .	48
2.5	Закључак . . . . .	48
<b>3</b>	<b>Теорија спрегнутих модова</b>	<b>60</b>
3.1	Апстракт . . . . .	60
3.2	Увод . . . . .	60
3.2.1	Мотивација . . . . .	60
3.2.2	Историјат . . . . .	61
3.2.3	Хеуристички приступ . . . . .	62
3.3	Примена? Резултати? . . . . .	65
3.3.1	Антисиметрични сплит рингови . . . . .	65
3.3.2	Анализа помоћу ТСМ . . . . .	67
3.3.3	Анализа помоћу еквивалентне шеме . . . . .	68
3.4	Резултати и поређење . . . . .	73
3.4.1	Валидација аналогије између два модела . . . . .	73
3.4.2	Побољшани резултати . . . . .	76
3.5	Закључак . . . . .	79

# Глава 1

## Екстракција параметара

### 1.1 Увод

НРВ<sub>авг</sub>

Једна од основних претпоставки код метаматеријала јесте да је таласна дужина ЕМ зрачења, на радном опсегу учестаности, знатно већа од јединичне ћелије, због чега се структура понаша као ефективно хомогена средина. (Расејање не долази до изражaja.) Усредњене вредности поља, ефективни параметри

Изотропни медијум, стандардна Николсон-Рос-Вир процедура [1, 2, 3, 4] детаљи око дефиниције импедансе, индекса кад је  $\lambda \approx d$

Један од проблема са стандардном НРВ процедуром екстракције настаје уколико узорак метаматеријала испољава асиметричну рефлексију. Очигледно, изотропни медијум као модел не може да репродукује такво својство, пошто је он увек симетричан. Још један проблем са изотропним медијумом (донекле повезан са претходним) јесте што он имплицира међусобну независност електричне и магнетне индукције (тј. да електрична зависи само од Е-поља итд. види како то да срочиш), али из литературе је познато да неки често коришћени резонатори у метаматеријалима, као што је сплит-ринг, имају истовремени електрични и магнетни одзив, другим речима одговарајући диполи су спретнути [5]. Није увек могуће занемарити ову спрегу, што зависи од оријентације сплит-ринг резонатора и начина њихове побуде.

Смит и др. су предложили модификацију НРВ процедуре [6]

Оба поменута ефекта, асиметрична рефлексија и спрега магнетне и електричне индукције могу се моделовати помоћу бианизотропног медијума, што је већ предложено у литератури за случај 2Д и 3Д метаматеријала [7, 8, 9]. Можемо разликовати више извора бианизотропије у метаматеријалима: унакрсна (!!) поларизабилност конститутивних елемената (нпр. сплит ринг), асиметрична геометрија јединичне ћелије (нпр. услед супстрата) и у неким случајевима услед просторне дисперзије [10].

У радовима [11, 12] је показано како се бианизотропни еквивалентни медијум може применити на водове на бази метаматеријала (уф!). У наставку ће бити дат преглед најважнијих резултата. У секцији 1.2 разматрају се особине водова испуњених бианизотропним медијумом, изведени су електрични параметри секције таквог вода, на основу којих се, у инверзном поступку екстракције, могу добити ефективни параметри медијума. У секцији (реф.) је процедура екстракције (генерализана процедура?) примењена на јединичне ћелије које се честоје од микрострип вода спречнутог са сплит-ринг резонаторима са асиметрично постављеним процепима. У секцији (валидација) представљена је провера валидности поступка, на основу симулације вода са хомогеним диелектриком, који поседује добијене ефективне параметре.

дискусија око нефизичких резонанси, нег. вредности парам.

## 1.2 Генерализана процедура (екстракције)

### 1.2.1 Вод испуњен бианизотропним диелектриком

Размотримо вод (тј. структуру која подржава вођени ТЕМ талас), чија оса је постављена дуж  $z$  координате. Претпоставимо да се вод налази у хомогеном бианизотропном медијуму, описаном следећим конститутивним релацијама ( $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$  и  $c$  су пермитивност, пермеабилност и брзина светlosti у вакууму):

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \epsilon \vec{E} + \bar{\xi} \vec{H} \\ \vec{B} &= \bar{\zeta} \vec{E} + \mu_0 \mu \vec{H};\end{aligned}\tag{1.1}$$

где је

$$\bar{\xi} = \bar{\zeta} = \frac{1}{c} \begin{bmatrix} 0 & -ju & 0 \\ ju & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}. \quad (1.2)$$

Услов реципрочности је задовољен јер важи  $\bar{\xi} = -\bar{\zeta}^T$  [13]. Примећујемо да се тензори разликују у односу на претходно објављене [5, 7, 8, 9] који поседују само један вандијагонални елемент. Разлог за ову разлику лежи у чињеници да вод има нехомогену структуру поља у трансверзалној равни, за разлику од раванског таласа. Форма (1.2) осигурује да магнетно-електрична спрега не зависи од поларизације трансверзальног поља, што доводи до много једноставнијег решења него у случају да то није испуњено, што ће постати јасно касније.

$$\begin{aligned} \vec{i}_z \times (-\gamma \vec{H}) &= j\omega \vec{D}, \\ \vec{i}_z \times (-\gamma \vec{E}) &= -j\omega \vec{B}; \end{aligned} \quad (1.3)$$

где је  $\vec{i}_z$  орт у правцу  $z$ -осе. Конститутивне релације могу бити преписане као:

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E} + \vec{i}_z \times \left( j \frac{u}{c} \vec{H} \right), \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu \vec{H} + \vec{i}_z \times \left( j \frac{u}{c} \vec{E} \right). \end{aligned} \quad (1.4)$$

Комбиновањем (1.3) и (1.4) добија се:

$$(\gamma - \frac{\omega}{c} u) (\vec{i}_z \times \vec{H}) = -j\omega \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}; \quad (1.5)$$

$$(\gamma + \frac{\omega}{c} u) (\vec{i}_z \times \vec{E}) = j\omega \mu_0 \mu \vec{H}. \quad (1.6)$$

Комбиновање (1.5) и (1.6) даје таласну једначину:

$$\left( \gamma^2 + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon \mu - u^2) \right) \vec{E} = 0, \quad (1.7)$$

која даје следећу дисперзиону релацију:

$$\gamma = \pm j \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon \mu - u^2}, \quad (1.8)$$

или, пошто је  $\gamma = j \frac{\omega}{c} n$ ,

$$n = \pm \sqrt{\varepsilon \mu - u^2}. \quad (1.9)$$

Различити знаци у (1.8) и (1.9) означавају два могућа правца простирања дуж  $z$ -осе. Тачно решење за одређени смер треба изабрати у складу са критеријумом пасивности.

Карakterистична импеданса медијума (тј. однос између јачина електричног и магнетног поља) може се добити заменом (1.8) у (1.5), што даје (нормализовано на  $z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ ):

$$z_{1,2} = \frac{n \pm ju}{\varepsilon}, \quad (1.10)$$

где  $z_{1,2}$  одговара пропагацији дуж позитивног и негативног смера  $z$ -осе, респективно. Из (1.10) је јасно да импеданса има различите вредности за пропагацију у различитим смеровима, што даје различиту рефлексију (?).

Из (1.5) и (1.6) закључујемо да су вектори електричног и магнетног поља пропорционални и међусобно нормални у свакој тачки трансверзалне равни. Такође, вектори поларизације  $\vec{D}$  и  $\vec{B}$  су пропорционални  $\vec{E}$  и  $\vec{H}$ , респективно. Дакле, Максвелове једначине које одређују расподелу поља у трансверзалној равни се неће променити, осим фактора пропорционалности, у односу на воду у ваздуху. Последично, карактеристична импеданса вода (тј. однос струје и напона) ће се променити пропорционално:

$$Z_{c1,2} = z_{1,2} Z_{\text{возд.}}, \quad (1.11)$$

где је  $Z_{\text{возд.}}$  карактеристична импеданса вода у ваздуху. Алтернативно, карактеристичне импедансе могу да се запишу као

$$Z_{c1,2} = Z_c \pm \eta, \quad Z_c = \frac{Z_{c1} + Z_{c2}}{2} \quad (1.12)$$

где  $Z_c = \frac{n}{\varepsilon} Z_{\text{возд.}}$  представља средњу вредност, а  $\eta = \frac{ju}{\varepsilon} Z_{\text{возд.}}$ , на основу једначине (1.10), представља одступање од средње вредности.

### 1.2.2 Услови за негативни индекс преламања

У свом познатом раду, Веселаго је показао да ће материјал без губитака имати негативни индекс преламања у случају када су  $\varepsilon$  и  $\mu$  истовремено негативни [14]. Међутим, овај услов није егзактан када се узму у обзир губици, присутни у

свим природним материјалима. Показано је да је неопходни услов у случају са губицима [15, 16]:

$$\varepsilon' \mu'' + \mu' \varepsilon'' < 0. \quad (1.13)$$

Овај услов изведен је користећи стандардну дисперзиону релацију,  $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ . За бианизотропне медијуме, међутим, правилна дисперзиона релација дата је са (1.9), и услов за негативни индекс преламања мора бити изведен полазећи од ње.

Да би се добио негативни индекс преламања, потребно је имати решење (1.9) са  $n'' > 0$  и  $n' < 0$  (да би се осигурао позитивни ток снаге (?)) и негативна фазна брзина, респективно) [15]. Другим речима,  $n$  се мора налазити у другом квадранту комплексне равни. Ово имплицира да се  $n^2$  нужно налази у доњој полуравни, тј.  $\text{Im}\{n^2\} < 0$ . Заменом (1.9) добијамо

$$\varepsilon' \mu'' + \mu' \varepsilon'' < 2u'u''. \quad (1.14)$$

Важна последица (1.14) је да показује да је могуће имати истовремено и  $\varepsilon'$  и  $\mu'$  негативно, а ипак не добити негативни индекс рефракције уколико је  $u'u''$  негативно.

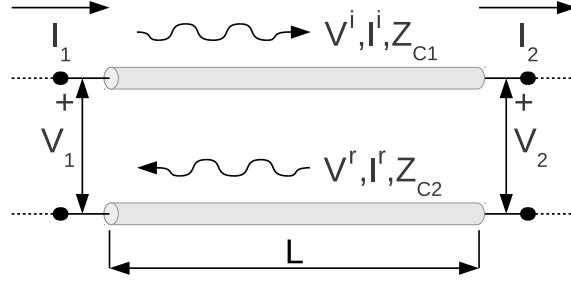
### 1.2.3 Мрежни параметри секције вода

Претпоставимо да имамо секцију вода дужине  $l$ , испуњене бианизотропним медијумом параметара  $\varepsilon$ ,  $\mu$  и  $u$ . Можемо посматрати ову секцију као двопортну мрежу, која се може описати параметрима расејања ( $S$ -параметрима), или било којом другом врстом мрежних параметара (импедансни, адмитансни, итд.). Користићемо опис помоћу  $ABCD$  параметара, који се показао најпогоднијим за ову дискусију. Матрица  $ABCD$  параметара дефинисана је на следећи начин [17]:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}, \quad (1.15)$$

са референтним смеровима за струје и напоне означеним на Сл. 1.1.

Циљ нам је да добијемо  $ABCD$  параметре у функцији од параметара вода изведенih у претходној секцији, наиме константе пропагације  $\gamma$  (исте за оба

Рис. 1.1: Секција асиметричног вода дужине  $L$ 

правца простирања), дефинисане у (1.8), и карактеристичних импеданси  $Z_{c1}$  и  $Z_{c2}$  (за инцидентни и рефлектовани талас, респективно), дефинисане у (1.12). У сврху тога, представићемо стање на воду у било којој тачки помоћу напона инцидентног и рефлектованог таласа,  $V^i$  и  $V^r$ , респективно. Релација између ових напона на портovима 1 и 2, у матричном облику, биће:

$$\begin{bmatrix} V_1^i \\ V_1^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2^i \\ V_2^r \end{bmatrix}. \quad (1.16)$$

Укупни напон и струја у било којој тачки вода могу се представити као:

$$\begin{bmatrix} V \\ I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1}{Z_{c1}} & -\frac{1}{Z_{c2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^i \\ V^r \end{bmatrix} = Q \begin{bmatrix} V^i \\ V^r \end{bmatrix}. \quad (1.17)$$

Инверзна релација је:

$$\begin{bmatrix} V^i \\ V^r \end{bmatrix} = Q^{-1} \begin{bmatrix} V \\ I \end{bmatrix}. \quad (1.18)$$

Заменом (1.18) у (1.16) и множењем са  $Q$  са леве стране добијамо  $ABCD$  матрицу:

$$ABCD = Q \begin{bmatrix} e^{\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l} \end{bmatrix} Q^{-1}, \quad (1.19)$$

која се, после замене вредности  $Q$  и мало сређивања, своди на:

$$\begin{bmatrix} \cosh \gamma l + \frac{\eta}{Z_c} \sinh \gamma l & \left( Z_c - \frac{\eta^2}{Z_c} \right) \sinh \gamma l \\ \frac{\sinh \gamma l}{Z_c} & \cosh \gamma l - \frac{\eta}{Z_c} \sinh \gamma l \end{bmatrix}. \quad (1.20)$$

Може се видети из (1.20) да када је  $\eta = 0$ , односно у симетричном случају,  $ABCD$  се своде на случај вода са обичним диелектриком.

### 1.2.4 Екстракција параметара

Параметри расејања ( $S$ -параметри) се најчешће добијају као резултат мерења или ЕМ симулације, и могу се једнозначно трансформисати у  $ABCD$  матрицу [17]. Када је добијемо, лако се види из (1.20) да се ефективни параметри могу добити на следећи начин:

$$\gamma = \pm \cosh^{-1} \frac{A + D}{2}, \quad (1.21)$$

$$Z_c = \frac{\sinh \gamma l}{C} = \pm \frac{1}{C} \sqrt{1 - \left( \frac{A + D}{2} \right)^2}, \quad (1.22)$$

$$\eta = \frac{A - D}{2C}. \quad (1.23)$$

Неколико додатних коментара је потребно у вези датих релација. Најпре, знак у (1.21) треба изабрати у складу са критеријумом пасивности,

$$\operatorname{Re}\{\gamma\} > 0. \quad (1.24)$$

Ипак, остаје проблем гранања функције  $\cosh^{-1} z$ , који доводи до неодређености у имагинарном делу  $\gamma$  (односно, у реалном делу  $n$ ). Ово је последица чињенице да је немогуће разликовати промену фазе од  $\phi$  до  $\phi + 2k\pi$ ,  $k \in Z$ . Један приступ за решавање овог проблема је коришћење Крамерс-Кронигових релација да се процени тачна грана [18].

У већини претходних извештаја [1, 2, 3, 4, 19], знак карактеристичне импедансе у (1.22) или (1.31) се бира на основу критеријума  $\operatorname{Re}\{Z_c\} > 0$  или сличног, који може бити веома осетљив на мале нумеричке грешке [20]. Ипак, јасно се види из (1.22) да је знак карактеристичне импедансе повезан са знаком константе простирања у (1.21), дакле, само један критеријум је довољан, као што је показано у [20].

### 1.2.5 Ефективни параметри еквивалентног медијума

Када је одређена константа простирања,  $\gamma$ , и карактеристична импеданса еквивалентног вода,  $Z_{c1,2}$ , индекс преламања,  $n$ , и карактеристична импеданса еквивалентног медијума,  $z_{1,2}$ , се лако добијају

$$n = -j \frac{c}{\omega} \gamma, \quad z_{1,2} = \frac{Z_{c1,2}}{Z_{\text{вазд.}}} \quad (1.25)$$

Ефективни параметри бианизотропног медијума,  $\varepsilon$ ,  $\mu$  и  $u$  могу се изразити преко  $n$  и  $z_{1,2}$  преуређењем (1.9) и (1.10):

$$\varepsilon = \frac{2n}{z_1 + z_2}, \quad \mu = 2n \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2}, \quad u = -jn \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2}. \quad (1.26)$$

Комбинација (1.25) и (1.26) са изразима који их повезују са  $S$ -параметрима изведеним раније омогућава екстракцију ефективних параметара из симулираних или експерименталних података. Ове релације ћемо надаље обележавати као генералисани поступак (ГП).

Још једна могућност за опис асиметричних јединичних ћелија је коришћење  $\varepsilon$  и  $\mu$  који зависе од смера простирања таласа. Они се могу добити као

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{n}{z_{1,2}}; \quad \mu_{1,2} = nz_{1,2}. \quad (1.27)$$

Иако је математички еквивалентан претходном, овај приступ нема директну физичку интерпретацију. Међутим, показаће се као изузетно користан за валидацију ефективних параметара у секцији 1.4, због чега ће бити укључен у примере екстракције, где ће се реферисати као генералисани поступак за инцидентни талас на порту 1 и порту 2 ( $\text{ГП}_1$  и  $\text{ГП}_2$ , респективно).

### 1.2.6 Николсон-Рос-Вир процедура са усредњавањем

Како што је речено у уводу, за екстракцију параметара се најчешће користи тзв. Николсон-Рос-Вир (Nicolson-Ross-Weir, HPB) процедура, која претпоставља да је испитивани узорак симетричан, односно да важи  $S_{11} = S_{22}$  [1, 2, 3]. Како би се заобишло ово ограничење у случају асиметричних узорака, предложено је коришћење геометријске средине рефлексије,  $S_{11\text{cp}} = \sqrt{S_{11}S_{22}}$  [6]; овај поступак ће бити означаван као  $\text{HPB}_{\text{cp}}$ . Како би се јасније представиле сличности и разлике између  $\text{HPB}_{\text{cp}}$  и овде излаганог метода, изрази (1.21)–(1.22) ће бити приказани преко  $S$ -параметара:

$$\gamma = \mp \frac{1}{L} \cosh^{-1} \frac{1 - S_{11}S_{22} + S_{12}^2}{2S_{12}}, \quad (1.28)$$

$$Z_c = \frac{2S_{12}\sqrt{1 - \left(\frac{1 - S_{11}S_{22} + S_{12}^2}{2S_{12}}\right)^2}}{1 - S_{11} - S_{22} + S_{11}S_{22} - S_{12}^2}. \quad (\text{избачено } Z_0?) \quad (1.29)$$

Уколико је ћелија симетрична,  $S_{11} = S_{22}$ , горњи изрази ће се поједноставити у

$$\gamma = \pm \frac{1}{L} \cosh^{-1} \frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2}{2S_{21}}, \quad (1.30)$$

$$Z_c = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}. \quad (1.31)$$

Суштински, HPB<sub>cp</sub> процедура се базира на замени  $S_{11}$  у изразима (1.30)–(1.31) са  $\sqrt{S_{11}S_{22}}$ . Лако се види да ће израз за константу простирања (1.30) приликом ове замене претворити у тачан израз (1.28). С друге стране, израз за импедансу (1.31) неће бити еквивалентан изразу (1.29), услед постојања линеарних чланова у имениоцу. Због тога ће се карактеристичне импедансе добијене помоћу два метода разликовати; при томе у случају HPB<sub>cp</sub> израз није добијен полазећи од почетних дефиниција, као код ГП метода, већ донекле арбитрарним поступком усредњавања. Такође, пошто импеданса фигурише у изразима ефективних  $\varepsilon$  и  $\mu$ , разлике ће се пренети и на њих. У наставку ће бити дато поређење екстраво-ваних ефективних параметара на оба начина за различите практичне случајеве, где ће бити показана већа утемељеност ГП метода у случајевима са израженом асиметријом.

### 1.3 Асиметричне јединичне ћелије

У овом делу се врши испитивање електромагнетних својстава метаматеријала на бази водова, који се састоји од микрострип вода спрегнутог са (бродсајд-каплд??) сплит-ринг резонаторима, постављеним са једне стране вода.

Показано је да се ротирањем појединачних сплит-рингова значајно утиче на електромагнетне особине [метаматеријала на бази водова], због другачијих електричних и магнетних интеракција услед другачије међусобне оријентације сплит-рингова у простору и због другачије оријентације у односу на вод (грозна реченица!!) [21, 22].

Коришћењем предложеног генералисаног поступка екстракције, истраживаће се нове асиметричне јединичне ћелије реализоване на двослојном супстрату. Ивице прстенова које садрже процепе постављене су једна изнад друге, а не на супротним странама као што је то уобичајено [код БСЦ СРР-ова]. За разлику

од уобичајеног дизајна, нови CPP-ови имају резонантне учестаности међусобно много ближе (око 500 MHz), што је погодно за савремене бежичне системе.

Испитиваће се два типа CPP-ова: са процепима паралелним и нормалним у односу на воду. Процепи могу да се померају симетрично лево и десно у односу на центар ивице на којој се налазе, као што је приказано на Сл. 1.2 за CPP-ове са паралелним процепима.

Како би се испитала ефективност предложене методе у односу на HPB<sub>ср.</sub> поступак, тестиране су структуре које имају слабо изражену асиметрију, код којих је процеп паралелан воду, као и оне које су наглашено асиметричне, код којих је процеп нормалан на воду.

### 1.3.1 Јединичне ћелије са паралелним процепом [у односу на вод]

Овај тип јединичних ћелија може имати процепе на ивицама које су ближе воду или даље од њега, као што је приказано на Сл. 1.2. Јединичне ћелије састоје се од [broadside coupled] CPP-ова са процепима симетрично помереним од центра. Асиметрија је узрокована само чињеницом да су процепи у различитим слојевима супстрата (горњем и доњем). Микрострип вод је повезан са масом (проводном равни) преко цилиндричне вије, пречника  $R_v$ , постављеном у центру ћелије између референтних равни (означеных испрекиданим линијама).

Јединичне ћелије су симулиране помоћу програма WIPL-D Pro 10.0, намењеног за 3Д електромагнетну анализу [23], који је базиран на методи момената;  $S$ -параметри су деембедованы на референтним равнима. Биће упоређена екстракција бианизотропних параметара, ГП, асиметрична екстракција која даје два скупа параметара,  $\Gamma_{1,2}$  као и стандардни поступак са усредњавањем HPB<sub>ср.</sub>

Магнитуда  $S$ -параметара за јединичне ћелије са процепима близу вода [Сл. 1.2a] приказана је на Сл. 1.3a. Може се видети да разлика између коефицијената рефлексије  $S_{11}$  и  $S_{22}$  постоји само у околини прве резонансе. Екстраховани индекс преламања на Сл. 1.3b је исти код свих поступака, захваљујући погодно дефинисаној средњој вредности код HPB<sub>ср.</sub> Јединична ћелија испољава „леворуки“



Рис. 1.2: Јединичне ћелије са процепима помереним на супротне стране у односу на средину ивице прстена: (а) процепи близу вода, (б) процепи даље од вода. Релевантне димензије:  $h_1 = 0.635 \text{ mm}$ ,  $h_2 = 1.575 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_{r1} = 10.2$ ,  $\epsilon_{r2} = 2.2$ ,  $L_r = 3.15 \text{ mm}$ ,  $L_g = 0.75 \text{ mm}$ ,  $L_a = 2 \text{ mm}$ ,  $L_m = 0.25 \text{ mm}$ ,  $L = L_r + 2L_m$ ,  $W_l = 1.4 \text{ mm}$ ,  $W_r = 0.4 \text{ mm}$ ,  $R_v = 0.5 \text{ mm}$ ,  $s = 0.2 \text{ mm}$ .

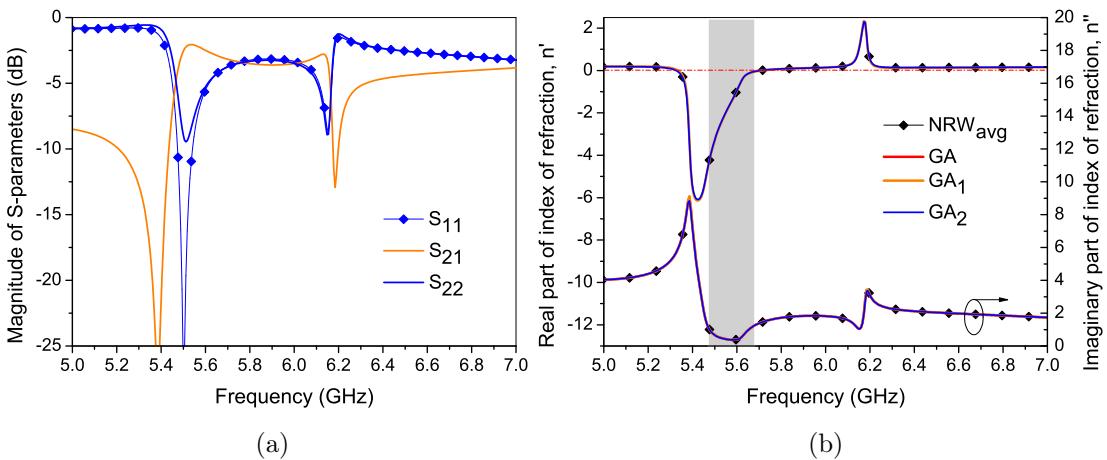


Рис. 1.3: Јединичне ћелије са АСПР-овима са процепом близу вода: (а) магнитуда  $S$ -параметара, (б) екстраховани индекс преламања. Осенчен правоугаоник означава фреквенцијски опсег са двоструко негативним параметрима.

опсег око  $5.5 \text{ GHz}$ , осенчен на графику, и „десноруки“ опсег око  $6.15 \text{ GHz}$ , који одговара другој резонанси.

Карактеристичне импедансе, екстраховане помоћу различитих метода, су упоређене на Сл. 1.4. Може се видети да се вредности добијене помоћу ГП налазе тачно између вредности добијених преко  $\Gamma_{1,2}$ , као што је очекивано на основу релације (12). Важно је истаћи да је само на првој резонанси вредност добијена НРВ<sub>ср</sub> методом другачија, али незнатно, од вредности добијене ГП методом, што значи да асиметрија није знатно изражена.

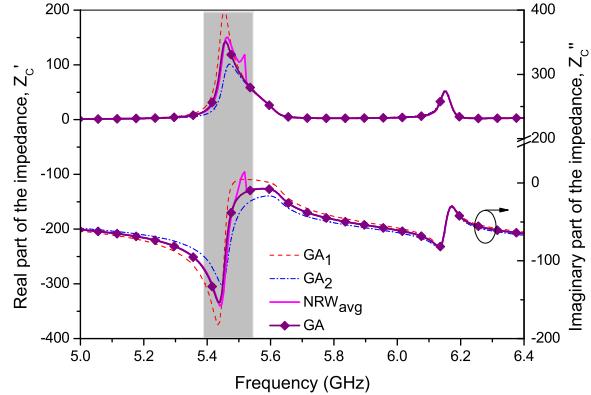


Рис. 1.4: Карактеристична импеданса екстражована различитим поступцима за јединичне ћелије са АСРР-овима са процепом близу вода.

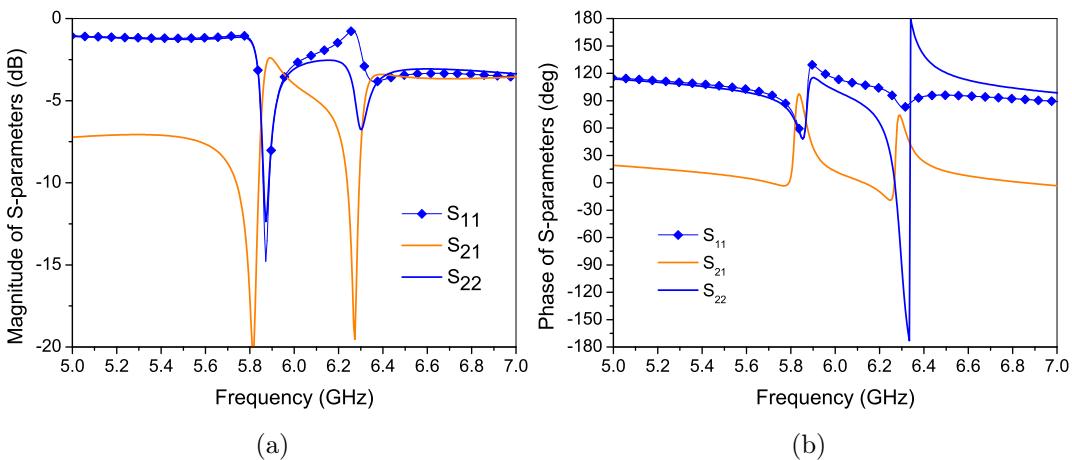


Рис. 1.5: Магнитуда (а) и фаза (б)  $S$ -параметара за АСРР-ове са процепима даље од вода.

### 1.3.2 Јединичне ћелије са процепима далеко од вода

Јединичне ћелије са процепима даље од вода, Сл. 1.2b, имају доста другачије  $S$ -параметре и екстражовани индекс преламања од ћелија са процепом близу вода [видети сл. 1.5 и сл. 1.6]. Разлика између коефицијената рефлексије на портотворима 1 и 2 се јавља код друге резонансе, што је евидентно у њиховој фази на сл. 1.5b. Екстражовани индекс преламања, приказан на сл. 1.6, има два „леворук“ опсега око 5.9 GHz и 6.35 GHz, који су означенчи осенченим правоугаоницима.

Екстражована ефективна пермитивност, пермеабилност и карактеристична

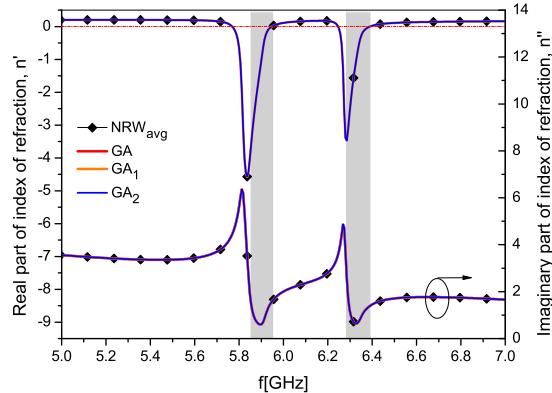


Рис. 1.6: Ефективни индекс преламања, екстрагован различитим поступцима, за јединичне ћелије са АСРР-овима са процепом даље од вода. Осенчени правоугаоници означавају фреквенцијске опсеге са двоструко негативним параметрима.

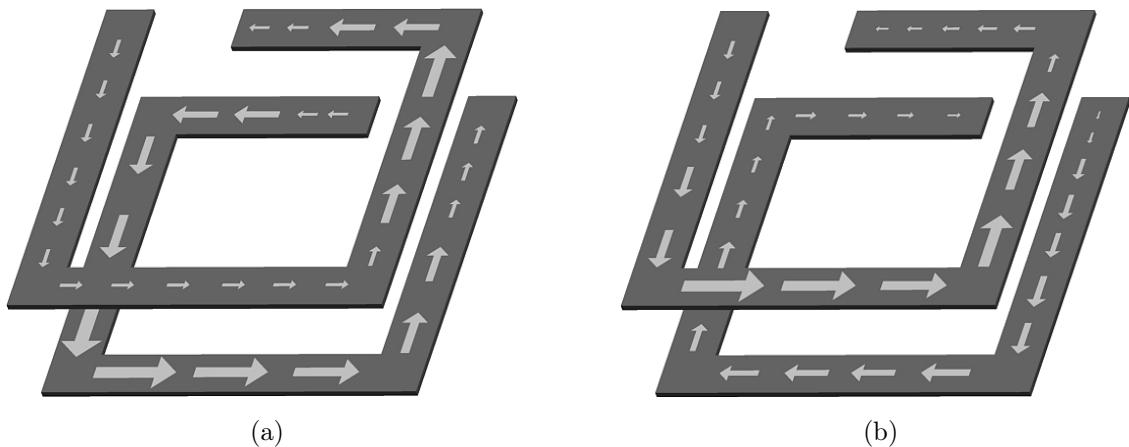


Рис. 1.7: Расподела струја, да ли то да убацим? Local induced current distribution at resonant frequencies: (a) symmetric mode at  $f=5.9\text{GHz}$  and (b) anti-symmetric mode at  $f=6.35\text{GHz}$ . Length of the arrows are proportional to the intensity of the current.

импеданса, коришћењем ГП, ГП<sub>1,2</sub> и НРВ<sub>cp</sub> приказани су на сл. 1.8. Са слике се види да све методе дају исте резултате у опсегу где је одзив симетричан ( $S_{11} = S_{22}$ ). Ефективни параметри добијени помоћу ГП и НРВ<sub>cp</sub> се разликују само око друге резонансе, где је асиметрија најизраженија, што је обележено осенченим правоугаоницима на сл. 1.8. У целом опсегу учестаности од интереса ефективна пермитивност добијена НРВ<sub>cp</sub> и ГП методама је негативна, док ефек-

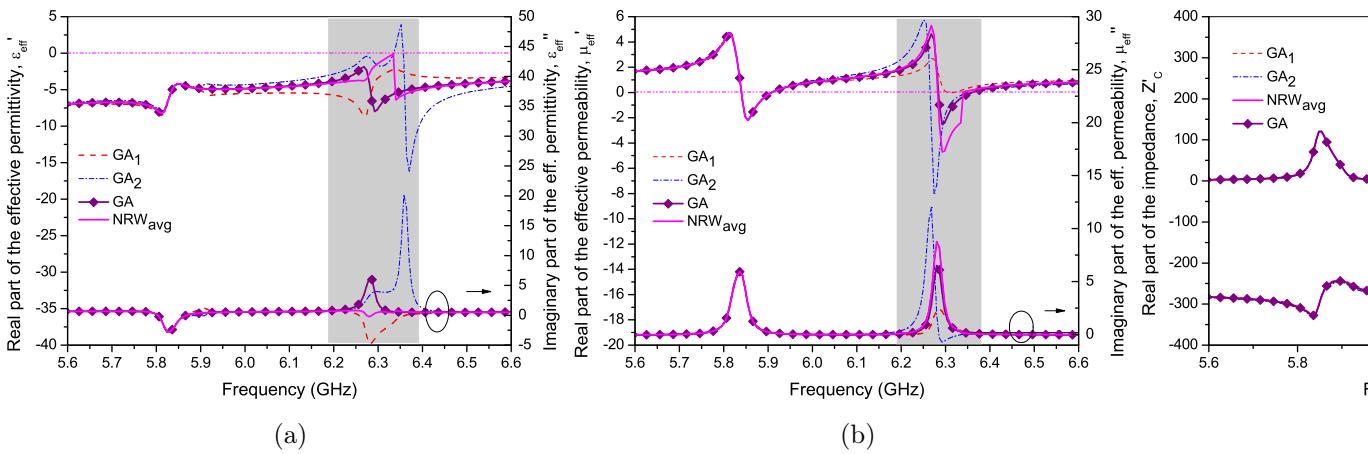


Рис. 1.8: Ефективна пермитивност (а), пермеабилност (б) и карактеристична импеданса (в) екстрагована за АСРР-ове са процепима даље од вода. Осенчени правоугаоници означавају опсеге где НРВ<sub>ср</sub> и ГП дају различите резултате.

тивна пермеабилност мења знак на две резонансе које одговарају „леворуким“ опсезима.

Генералисани поступак екстракције уводи два нова параметра, као меру асиметрије јединичне ћелије:  $u$  и  $\eta$ . Сл. 1.9 јасно показује да јединичне ћелије са процепима даље од вода имају максималне вредности  $u$  и  $\eta$  параметара око три пута веће него ћелије са процепима ближе воду. Такође се види да се бианизотропија јавља у близини или прве или друге резонансе одговарајућих ћелија. Интересантно је напоменути да је бианизотропија драстично мања уколико су процепи постављени на супротним странама СРР-ова, као код стандардних БСЦ?? СРР-ова, чак и када су процепи померени од центра ивице. У том случају бианизотропија се јавља на обе резонансе.

На сл. 1.10 упоређени су стандардни услов за негативни индекс преламања (1.13), који је валидан за симетричне ћелије, и последично за параметре добијене НРВ<sub>ср</sub> методом, и нови услов (1.14), који је изведен за асиметричне ћелије. Оба условия су израчуната помоћу параметара добијених ГП методом. У случају ћелија са паралелним процепом даље од вода, види се да су око прве резонансе обе криве преклопљене, јер је одзив симетричан у том опсегу. Око друге резонансе крива која одговара новом услову пресеца  $x$ -осу тачно на тачкама где је реални део индекса једнак нули, што није случај за криву која одговара стан-

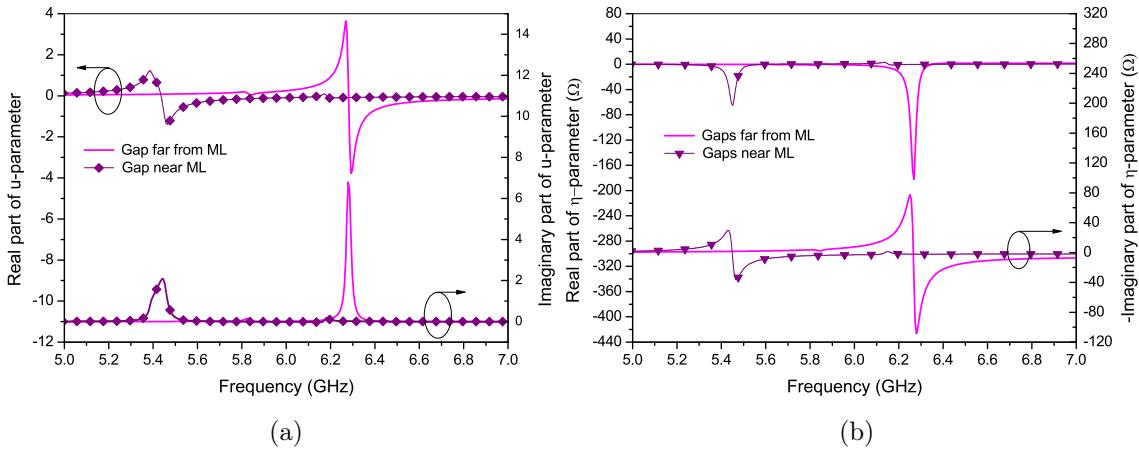


Рис. 1.9: Поређење екстрагованих параметара: (а) параметар бианизотропије  $u$  и (б) разлика ефективних карактеристичних импеданси,  $\eta$ , за ћелије са процепом паралелним воду.

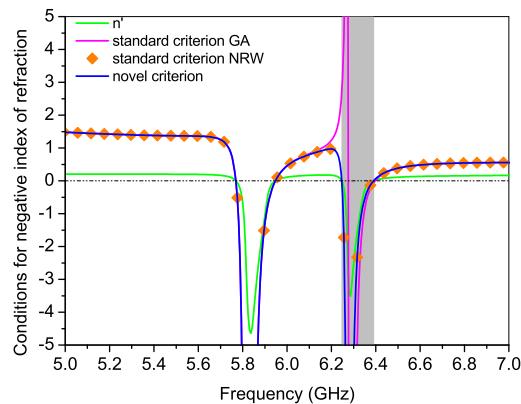


Рис. 1.10: Поређење стандардног и новог критеријума за негативни индекс преламања за јединичну ћелију са процепима паралелним воду. Ефективни параметри су добијени ГП методом. Осенчени правоугаоник означава опсег у коме ћелија има асиметрични одзив и два критеријума предвиђају другачије опсеге негативног индекса.

дарданом критеријуму. У овом случају, стандардни критеријум предвиђа нешто шири опсег негативног индекса. На крају, применили смо стандардни услов на параметре добијене НРВ<sub>ср</sub> методом, и показује се да се добијена крива у потпуности преклапа са новим условом. Ово потврђује валидност новог условия, пошто оба метода дају исти индекс преламања, како у симетричном тако и у асиметричном случају.

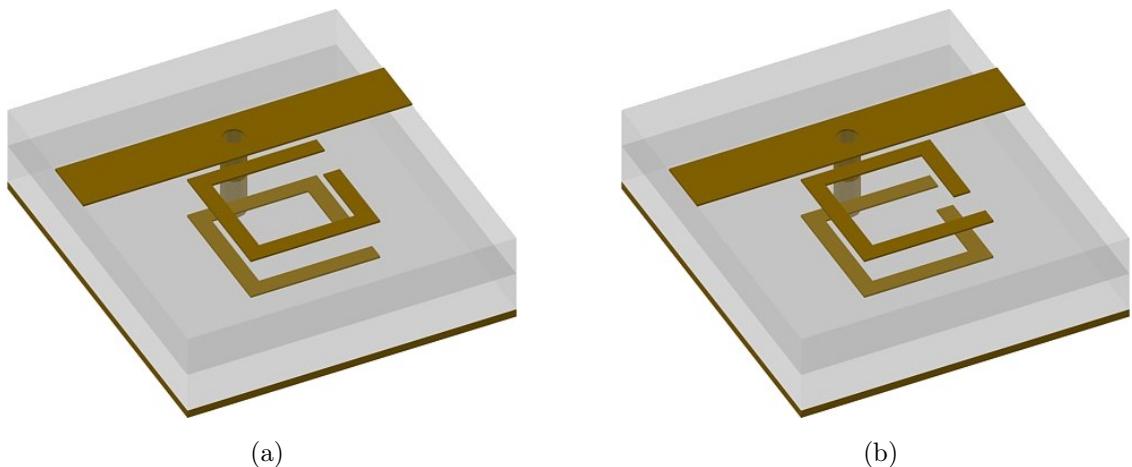


Рис. 1.11: Изглед јединичних ћелија које се састоје од АСРР-ова са ивицом која садржи процеп нормалном на воду; (а) горњи процеп ближе воду, (б) горњи процеп даље од вода.

### 1.3.3 Јединичне ћелије са процепима нормалним на вод

Јединичне ћелије са процепима нормалним у односу на микрострип вод су приказане на сл. 1.11, и можемо разликовати два случаја у зависности од положаја горњег процепа: а) када је ближе воду и б) даље од њега. У оба случаја процепи су ближе порту 1 јединичне ћелије. Уколико бисмо заменили редослед портова, параметри  $u$  и  $\eta$  би променили знак, док би све остало било непромењено.

Магнитуда S-параметара за јединичне ћелије са нормалним процепом су приказане на сл. 1.12. Екстравована ефективна пермитивност и пермеабилност за случај са горњим процепом ближе и даље од воде су приказане на сл. 1.13-1.14, респективно. Може се видети да положај нормалних процепа не утиче на резонантне учестаности у значајној мери. Такође  $S_{11}$  се разликује од  $S_{22}$  на обе резонансе, али наглашеније на првој. Екстравована пермитивност и пермеабилност коришћењем ГП и НРВ<sub>cp</sub> метода се значајно разликују око 5.7 GHz, не само по апсолутној вредности, већ имају и супротне знакове.

Карактеристике јединичних ћелија са нормалним процепима су упоређене на сл. 1.15. Може се видети да је реални део индекса преламања позитиван у целом опсегу за ћелију са процепом ближе воду, док за ћелију са процепом даље од воде поседује уски опсег са негативном вредношћу. Асиметрија је такође много

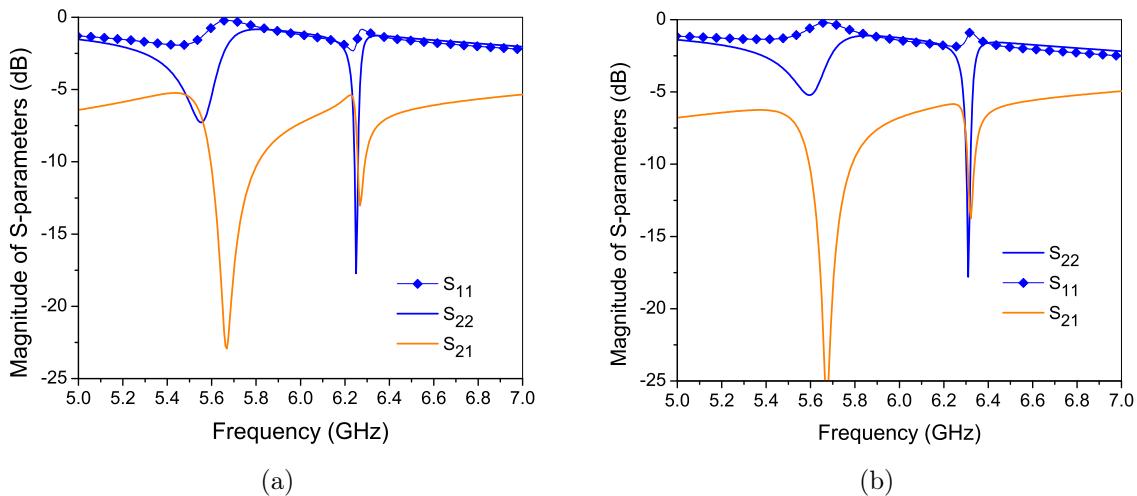


Рис. 1.12: Магнитуда S-параметара за јединичне ћелије са нормалним процепом:  
 (а) горњи процеп ближе воду, (б) даље од вода.

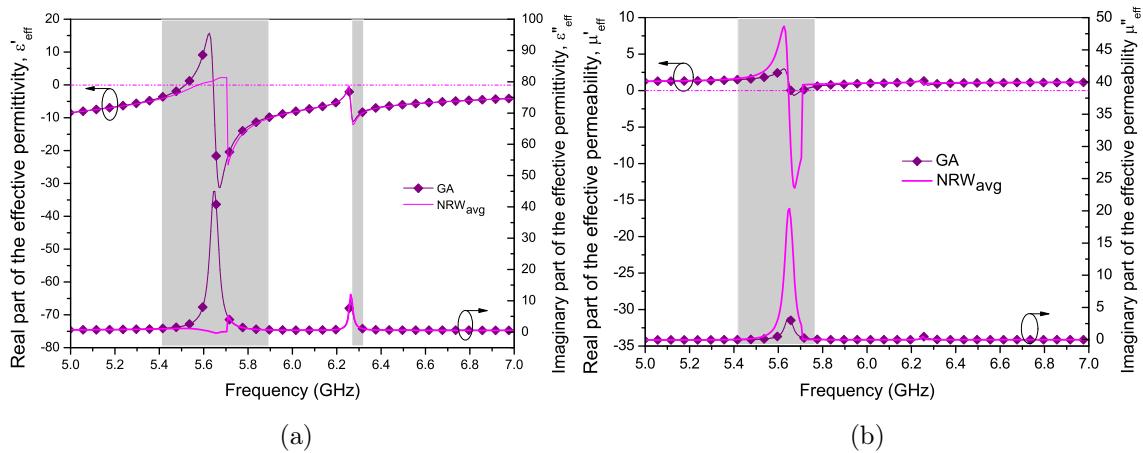


Рис. 1.13: Ефективни параметри екстравховані ГП і НРВ<sub>ср</sub> методами за єдиничне целије са горњим процепом ближе воду: (а) пермитивност, (б) пермабільност. Осенчени правоугаоници означавају зоне у којима две методе дају другачије резултате.

израженија када је процеп даље од вода, као што је био случај и код Ћелија са паралелним процепима. Код обе Ћелије са нормалним процепима, максимална вредност параметра  $u$  ( $u_{\text{даље}} = 8.6$  и  $u_{\text{ближе}} = 6.6$ ) је знатно већа него у случају са паралелним процепима ( $u_{\text{даље}} = 3.69$  and  $u_{\text{ближе}} = 1.21$ ).

На сл. 1.16 упоређени су стандардни услов за негативни индекс преламања и нови услов, за ћелије са горњим процепом даље од вода. За рачунање оба

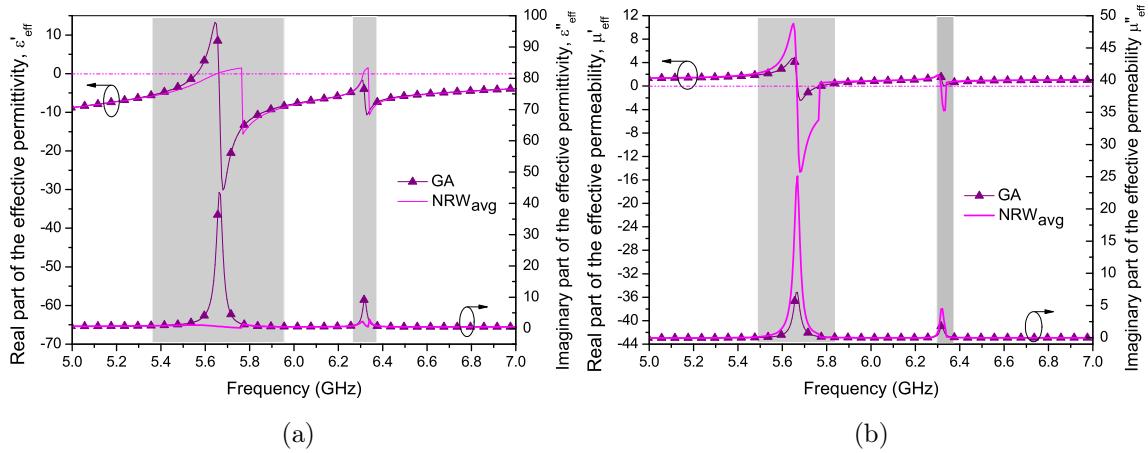


Рис. 1.14: Ефективни параметри екстражованы ГП и НРВ<sub>cp</sub> методама за једи-ничне ћелије са горњим процепом даље од вода: (а) пермитивност, (б) перме-аблиност. Осенчени правоугаоници означавају зоне у којима две методе дају другачије резултате.

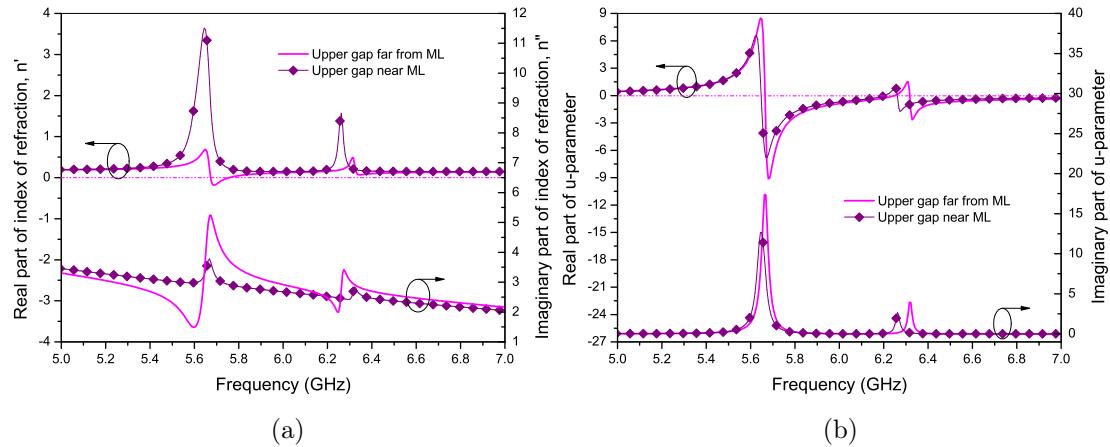


Рис. 1.15: Екстражованы индекс преламања (а) и параметар  $u$  (б) за јединичне ћелије са нормалним процепима.

услови коришћени су параметри добијени ГП поступком. Може се видети да се, око прве резонансе, нови критеријум тачно поклапа са тачкама где реални део индекса пролази кроз нулу. То није случај са стандардним критеријумом, који предвиђа осетно већи опсег негативних вредности индекса. Око друге резонансе на 6.3 GHz стандардни критеријум предвиђа негативне вредности, док је индекс заправо позитиван. Као доказ валидности новог критеријума додата је криву која одговара стандардном критеријуму, али срачунатом за параметре добијене

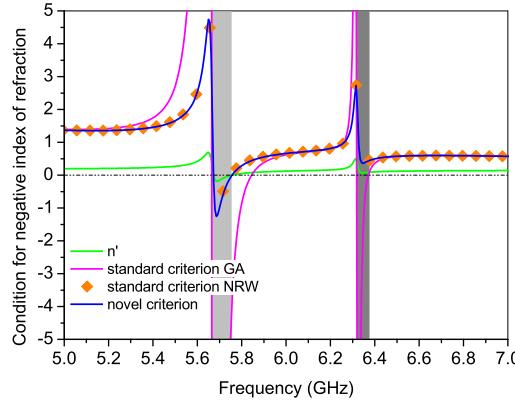


Рис. 1.16: Поређење стандардног и новог критеријума за негативни индекс преламања, за ћелију са нормалним процепом даље од вода. Осенчене су зоне где ћелија има асиметрични одзив и два критеријума предвиђају различите опсеге негативних вредности.

HPB<sub>cp</sub> методом, која се у потпуности поклапа са новим критеријумом.

### 1.3.4 Ивично спречнути CPP (*физ.скрипта*)

(Такође су разматране) На сл. 1.17 приказане су структуре, са релевантним димензијама, код којих су коришћени ивично спречнути (edge-coupled) CPP-ови. Код њих су прстенови постављени концентрично у истој равни, што знатно олакшава фабрикацију, пошто нема потребе за двослојним диелектриком. С друге стране, смањена је слобода приликом пројектовања. Поново су присутна два случаја, у зависности од тога да ли су процепи оријентисани паралелно (1.17a) или нормално (1.17b) у односу на вод.

Симулирани S-параметри приказани су на сл. 1.18-1.19; види се да је асиметрија присутна само око резонанси, при чему је много израженија за случај са нормалним процепима са сл. 1.17b. Екстраховане ефективни параметри – индекс преламања, карактеристична импеданса, пермитивност и пермеабилност дати су на сл. 1.20-1.23.

На сл. 1.21 види се да карактеристична импеданса за HPB<sub>cp</sub> има потпуно другачији облик и вредности од средње вредности за ГП метод, при чему за обе структуре испољава неприродно понашање (скокове) у околини резонансе. Ово

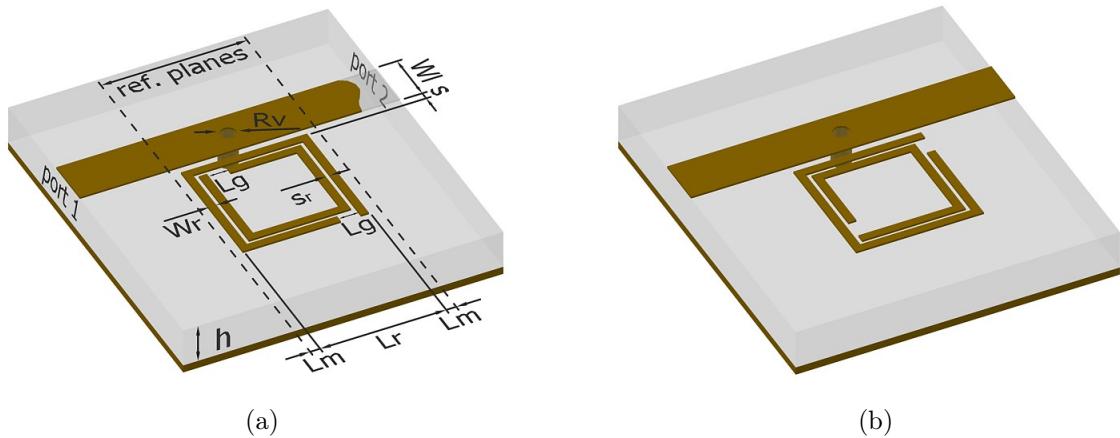


Рис. 1.17: Ћелије са ивично спрегнутим CPP-овима: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима. Релевантне димензије:  $h = 1,27 \text{ mm}$ ,  $L_r = 3 \text{ mm}$ ,  $L_g = 0,5 \text{ mm}$ ,  $L_m = 0,25 \text{ mm}$ ,  $W_l = 1,2 \text{ mm}$ ,  $W_r = 0,2 \text{ mm}$ ,  $R_v = 0,5 \text{ mm}$ ,  $s = 0,1 \text{ mm}$ ,  $s_r = 0,1 \text{ mm}$ , и релативна пермитивност супстрата  $\varepsilon_r = 10,2$ .

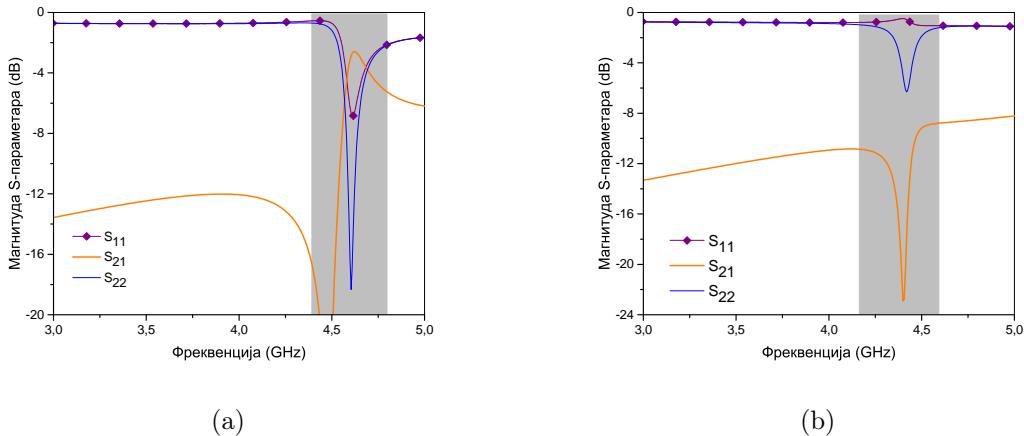


Рис. 1.18: Магнитуда  $S$ -параметара: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима. Асиметрија је присутна у осенченим деловима.

ће резултовати неприродним обликом фреквенцијских зависности  $\varepsilon$  и  $\mu$ , што се може видети на сл. 1.22b и 1.23b.

Асиметрија је слабије изражена код структуре са паралелним процепима, што доводи до мање разлике у екстрагованим параметрима за два различита смера, што се види на сл. 1.22a and 1.23a. У овом случају су резултати за НРВ<sub>ср</sub> изостављени пошто немају значајне разлике у односу на ГП. Насупрот томе,

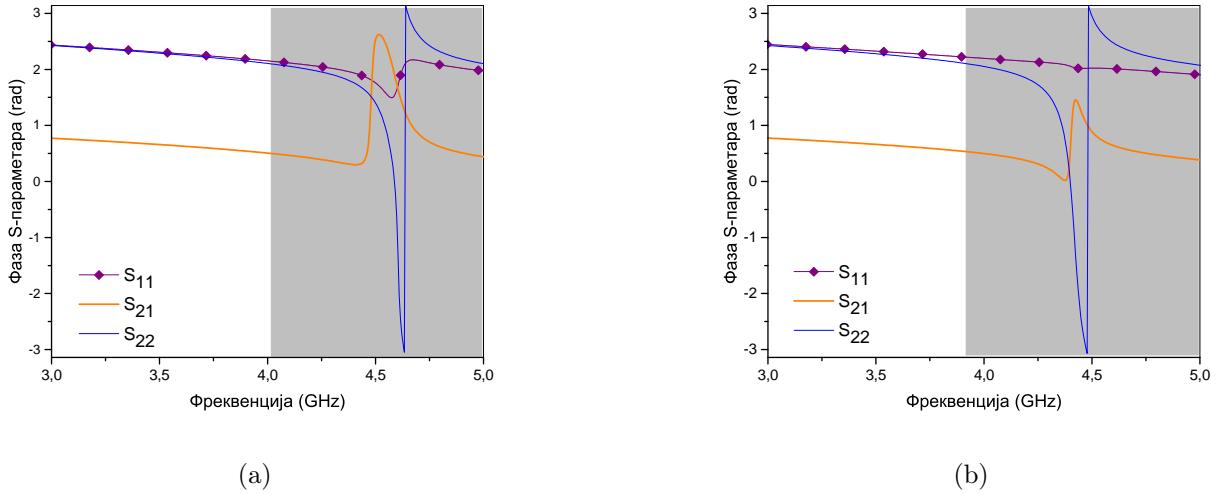


Рис. 1.19: Фаза  $S$ -параметара: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима. Асиметрија је присутна у осенченим деловима.

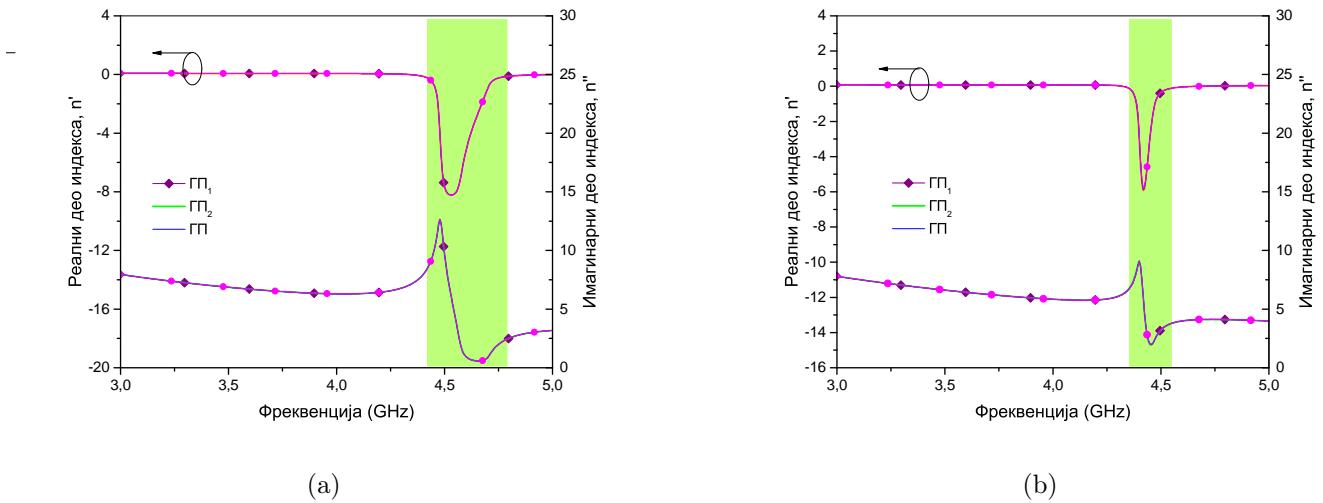


Рис. 1.20: Екстражован индекс преламања: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима. Осенчени делови означавају зоне са двоструко-негативним параметрима.

у случају са нормалним процепима асиметрија је наглашенија, због чега се импедансе за  $\Gamma\Pi_1$  и  $\Gamma\Pi_2$  значајније разликују, што последично изазива разлике и у ефективним параметрима, сл. 1.22b и 1.23b.

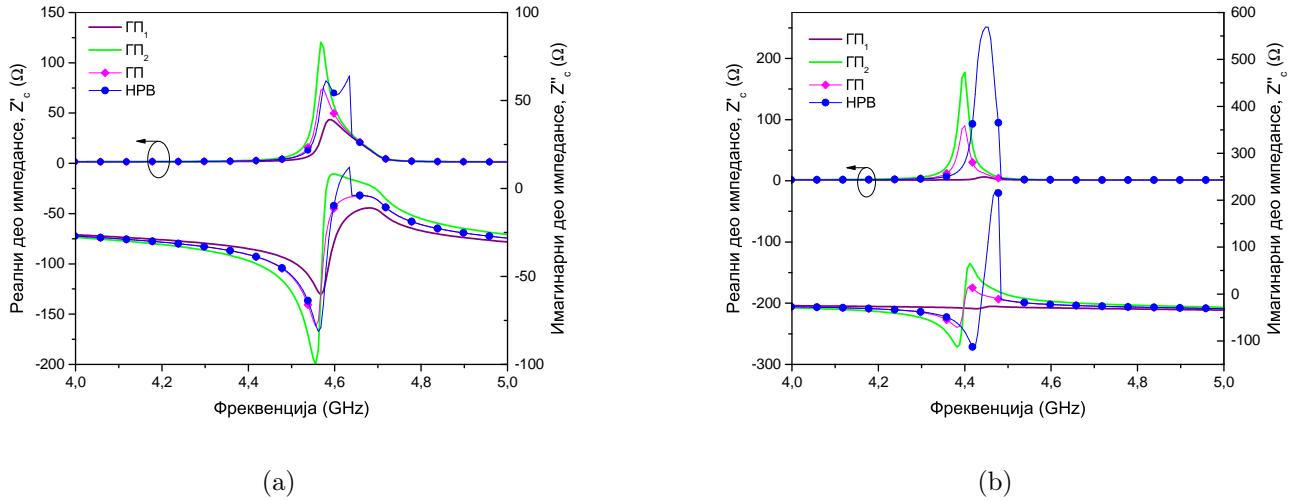


Рис. 1.21: Екстражована карактеристична импеданса: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима.

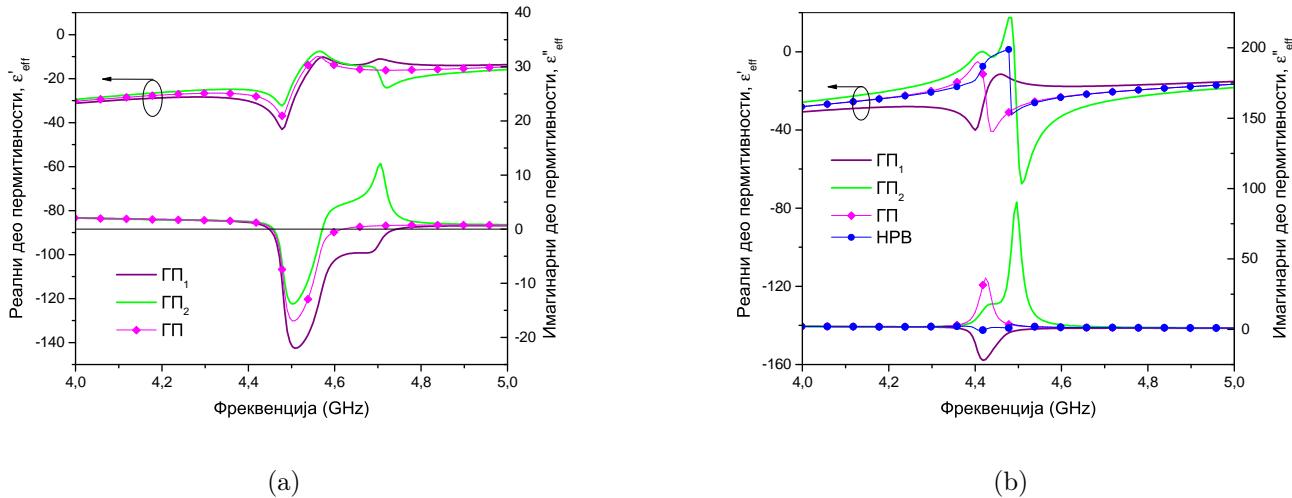


Рис. 1.22: Екстражована ефективна пермитивност: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима.

## 1.4 Валидација метода екстракције

### 1.4.1 Метод декомпозиције

За проверу валидности предложене методе, може се користити независна симулација микрострип вода уроњеног у хомогени диелектрик са параметрима који одговарају екстражованим вредностима, као што је приказано на сл. 1.24.

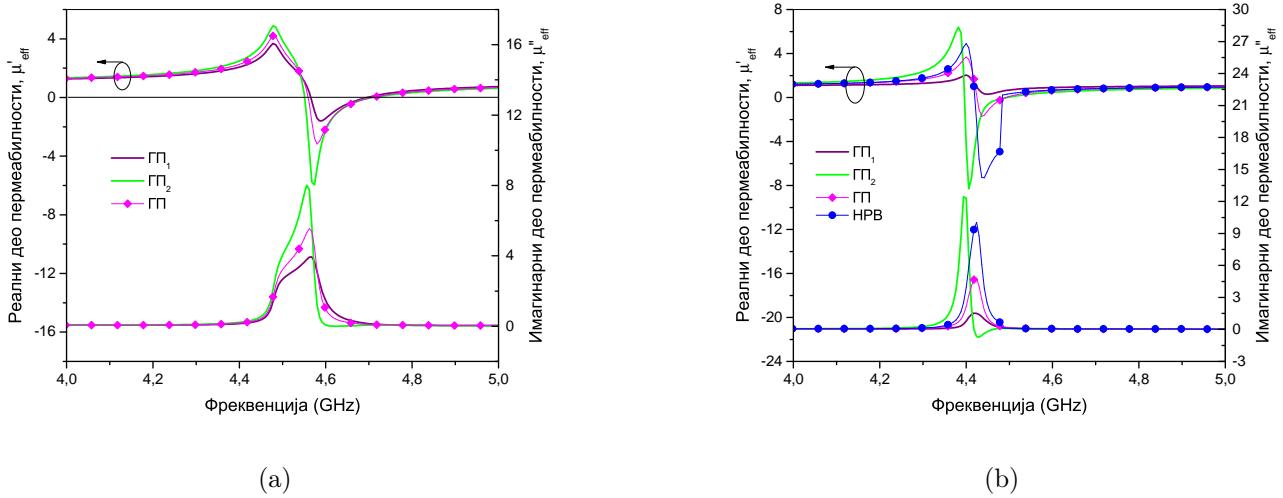


Рис. 1.23: Екстражована ефективна пермеабилност: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима.

Улазни микрострип водови су уроњени у ефективни диелектрик пермитивности  $\varepsilon_{\text{eff}}^{ML} = 3.15$ . Приликом рачунања S-параметара [ефективног slaba], улазни водови се деембедују. Описана процедура се може непосредно применити за реконструкцију S-параметара добијених HPB екстракцијом, која користи изотропни медијум описан са  $\varepsilon$  и  $\mu$ , међутим [у тренутку писања рада] ауторима није било познато постојање програма за ЕМ анализу способног за рад са бианизотропним медијима.

Због тога, предложено је следеће [заобилазно] решење: симулирање два изотропна слоја, чији параметри одговарају онима добијеним  $\Gamma\Pi_1$  и  $\Gamma\Pi_2$  екстракцијама, на основу чега се добијају два сета  $ABCD$  параметара, означених као  $ABCD_{\Gamma\Pi_1}$  and  $ABCD_{\Gamma\Pi_2}$ , респективно. Сада, ако се пажљивије размотри релација (1.19), примећује се да она представља дијагонализацију матрице, при чему  $e^{\pm\gamma l}$  представљају сопствене вредности, а колоне матрице  $Q$  сопствене векторе. Из (1.17) и (1.19) следи да ће се матрице  $ABCD_{\Gamma\Pi_{1,2}}$ , пошто оне подразумевају само једну вредност импедансе  $Z_{c1,2}$ , дијагонализовати у следећем облику:

$$ABCD_{\Gamma\Pi_{1,2}} = Q_{1,2} \text{ diag}(e^{\gamma l}, e^{-\gamma l}) Q_{1,2}^{-1}; \quad (1.32)$$

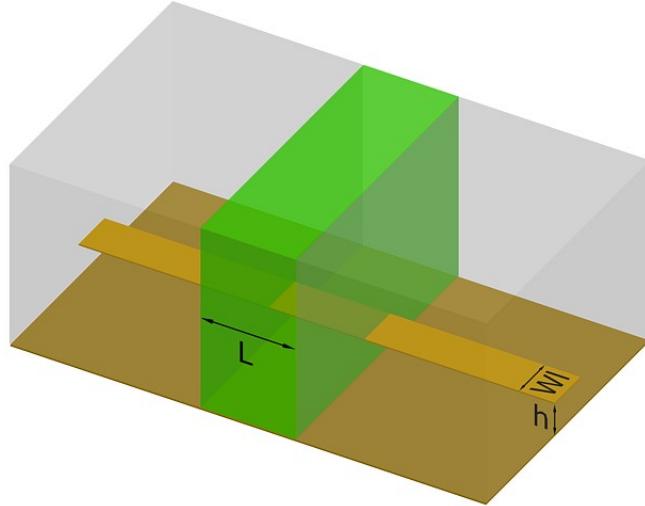


Рис. 1.24: Слој ефективног медијума, који одговара асиметричној јединичној ћелији (зелени квадар) и улазни микрострип водови уроњени у ефективни диелектрик (светлосиви [квадри]). Релевантне димензије:  $L = L_r + 2L_m$ ,  $h = h_1 + h_2$ , где су  $L_r$ ,  $L_m$ ,  $h_1$ ,  $h_2$  и  $W_l$  дати на сл. 1.2.

where

$$Q_{1,2} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1}{Z_{c1,2}} & -\frac{1}{Z_{c1,2}} \end{bmatrix}. \quad (1.33)$$

Приметимо да су сопствене вредности  $e^{\pm\gamma l}$  једнаке за све три матрице.

Из симулације слојева ГП<sub>1,2</sub> добијају се два сета  $S$ -параметара, који се могу конвертовати у  $ABCD_{GP1,2}$ . Затим се врши дијагонализација ових матрица да би се добио облик (1.32). Оваква дијагонализација је лако доступна у програмским пакетима попут МАТЛАБ-а, и неопходно је само распоредити сопствене вредности и векторе на исти начин као у (1.32), што се може урадити на основу критеријума пасивности (1.24). Сада је могуће добити матрицу  $Q$  као

$$Q = \begin{bmatrix} Q_1(1,1) & Q_2(1,2) \\ Q_1(2,1) & Q_2(2,2) \end{bmatrix}, \quad (1.34)$$

и, коначно, тражену  $ABCD$  матрицу у складу са релацијом (1.19).

#### 1.4.2 Јединичне ћелије са паралелним процепима

$S$ -параметри добијени описаним поступком, за јединичну ћелију са процепима паралелним и даље од вода [видети сл. 1.2b], упоређени са оригиналним симу-

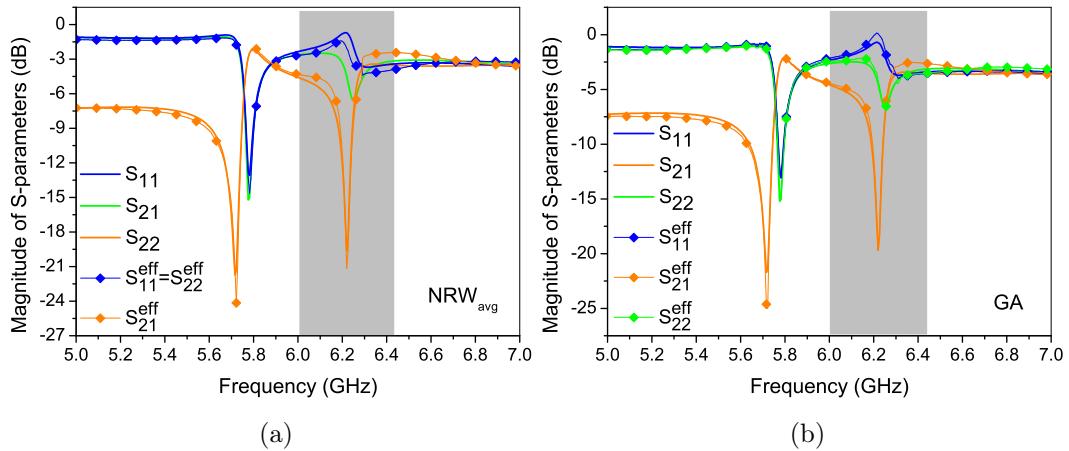


Рис. 1.25: Магнитуда  $S$ -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) HPB<sub>CP</sub> и (б) ГП екстракције. Осенчени делови означавају опсеге у којима се магнитуда  $S_{11}$  и  $S_{22}$  разликује.

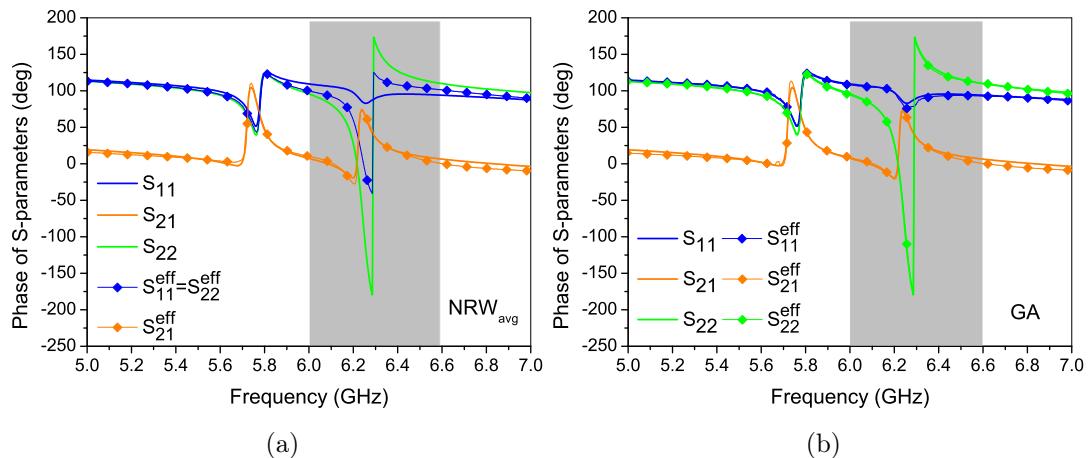


Рис. 1.26: Фаза  $S$ -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) HPB<sub>CP</sub> и (б) ГП екстракције.

лацијама, приказани су на сл. 1.25-1.26, за ГП и НРВ екстракције. НРВ метод [сл. 1.25а и 1.26а] резултира са симетричним одзивом (због чега је само један коефицијент рефлексије,  $S_{11}^{eff} = S_{22}^{eff}$ , реконструисан), што очигледно не успева да тачно репродукује рефлексију у регионима са наглашеном асиметријом (осенченим на графику). Ово је највидљивије у фази, где се добијена вредност понања као средња вредност оригиналних фаза  $S_{11}$  и  $S_{22}$  (ово је очекивано због коришћене процедуре усредњавања).

ГП метод, међутим, јасно разликује различите вредности коефицијената ре-

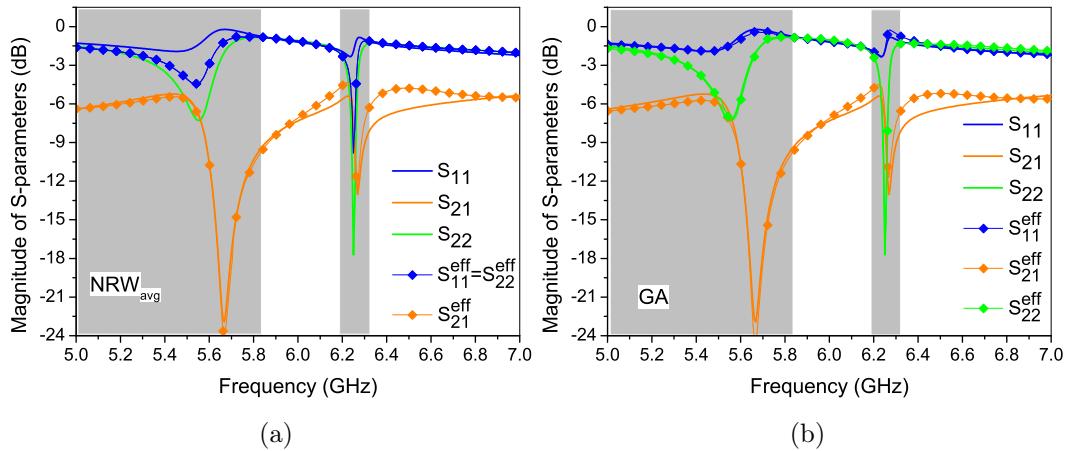


Рис. 1.27: Магнитуда  $S$ -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) HPB<sub>CP</sub> и (б) ГП екстракције. Осенчени делови означавају опсеге у којима се магнитуда  $S_{11}$  и  $S_{22}$  разликује.

флексије, које су врло близу оригиналних вредности [видети сл. 1.25b и 1.26b]. Јасно се види да ефективни параметри добијени ГП методом омогућавају реконструкцију свих  $S$ -параметара, што није случај за HPB<sub>CP</sub> методу, која омогућава реконструкцију само  $S_{21}$ , али не и  $S_{11}$  и  $S_{22}$  у опсезима где је присутна асиметрија. Ван тих опсега, ћелија има симетричан одзив и обе методе раде коректно.

#### 1.4.3 Јединичне ћелије са нормалним процепима

Резултати за јединичну ћелију са нормалним процепом, са горњим процепом ближе воду [видети сл. 1.11a], упоређени са оригиналним симулацијама, су приказани на сл. 1.27-1.28, за HPB<sub>CP</sub> и ГП екстракције. Поново, HPB<sub>CP</sub> метод [видети сл. 1.27a и 1.28a] репродукује само средњу вредност рефлексије, при чему је неслагање у овом случају још уочљивије, услед веће асиметричност ћелије. ГП метод поново блиско репродукује оба коефицијента рефлексије [видети сл. 1.27b и 1.28b]. Оба метода испољавају одређена неслагања, посебно у магнитуди  $S_{21}$  изнад друге резонансе, која се могу приписати апроксимацији оригиналног вода, на коме се простира квази-ТЕМ мод, са водом у ефективном диелектрику, на коме се простира прави ТЕМ мод.

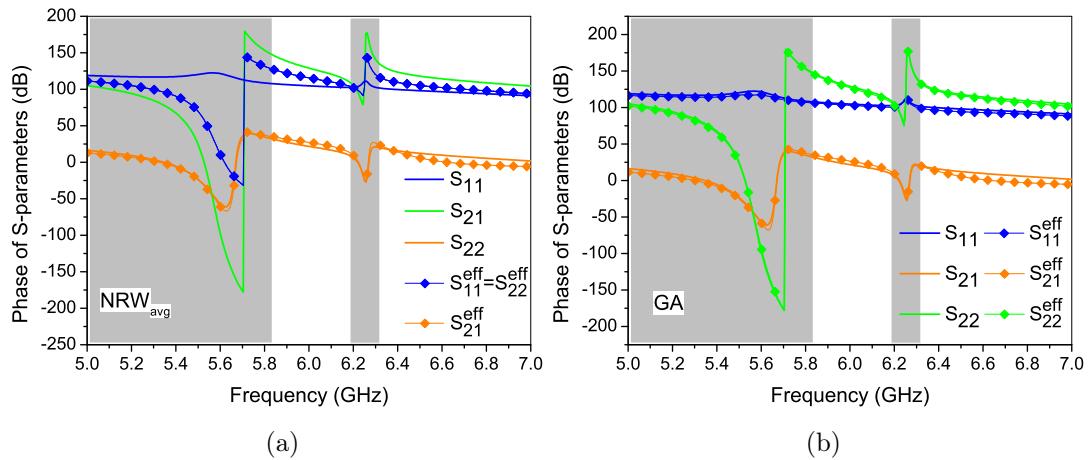


Рис. 1.28: Фаза  $S$ -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) НРВ<sub>СР</sub> и (б) ГП екстракције.

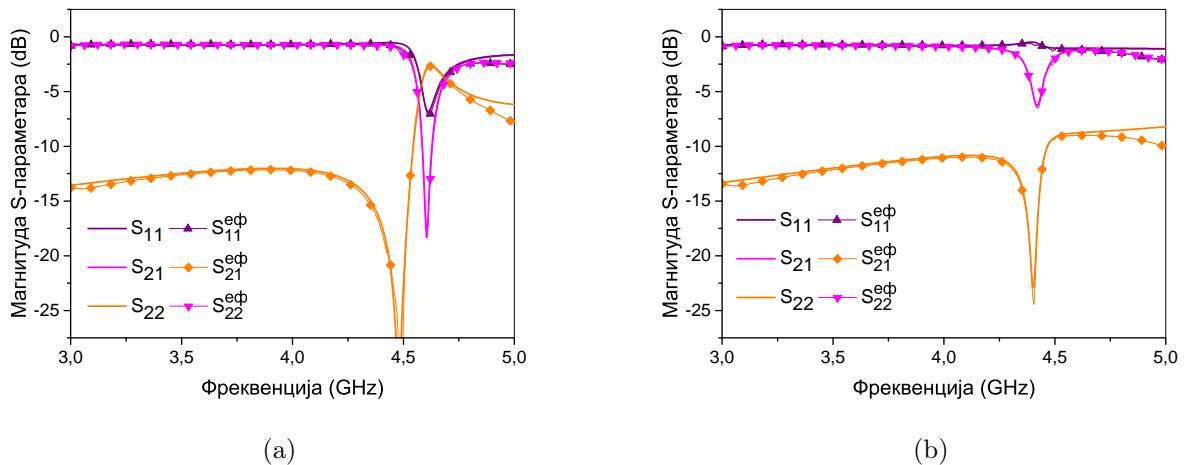


Рис. 1.29: Magnitudes of  $S$ -parameters simulated and recovered using the effective bianisotropic parameters: а) CPP с параллельным процепима, б) CPP с нормальным процепима.

#### 1.4.4 Ивично спрегнути физскрипта

### 1.5 Закључак (ако то уопште иде у поглавље)

У овом поглављу приказана је генерализана процедура за екстракцију ефективних параметара за метаматеријале на бази водова са асиметричном јединичном ћелијом. За описивање асиметрије, користи се еквивалентни бианизотропни ме-

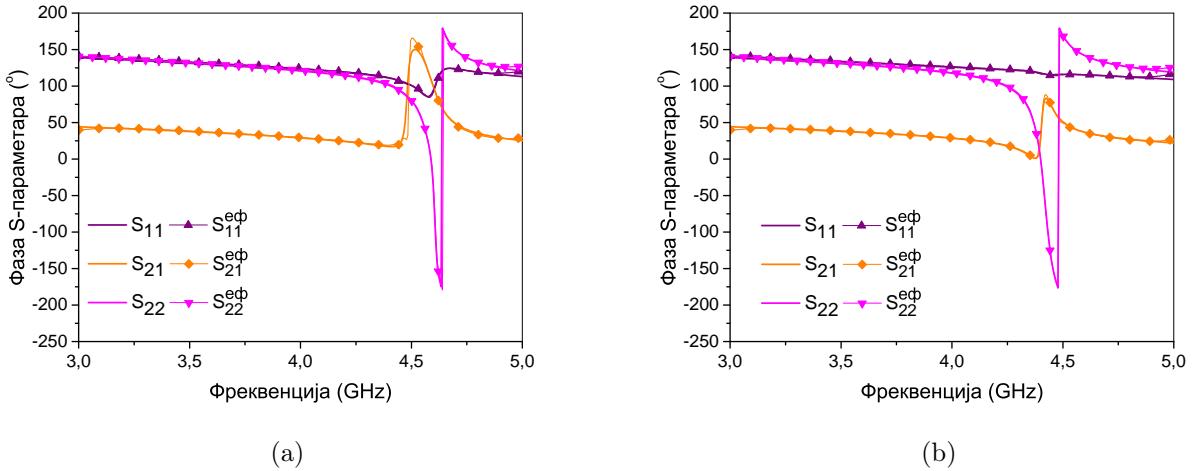


Рис. 1.30: Phases of  $S$ -parameters simulated and recovered using the effective bianisotropic parameters: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима.

дијум, који поред стандардних ефективних параметара поседује два додатна,  $u$  и  $\eta$ , који су корисни као квантификација асиметричности. (спрега електричних и магнетних дипола, тј. крос-поларизабилност??)

Изведен је нови услов за негативни индекс преламања у бианизотропној средини. У поређењу са критеријумом за изотропне средине, услов је релаксиран у опсезима где су реални и имагинарни део параметра  $u$  истог знака, а поштрен тамо где су различитог знака.

Предложена генералисана процедура и НРВ метод са усредњавањем примењени су на нове дуал-бенд јединичне ћелије. Оне се састоје од БСЦ СРР-ова са процепима помереним у односу на центар одговарајуће ивице, постављеним један изнад другог.

Показано је да јединичне ћелије са паралелним процепима имају асиметрични одзив само око једне од резонанси, док су у остатку опсега симетричне. За разлику од тога, ћелије са нормалним процепима имају изражен асиметрични одзив око обе резонансе. Ефективна пермитивност и пермеабилност, добијене помоћу два метода, знатно се разликују, не само по апсолутним вредностима, већ некад имају и супротне знакове.

Показано је да НРВ процедура са усредњавањем даје тачан индекс пре-

ламања, али погрешне ефективне вредности пермитивности, пермеабилности и карактеристичне импедансе, и да се може користити само када је асиметрија веома слаба. Ово је потврђено поступком валидације, у коме је симулиран слој ефективног медијума са одговарајућим параметрима. Применом ГП метода, могуће је реконструисати вредности свих S-параметара, што није случај за параметре добијене НРВ поступком.

# Глава 2

## Еквивалентне шеме

АПСТРАКТ An enhanced equivalent circuit approach for the magnetic/electric interaction of single split-ring resonators (SRRs) with printed lines is presented in this paper. A very simple and efficient lumped-element network is proposed to model the behavior of metamaterial-based printed lines over a wide frequency band. The same circuit topology can be used for the single and two mirrored SRRs loaded microstrip line. The corresponding circuit parameters are obtained from the multi-conductor transmission line theory as well as from closed-form expressions that make use of just the resonance frequency and minimum of the reflection coefficient (which should be previously extracted from experiments or full-wave simulations). The comparison of our equivalent circuit results with measurements and full-wave simulations has shown a very good agreement in a considerably wider frequency band than other previously proposed simple equivalent circuits.

### 2.1 Увод

Структуре за вођење таласа базиране на метаматеријалима интензивно су проучаване у протеклих десетици и по, са циљем проширења оперативних могућности различитих пасивних и активних компоненти у антенама и микроталасним колима [24]. Велики део труда био је посвећен проучавању штампаних водова оптерећених паралелним индуктивним и редним капацитивним елементима [25, 26, 27, 28]. Резонантни водови на бази метаматеријала са двоструким

CPP и комплементарним CPP резонаторима је такође разматрано у оквиру развоја филтара, сензора и RFID тагова [29, 30, 31], између осталих примењено. Једно од најзанимљивијих својства CPP-а јесте да оријентација и положај процепа у односу на вод имају значајан утицај на особине оптерећеног вода. Ова тема је већ проучавана неким од аутора [22] и нашла је потенцијалне примене за пројектовање реконфигурабилних линија за кашњење и скенирајућих антена [32, 33].

Водови на бази метаматеријала (као и многе друге електромагнетне структуре) могу се адекватно моделовати помоћу еквивалентних шема са концентрисаним параметрима. Овај приступ је користан алата за боље разумевање физике ММТЛ-а. Такође, важна предност еквивалентних шема је независно подешавање параметара и оптимизација каскадираних структура. Ово и даље захтева значајно време, без обзира на огроман прогрес рачунарских перформанси, поготово ако је укључен велики број индивидуалних резонатора.

Еквивалентне шеме ММТЛ-а оптерећених са двоструким CPP-овима са карактеристикама пропусника и непропусника описега могу се наћи, напр. у [34, 35], где је копланарни таласовод (CPW) коришћен као основни вод. ММТЛ-ови базирани на микрострип воду најчешће укључују спрегу са комплементарним CPP-овима [36] или фракталним и вишеструким комплементарним CPP-овима [37] ецованим у проводној равни (испод вода), тако да се побуђују електричним пољем нормалним на раван комплементарних CPP-ова. Еквивалентна шема микрострип вода оптерећеног двоструким CPP-ом и вертикалном вијом дата је у [38] како би се објаснио одзив пропусника описега. У свим претходним радовима, процепи на двоструким CPP-овима и комплементарним CPP-овима су оријентисани паралелно у односу на вод. Унакрсна спрега која резултује из другачијих оријентација била је проучавана помоћу еквивалентне шеме у [39].

Треба приметити да се у свим горепоменутим примерима (са изузетком [38]) ради о двостраним структурама, које је тешко фабриковати и уклопити са другим планарним компонентама. Ова чињеница може ограничити њихову примену у савременим бежичним системима, где су редукована величина, цена и лакоћа интеграције примарни захтеви. Због ових разлога, микрострип технологија је

можда најбољи избор за интеграцију ММТЛ-ова и сродних компоненти.

У овом поглављу ће се проучавати квадратни CPP-ови спречнути са микрострип водом, који се налазе у истој равни. Процени у CPP-овима су или паралелни (ближе или даље воду) или нормални у односу на вод, при чему ови последњи испољавају ефекат унакрсне поларизације. Разматрени су случајеви једног CPP-а са једне стране вода, или два CPP-а постављених симетрично / асиметрично на обе стране вода. Еквивалентна шема је предложена и валидирана за произвољну оријентацију једног CPP-а. Топологија кола је нешто комплекснија од досад преложених, како би се повећао фреквенцијски опсег модела. Нови модел користи исти број независних параметара као и претходни, иако су елементи повезани на другачији начин, како би се ефикасније представила дистрибуирана природа оригиналног вода. Апроксимација може бити још побољшана додавањем више елемената у репрезентацију са концентрисаним параметрима, али ово би повећало сложеност модела и број параметара које треба одредити.

Предложене јединичне ћелије испољавају одзив непропусника опсега, и могу се користити као основна компонента у пројектовању компактних филтара високих перформанси. Валидност еквивалентне шеме потврђена је помоћу S-параметара добијених мерењем лабораторијских прототипова и 3Д електромагнетним симулацијама. Предложена топологија кола је врло подесна и за јединичне ћелије-пропуснике опсега, зато што се индуктивност вије може лако додати без повећања сложености модела.

Организација овог поглавља је следећа: секција 2. представља екстракцију параметара кола коришћењем модела спречнутих водова, како би се добили параметри основног вода спречнутог са CPP-овима. У секцији 3. се одређују преостали параметри помоћу аналитичких израза који користе резонантну фреквенцију и минимум коефицијента рефлексије, добијене из симулација. Два типа еквивалентних шема су размотрена: са једном и две П-ћелије. Показано је да други случај даје око два пута већи опсег важења. Еквивалентне шеме су валидиране поређењем са симулацијама и мерењима у секцији 4. Веома добро слагање добијено је у целом опсегу, не само за структуре са једном јединичном

Рис. 2.1: Изглед микрострип вода спрегнутог са CPP-ом са релевантним димензијама:  $h = 1.27 \text{ mm}$ ,  $L_r = 3 \text{ mm}$ ,  $L_m = 0.25 \text{ mm}$ ,  $L_g = 0.5 \text{ mm}$ ,  $W_r = 0.2 \text{ mm}$ ,  $W_l = 1.2 \text{ mm}$ ,  $S = 0.1 \text{ mm}$ . Дебљина метализације је  $t = 17 \mu\text{m}$ , а диелектрична пермитивност  $\epsilon_r = 10.2$ .

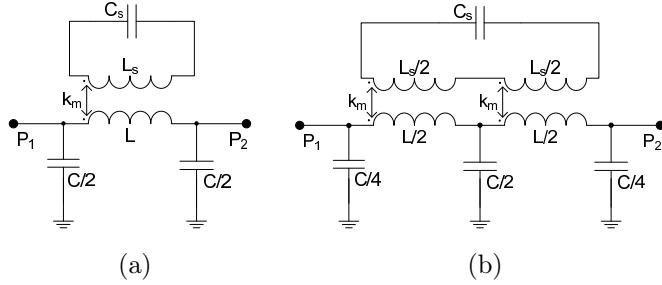


Рис. 2.2: Еквивалентна шема микрострип воде оптерећеног са CPP-ом, која има:  
(a) једну, и (b) две П-ћелије.

ћелијом, него и за структуре са њиховом каскадом.

## 2.2 Екстракција параметара кола коришћењем модела спрегнутих водова

Како би се добили модели еквивалентних кола за микрострип вод оптерећен произвољно оријентисаним CPP-овима, који могу имати процепе нормално и паралелно (ближе и даље) у односу на вод, две конфигурације су испитиване: 1) један CPP са једне стране воде и 2) два CPP-а са обе стране воде. Еквивалентна шема арбитрарно оријентисаних CPP-ова није разматрана раније, са изузетком моделовања међусобне спрете између самих CPP-ова [40].

Микрострип вод оптерећен CPP-ом са паралелним процепом ближе воду приказан је на сл. 2.1, заједно са релевантним димензијама. Слична структура, али са двоструким CPP-овима, проучавана је у [38], где је предложена еквивалентна шема приказана на сл. 2.2a. Вод је представљен помоћу једне П-ћелије. Овде се предлаже унапређени модел приказан на сл. 2.2b, где је вод представљен помоћу две П-ћелије. Биће демонстрирано да ово коло, које има исти број независних параметара као и претходно, омогућава много боље слагање са симулацијама.

цијама и мерењима.

Како би се екстражовали параметри  $L$  и  $C$  вода (сл. 2.2), узимајући у обзир спрегу између вода и најближе ивице CPP-а, систем је моделован као секција вишепроводничког вода. Програм LINPAR [41] је коришћен за нумеричко израчунавање квази-статичких параметара вода. Као излазни подаци добијају се матрице подужних индуктивности и капацитивности, из којих се могу добити параметри секција коначне дужине.

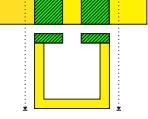
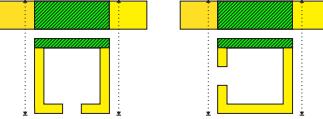
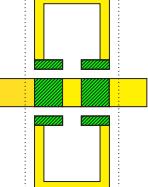
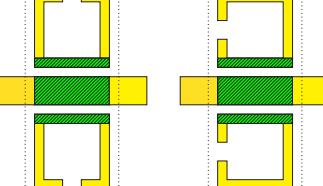
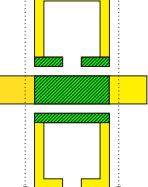
У складу са геометrijом спреге између CPP-а и вода, проучаване структуре су подељене у пет група, приказаних у табели 2.1. У функцији од оријентације CPP-а, микрострип вод је спрегнут са целом ивицом, или два њена дела раздвојена процепом.

У табели 2.1 могу се разликовати три врсте означених секција: изоловане, и спрегнуте са једном или две ивице CPP-а. Параметри сваке секције су прорачунати коришћењем подужних вредности. Резултирајући параметри вода (дати у трећој колони табеле) добијени су сабирањем параметара индивидуалних секција. Може се видети да је индуктивност вода,  $L$ , врло слична у свим конфигурацијама, док капацитивност,  $C$ , више варира (око 15%) у зависности од спреге. Индуктивности прстенова,  $L_S$ , састоје се од два дела: 1) од секције која је спрегнута са водом, која се прорачунава на основу одговарајућег елемента матрице, и 2) од изолованог вода, чија је дужина једнака преосталом, неспрегнутом делу CPP-а. Бредности  $L_S$  дате у табели се нешто разликују због чињенице да спрегнута секција има нештоiju вредност индуктивности. У наставку су усвојене исте вредности индуктивности,  $L = 1.5 \text{ nH}$  и  $L_S = 8 \text{ nH}$ , за све разматране конфигурације.

## 2.3 Екстракција параметара кола на основу симулираних резултата

Откривено је да се различите конфигурације микрострип воде спрегнутог са CPP-овима могу моделовати истом топологијом кола, само са различитим вредностима параметара. На основу топологије, све разматране конфигурације могу

Таблица 2.1: Конфигурације CPP-ова спрегнутих са микрострип водом и екстрактовани параметри. Спрега је узета у обзир само у шрафираним секцијама. Референтне равни су обележене тачкастим линијама.

(а)		$L = 1.51 \text{ nH}$ $C = 0.72 \text{ pF}$ $L_s = 7.97 \text{ nH}$
(б)		$L = 1.51 \text{ nH}$ $C = 0.74 \text{ pF}$ $L_s = 7.92 \text{ nH}$
(в)		$L = 1.5 \text{ nH}$ $C = 0.82 \text{ pF}$ $L_s = 7.97 \text{ nH}$
(г)		$L = 1.5 \text{ nH}$ $C = 0.86 \text{ pF}$ $L_s = 7.92 \text{ nH}$
(д)		$L = 1.5 \text{ nH}$ $C = 0.84 \text{ pF}$ $L_{s1} = 7.97 \text{ nH}$ $L_{s2} = 7.92 \text{ nH}$

се поделити у три категорије:

- CPP са процепом паралелним воду или два CPP-а са паралелним процепима, симетричним у односу на воду,
- два CPP-а са паралелним процепима, при чему је један процеп ближе а други даље од вода,
- један или два CPP-а са нормалним процепима.

За сваку топологију, могу се извести аналитички изрази за резонантну фреквенцију и фреквенцију минимума рефлексије. Ови изрази ће бити искоришћени за

одређивање преосталих параметара (кофицијент магнетне спреге,  $k_m$ , капацитивност CPP-а,  $C_s$ ), полазећи од фреквенција добијених у нумеричким симулацијама. Једини параметар који је неопходно фитовати је кофицијент електричне спреге,  $k_e$ ; односно међусобна капацитивност,  $C_m = k_e \sqrt{CC_s}$ , у случају CPP-ова са нормалним процепима (овај кофицијент је уведен у секц. 2.3.3).

### 2.3.1 CPP са процепом паралелним воду

Микрострип водови оптерећени са CPP-овима са паралелним процепом приказани су на сл. 2.3. Параметри еквивалентне шеме  $L$ ,  $C$  и  $L_S$  дати су у табели 2.1 за све конфигурације са сл. 2.3 (они зависе од геометрије и карактеристика материјала). Преостали параметри,  $C_s$  и  $k_m$ , ће бити одређени на основу S-параметара добијених симулацијом. Треба приметити да, у разматраном фреквенцијском опсегу, симулирани  $S_{11}$  параметар поседује само један минимум испод резонантне учестаности, док еквивалентне шеме поседују два минимума: један испод и један изнад резонансе. Присуство овог паразитног минимума смањује опсег у коме је могуће добити добро слагање између симулације и еквивалентне шеме. Ипак, шема са две П-ћелије [сл. 2.2b] помера овај минимум на више учестаности у односу на модел са једном ћелијом, о чему ће се дискутовати касније.

Капацитивност  $C_s$  се добија из резонантне учестаности CPP-а  $f_r = \omega_r / 2\pi$  на следећи начин:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_S C_s}}. \quad (2.1)$$

#### Минимум $S_{11}$ испод резонансе

Кофицијент магнетне спреге,  $k_m$ , се одређује на основу првог минимума  $S_{11}$ ,  $f_{\min} = \omega_{\min} / 2\pi$ , за коло са сл. 2.2. Како би се поједноставило израчунавање, биће примењена Бартлетова бисекциона теорема [42]. Кофицијент  $k_m$  се онда добија као функција  $f_{\min}$ , резонантне фреквенције  $f_r$  и параметара вода  $L$  и  $C$ ,

$$k_m^2 = \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega_{\min}^2}\right) (1 - a_{1,2}) \quad (2.2)$$

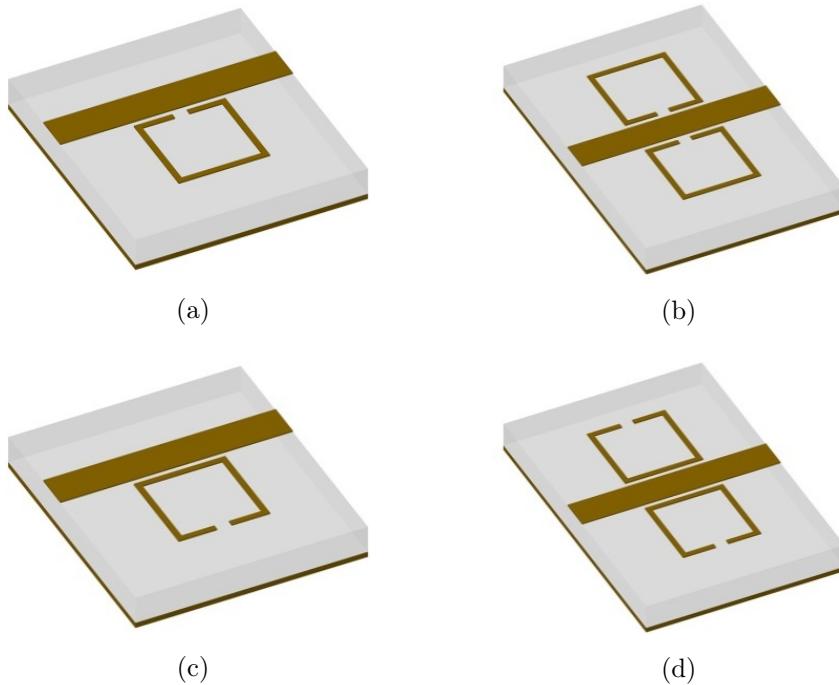


Рис. 2.3: Микрострип вод спрегнут са CPP-овима са паралелним процепима: (а) један CPP са процепом ближе воду, (б) два CPP-а са процепима даље од вода.

где  $a_1$  одговара колу са једном ћелијом [сл. 2.2a], а  $a_2$  колу са две ћелије [сл. 2.2b].

Ови коефицијенти су дати са

$$a_1 = \left[ \frac{L}{C} Y_0^2 + 2b \right]^{-1} \quad (2.3)$$

$$a_2 = \left[ \frac{L}{C} Y_0^2 \left( 1 - \frac{b}{2-b} \right) + b \right]^{-1} \quad (2.4)$$

где је  $Y_0$  карактеристична адмитанса вода ( $20 \text{ mS}$  у овом случају), и

$$b = \left( \frac{\omega_{\min}}{\omega_0} \right)^2 ; \quad \omega_0^2 = \frac{8}{LC} .$$

3Д електромагнетне симулације и мерења за све структуре са сл. 2.3 показују да се минимум  $S_{11}$  јавља пре резонансе CPP-а,  $f_r$ , због чега је прва заграда у (2) негативна. Како би се добила реална вредност коефицијента спреге  $k_m$ , (која омогућава слагање фреквенција првог минимума  $S_{11}$  добијених из еквивалентне шеме и симулације), неопходно је да десна страна једначине буде позитивна, што захтева  $a_{1,2} > 1$ .

На сл. 2.4a и 2.4b приказано је поређење коефицијената  $a$  израчунатих за шеме са једном и две ћелије, респективно, за CPP спрегнут са 50-омским микрострип водом [сл. 2.3a] на различитим супстратима. На основу позиције минимума  $S_{11}$  (одговарајући маркери), може се видети да услов  $a > 1$  није задовољен ни за један случај са сл. 2.4a. С друге стране, услов је испуњен за све случајеве са сл. 2.4b. Такође, супстрат са највећом пермитивношћу (Rogers RO3010) испољава најнижу горњу границу опсега у ком  $k_m$  има реалну вредност (3.51 GHz за једну ћелију и 7.02 GHz за две). Треба приметити да коефицијент  $a$  није функција параметара CPP-а, већ само фреквенције минимума  $S_{11}$  и параметара вода.

Сл. 2.4a и 2.4b јасно показују важну предност унапређеног модела структуре, у поређењу са шемом са једном П-ћелијом, а то је два пута већи опсег у ком  $k_m$  има реалне вредности.

Уколико би уземљење преко вије било присутно, добио би се одзив пропусника опсега, и минимум  $S_{11}$  би се појавио изнад трансмисионе нуле у симулацијама. У том случају, добро слагање може се добити помоћу шеме са једном ћелијом [38]. Тада би овде предложена шема била врло слична моделу пријављеном у [35], где је једна ћелија модификована како би се омогућило централно позиционирање индуктивности вије.

### Минимум $S_{11}$ изнад резонансе

Обе еквивалентне шеме са сл. 2.2 испољавају други минимум  $S_{11}$  изнад резонантне фреквенције CPP-а, који се не појављује у симулацијама или мерењима. Овај спуриозни ефекат је последица апроксимације дистрибуираног кола помоћу елемената са концентрисаним параметрима. Како би се повећао опсег у коме се еквивалентна шема може користити, неопходно је потиснути овај минимум ка што већим фреквенцијама. Ово се постиже коришћењем шеме са две ћелије.

Како би се разјаснио овај ефекат, почиње се од услова за идеално прилагођење (минимум  $S_{11}$ ) за симетрично коло (следећи Бартлетову теорему):  $Y_{\text{in,even}} Y_{\text{in,odd}} = Y_0^2$ , где се парна и непарна адмитанса одређују постављањем от-

ворене везе, односно кратког споја у раван симетрије. После преуређења, услов се може преформулисати као

$$\frac{\omega_r^2 - \omega_{\min}^2}{\omega_r^2 - (1 - k_m^2)\omega_{\min}^2} = a_{1,2}^{-1} \quad (2.5)$$

где вредности  $a_{1,2}$  одговарају изразима (3) и (4) за једну и две ћелије, респективно. На ниским учестаностима  $a_2$  може се апроксимирати као  $a_2^{-1} \approx \frac{L}{C} Y_0^2 + \frac{b}{2}$ . Поређењем овог израза са (3) примећује се да је коефицијент уз члан  $b$  четири пута мањи. Пошто је  $b$  пропорционално квадрату учестаности [видети (4)], ово имплицира да  $a_2$  варира двоструко спорије са учестаношћу него  $a_1$ , због чега испољава фреквенцијску зависност близку очекиваној за идеални вод (који би требало да има константну вредност коефицијента  $a$ ).

На сл. 2.5 лева и десна страна израза (5) су приказане на једну и две ћелије и за два различита коефицијента спреге (параметри вода одговарају случају са сл. 2.3а). Пресечне тачке одговарајућих кривих за леву и десну страну означавају решења (5) и, према томе, минимуме  $S_{11}$ . Пресечне тачке испод резонансе CPP-а су означене троугловима, док су оне изнад, обележене круговима, паразитни минимуми  $f_{\min p}$ , одсутни у симулацијама. Лева страна ове једначине не зависи од броја ћелија, већ само од коефицијента спреге  $k_m$  и резонансе  $f_r$  (пуне линије). Повећањем јачине спреге, ова крива се „шири“ (упоредити дебље и тање линије на слици), тако да је могуће подесити фреквенције оба минимума  $S_{11}$  у датом опсегу. Такође, десна страна зависи само од параметара вода  $L$  и  $C$  (који су у основи одређени избором супстрата и карактеристичне импедансе), и има драстично другачији нагиб за основно и унапређено коло. Са слике се јасно види да је десна страна израза, која одговара унапређеном колу, много повољнија што се тиче паразитног минимума, који се јавља на много вишим фреквенцијама. Конкретно, за мале вредности коефицијента спреге ( $k_m \sim 0.1$ ), други минимум  $S_{11}$  јавља се одмах иза резонансе CPP-а за коло са једном ћелијом, чиме се драстично смањује његов фреквенцијски опсег.

Таблица 2.2: Екстраховани параметри за конфигурације са сл. 2.3.

модел	$f_r$ (GHz)	$f_{\min}$ (GHz)	$C$ (pF)	$C_S$ (pF)	$k_m$
сл. 2.3a	5.47	5.04	0.72	0.107	0.14
сл. 2.3b	5.48	5.14	0.82	0.106	0.167
сл. 2.3c	6.19	4.84	0.74	0.084	0.28
сл. 2.3d	6.14	4.72	0.86	0.088	0.41

### Екстраховани параметри еквивалентног кола

Екстраховани параметри за коло са две ћелије [сл. 2.2b] дати су у табели 2.2 за све конфигурације са сл. 2.3. Разлика у  $C_S$  је услед другачијих резонантних учестаности, у складу са (1). Коефицијент спреге  $k_m$  више варира, и значајно је већи за структуре без процепа у најближој ивици, где је спрега најизраженија.

### 2.3.2 Микрострип вод спрегнут са два CPP-а са асиметричним процепима

Микрострипи вод са два асиметрична CPP-а, где је један процеп на ближој а други на даљој ивици [сл. 2.6a] има компликованију еквивалентну шему [сл. 2.6b] него у претходном случају. Она је суперпозиција две шеме са сл. 2.2b, зато што CPP-ови имају различите спреге и резонантне фреквенције.

Вредности екстрахованих параметара  $C_{s1} = 0.105$  pF и  $C_{s2} = 0.081$  pF одређене су на основу резонантних фреквенција  $f_{r1}$  и  $f_{r2}$ , добијених симулацијом.

Коефицијент магнетне спреге  $k_{m1,2}$  одређен је применом Бартлетове теореме на коло са сл. 2.6b, на сличан начин као и за сл. 2.2b. Да би се добили  $k_{m1,2}$  треба решити следећи систем (пошто постоје два минимума  $S_{11}$ ,  $f_{\min1,2}$ ):

$$\begin{aligned} \frac{\omega_{\min 1}^2}{\omega_{r1}^2 - \omega_{\min 1}^2} k_{m1}^2 + \frac{\omega_{\min 1}^2}{\omega_{r2}^2 - \omega_{\min 1}^2} k_{m2}^2 &= a_2^{(1)} - 1, \\ \frac{\omega_{\min 2}^2}{\omega_{r1}^2 - \omega_{\min 2}^2} k_{m1}^2 + \frac{\omega_{\min 2}^2}{\omega_{r2}^2 - \omega_{\min 2}^2} k_{m2}^2 &= a_2^{(2)} - 1; \end{aligned} \quad (2.6)$$

где су  $a_2^{(1),(2)}$  израчунати на основу (4). Коначно, добија се  $k_{m1} = 0.14$  и  $k_{m2} =$

0.26.

За еквивалентну шему са једном ћелијом, систем (6) остаје исти, осим што је потребно заменити  $a_2$  са  $a_1$ , израчунатим на основу (3). У том случају, прва једначина у (6) одговара првом минимуму  $S_{11}$  испод резонансе. Дакле, коефицијенти на левој страни биће позитивни, док је десна страна негативна, па једначина нема решења. Последично, немогуће је поклопити први минимум у симулацији/мерењу и еквивалентној шеми. Други минимум, међутим, налази се између резонанси, зато је један од коефицијената на левој страни (6) негативан, па је могуће извршити поклапање. Онда важи следећа релација између коефицијената спреге:

$$k_{m1}^2 = (\omega_{\min 2}^2 - \omega_{r1}^2) \left( \frac{k_{m2}^2}{\omega_{r2}^2 - \omega_{\min 2}^2} - \frac{a_1^{(2)} - 1}{\omega_{\min 2}^2} \right). \quad (2.7)$$

При решавању (7), треба узети у обзир да  $k_{m2}$  (који одговара CPP-у са даљим процепом) треба бити веће од  $k_{m1}$ .

### 2.3.3 Микрострип вод спрегнут са CPP-овима са нормалним процепима

CPP-ови приказани на сл. 2.7 разликују се од претходних конфигурација, утврдивши да су заротирани за 90 степени, што значи да цела структура више није симетрична у односу на микрострип вод. У овом случају, електрично поље воде паралелно је у односу на процеп, што узрокује додатну електричну спрегу, укључену у еквивалентну шему приказану на сл. 2.7c.

Микрострип вод, оптерећен са једним CPP-ом са нормалним процепом [сл. 2.7a], има исту еквивалентну шему као и два CPP-а симетрично постављена с обе стране [сл. 2.7b], само са различитим вредностима параметара.

Вредности одговарајућих елемената кола  $L$ ,  $C$  и  $L_S$  дате су у табели 2.1 за конфигурације са сл. 2.7. Коефицијент магнетне спреге  $k_m$  за структуре са сл. 2.7a и 2.7b апроксимиране су вредностима добијеним за одговарајуће CPP-ове са процепима паралелним и даље од воде [сл. 2.3c и 2.3d, респективно], пошто они имају веома сличну расподелу струје. Преостали параметри,  $C_S$  и  $C_m$ , су

одређени коришћењем резонантне учестаности ( $C_S$  се добија као функција од  $C_m$ , које се изводи помоћу процедуре фитовања са симулацијом).

Како би се одредила приближна резонантна фреквенција (односно минимум  $S_{21}$ ), биће коришћена шема са сл. 2.8, на којој су паралелно везани кондензатори уклоњени, у поређењу са сл. 2.7c. Ово значајно олакшава анализу, док је утицај на резонансу занемарљив.

Исписивањем система једначина на основу Кирхофових закона, добија се следећа матрична релација између струја и напона на портovима 1 и 2:

$$\begin{bmatrix} j\omega(1 - L_S/L_m) & 1 \\ \frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S) + j\omega C_m & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j\omega C_m L_S / L_m & 1 - \omega^2 L_m C_m (1/k_m^2 - 1) \\ \frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S) & \frac{L}{L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S (1 - k_m^2)) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}. \quad (2.8)$$

Услов за резонансу, односно непостојање трансмисије између портова, може се преформулисати као захтев да имамо нетривијално решење на левој страни, када је  $V_2, I_2 = 0$  (тј. десна страна је једнака нули), што може бити испуњено само ако је детерминанта матрице на левој страни једнака нули:

$$\frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S) + j\omega C_m = \frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S + \omega^2 L_m C_m) = 0 \quad (2.9)$$

што даје следећу резонантну фреквенцију:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_S C_S - L_m C_m}} \quad (2.10)$$

са  $L_m = k_m \sqrt{L S}$ . Може се показати да, услед реципрочности ( $S_{12} = S_{21}$ ), матрице на левој и десној страни (2.8) једнаке, али у овом случају је једноставније разматрати ону на левој страни.

Екстражоване вредности елемената кола (табела 2.3) добијене су после мале оптимизације параметара  $C_s$ ,  $C_m$  и  $k_m$ , потребне због анализе поједностављеног кола. Може се видети да су вредности  $L$ ,  $C_s$  и  $L_s$  веома сличне за обе структуре, док се  $C$ ,  $C_m$  и  $k_m$  разликују. Разлика у  $C_m$  и  $k_m$  последица је јаче спрете са два CPP-а.

Таблица 2.3: Екстражовани параметри за конфигурације са сл. 2.7.

Конфигурације	$f_r$ (GHz)	$C$ (pF)	$C_S$ (pF)	$k_m$	$C_m$ (pF)
сл. 2.7a	5.8	<b>0.74</b>	0.102	<b>0.29</b>	<b>0.055</b>
сл. 2.7b	5.86	<b>0.86</b>	0.108	<b>0.42</b>	<b>0.08</b>

Таблица 2.4: Екстражовани коефицијент спреге између резонатора,  $k_{mc}$ .

$D$ (mm)	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$k_{mc}$	0.155	0.102	0.078	0.052	0.03

### 2.3.4 Каскадиране структуре

Јединичне ћелије, разматране горе, могу се каскадирати како би се добили филтри са унапређеним опсегом, као што је приказано на сл. 2.9а за CPP-ове са процепом паралелним и близу вода. Ова структуре се моделује еквивалентним колом са сл. 2.9б, са претходно екстражованим параметрима, и додатном спрегом између резонатора, која се одређује из симулације два резонатора, и може се користити за моделовање произвољног броја спречнутих CPP-ова, све док се спрега између несуседних елемената може занемарити. Добијени коефицијенти спреге  $k_{mc}$  за различита растојања између резонатора приказани су у табели 2.4.

## 2.4 Валидација модела и резултати

Како би се валидирали предложени еквивалентни модели и екстракција њихових параметара, биће упоређене магнитуде и фазе S-параметара добијених мерењем, симулацијама и на основу еквивалентних шема. Симулације су вршене коришћењем идеализованих материјала без губитака, пошто и еквивалентне шеме не укључују губитке. Ипак, одређени губици у симулацијама и мерењима су ипак присутни услед зрачења. Наравно, мерења укључују и губитке у металима и диелектрицима. Све структуре су симулиране у програму WIPL-D [wipl], и резултати су деембедованы на референтним равнима, означеним на сл. 2.1.

Измерени S-параметри су такође деембедованы на референтним равнима коришћењем LRL (Line-Reflect-Line) калибрационог сета приказаног на сл. 2.10a, на анализатору мрежа Anritsu ME7838A. Фабриковани прототип микрострип вода оптерећеног са једним CPP-ом са паралелним процепом ближе воду приказан је на сл. 2.10b.

#### 2.4.1 CPP-ови са паралелним процепом

Резултати добијени мерењем, симулацијом и анализом помоћу еквивалентне шеме коришћењем две П-ћелије [сл. 2.2b] за структуре са сл. 2.3a и 2.3c приказане су на сл. 2.11 и 2.12, респективно. Резултати се међусобно добро слажу у целом опсегу од 4 до 8 GHz. Мања одступања у магнitudи између еквивалентне шеме и мерења на сл. 2.11 налазе се на крају опсега, и могу се приписати присуству паразитног минимума  $S_{11}$ . Фреквенција овог минимума је око 8.8 GHz услед релативно слабе спреге (упоредити са сл. 2.5). Насупрот томе, резултати добијени са еквивалентном шемом која користи једну ћелију [сл. 2.2a] показују велико неслагање са симулацијама и мерењима, без обзира на вредност  $k_m$ . Заправо, овај поједностављени модел је тачан само на резонантној учестаности и у непосредној околини. Први минимум  $S_{11}$  јавља се на далеко нижој учестаности од измерене, и није могуће преклопити их за било коју реалну вредност  $k_m$ , у складу са (3). Коефицијенти спреге за еквивалентну шему са једном ћелијом добијени су поступком фитовања и њихове вредности су  $k_m = 0.1$  за сл. 2.11 и  $k_m = 0.23$  за сл. 2.12, за CPP са процепом даље од воде.

#### 2.4.2 Микрострип вод са два CPP-а са асиметричним процепима

Поређење између симулације и еквивалентне шеме са једном и две ћелије, за микрострип вод оптерећен са два CPP-а са асиметричним процепима (један ближе воду, други даље од њега), дато је на сл. 2.13. За случај са шеме са две ћелије, може се видети скоро савршено слагање, и у магнitudи и у фази, у целом опсегу од 4 до 8 GHz.

За коло са једном ћелијом, добро поклапање се добија само око другог минимума, за коефицијенте спреге  $k_{m1} = 0.16$  и  $k_{m2} = 0.18$ , што није очекивано, с обзиром да су спрегнуте гране CPP-ова веома различите (са и без процепа). Може се видети да је око друге резонансе неслагање не само у  $S_{11}$ , већ и у  $S_{21}$ , пошто није изводљиво померити трећи минимум ка вишој фреквенцији. Такође, први минимум  $S_{11}$  није уопште могуће поклопити са колом са једном ћелијом, као што је предвиђено у секцији 2.3.1.

### 2.4.3 CPP-ови са нормалним процепом у односу на вод

Како би се показале предности унапређене шеме [сл. 2.7c] у односу на модел са једном ћелијом за CPP са нормалним процепом [сл. 2.7a], на сл. 2.14 упоређене су магнитуде и фазе S-параметара добијених мерењем, симулацијом и еквивалентном шемом са једном и две П-ћелије. Још једном, резултати за две ћелије су у веома добром слагању са симулацијама и мерењима у целом опсегу од 4 до 8 GHz. Треба приметити да у овом случају не постоји минимум рефлексије испод резонансе CPP-а, као у случајевима са паралелним процепом. Иако је структура асиметрична, само магнитуда  $S_{11}$  је приказана (разлика са  $S_{22}$  је изражена само у фази). Еквивалентна шема са једном ћелијом се сада понапа много боље него у случајевима са паралелним процепом, али предложена шема са две ћелије је ипак боља у ширем опсегу. Екстраховані параметри за модел са једном ћелијом су  $k_m = 0.28$ ,  $C_m = 0.062 \text{ pF}$ .

Резултати симулације и анализе помоћу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 2.7b приказани су на сл. 2.15. Резултати за две ћелије су у веома добром слагању са симулацијом. Модел са једном ћелијом одговара симулацији у ширем опсегу него у случају само једног CPP-а, и слагање је добро до 7,5 GHz. Екстраховані параметри кола за шему са једном ћелијом су  $k_m = 0.39$  и  $C_m = 0.095 \text{ pF}$ .

#### 2.4.4 Каскадирани CPP-ови са процепом паралелним воду

Резултати симулације и еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 2.9, за растојање између резонатора  $D = 0.5$  mm, приказани су на сл. 2.16. Веома добро слагање добијено је у целом опсегу од интереса, и у магнитуди и у фази S-параметара, за модел са две П-ћелије. Насупрот томе, модел са једном П-ћелијом није у стању да поклони рефлексију, осим у уском опсегу око резонансе. Вредности коефицијената спреге добијене су фитовањем, и износе  $k_m = 0.1$  и  $k_{mc} = 0.015$ .

### 2.5 Закључак

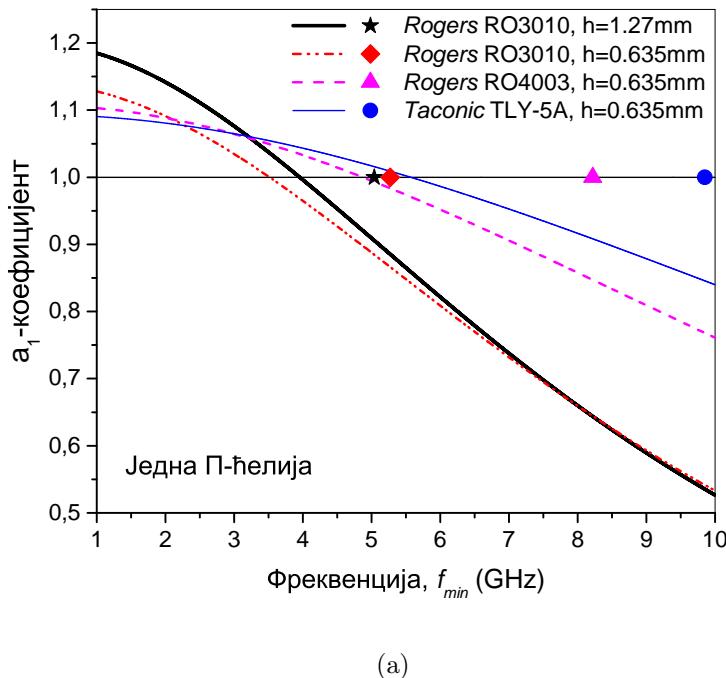
Предложена је унапређена еквивалентна шема за микрострип вод оптерећен сплит-ринг резонаторима. Различите оријентације CPP-а у односу на вод су анализиране: са паралелним процепом ближе и даље воду, као и са нормалним процепом. Штампани вод може бити спрегнут са једним CPP-ом са једне стране, или са два CPP-а постављена симетрично/асиметрично са обе стране вода. Овакве структуре испољавају одзив филтра непропусника опсега, али се предложене еквивалентне шеме лако могу модификовати у пропуснике опсега додавањем паралелне индуктивности.

Без обзира да ли је у питању структура са једним или два симетрична CPP-а, користи се иста еквивалентна шема, само са различитим параметрима. Неки од њих се одређују на основу модела вишепроводничког вода ( $L, C, L_s$ ) док се преостали ( $C_s$  и  $k_m$ ) добијају на основу аналитичких израза који их повезују са карактеристичним фреквенцијама – резонансом и минимумом коефицијента рефлексије, добијеним из симулације. Једини параметар који је неопходно оптимизовати јесте електрична спрега присутна у случају CPP-а са нормалним процепом.

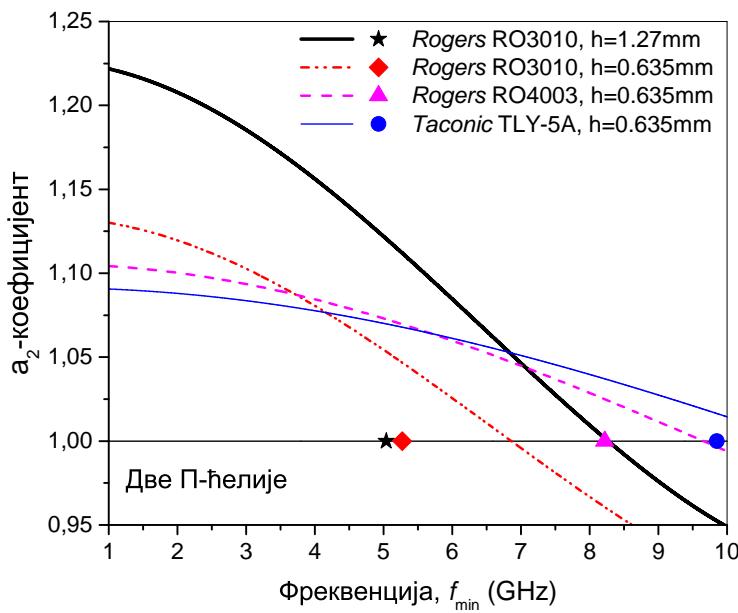
Најважнија предност предложеног модела са две ћелије јесте приближно двоструко већи опсег у коме је могуће преклопити минимум рефлексије добијен из симулације. Ово је постигнуто без повећања параметара кола у односу

на модел са једном ћелијом. Такође, унапређена еквивалентна шема бОље апроксимира дистрибуирану природу вода, и помера паразитни минимум рефлексије изнад резонансе CPP-а на значајно више фреквенције, у поређењу са моделом са једном ћелијом. Због свега тога, фреквенцијски опсег са добним поклапањем је значајно увећан.

Више узорака је фабриковано и измерено како би се валидирала процедура екстракције параметара. Врло добро слагање између измерених и симулираних S-параметара и предложене унапређене шеме добијено је у широком фреквенцијском опсегу, и у магнitudи и у фази. Насупрот томе, показано је да конвенционални модел са једном ћелијом ради добро само у уском опсегу. Предложени модел се лако примењује на каскадиране структуре, као што је демонстрирано са две јединичне ћелије са различитим међусобним растојањима. Каскадирани модел је валидiran помоћу симулације, и веома добро слагање је добијено. psg



(a)



(b)

Рис. 2.4: Поређење коефицијената  $a$  за еквивалентну шему са (а) једном (б) две П-ћелије за случај са сл. 2.3а. Хоризонталне црне линије означавају вредност 1 на вертикалној оси, а маркери означавају фреквенције минимума  $S_{11}$  за одговарајуће супстрате. За  $k_m \in \mathbb{R}$  потребно је  $a_{1,2} > 1$ .

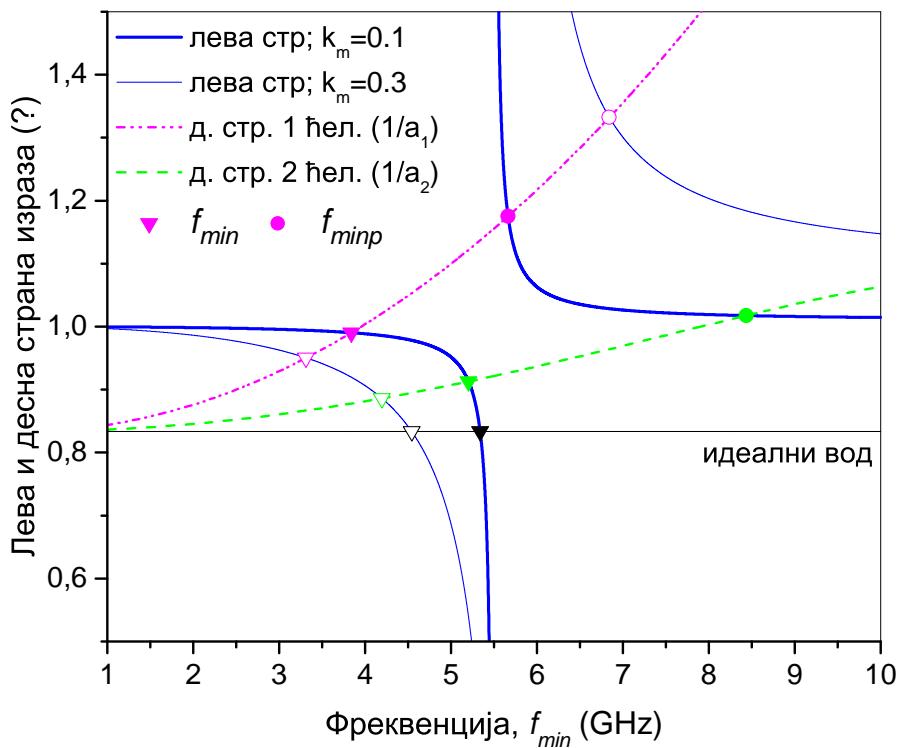


Рис. 2.5: График зависности леве (пуне линије) и десне (испрекидане линије) стране израза (5). Тачке пресека представљају минимуме  $S_{11}$  за одговарајуће случајеве.

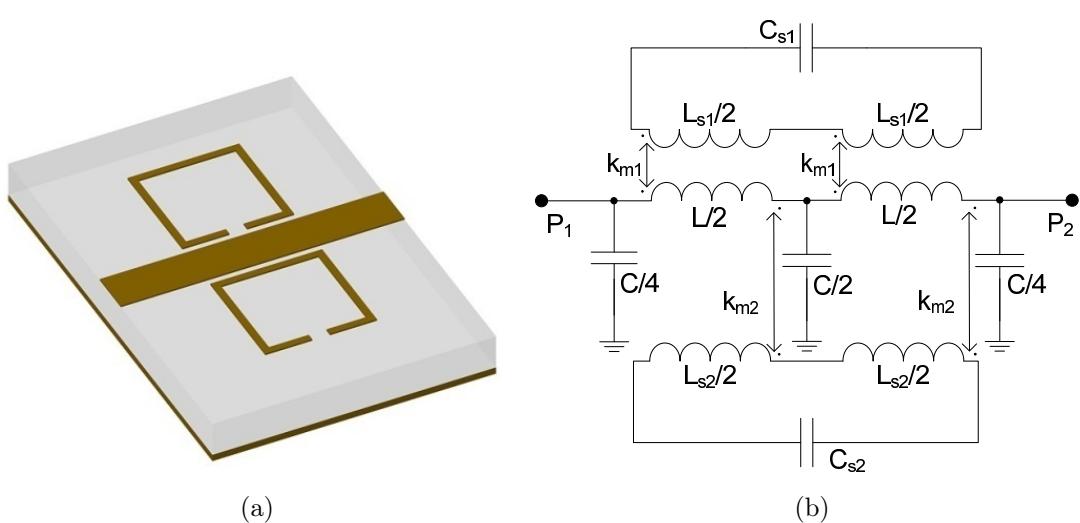


Рис. 2.6: (а) Микрострип вод спречнут са два CPP-а са асиметричним процепима и (б) одговарајућа еквивалентна шема.

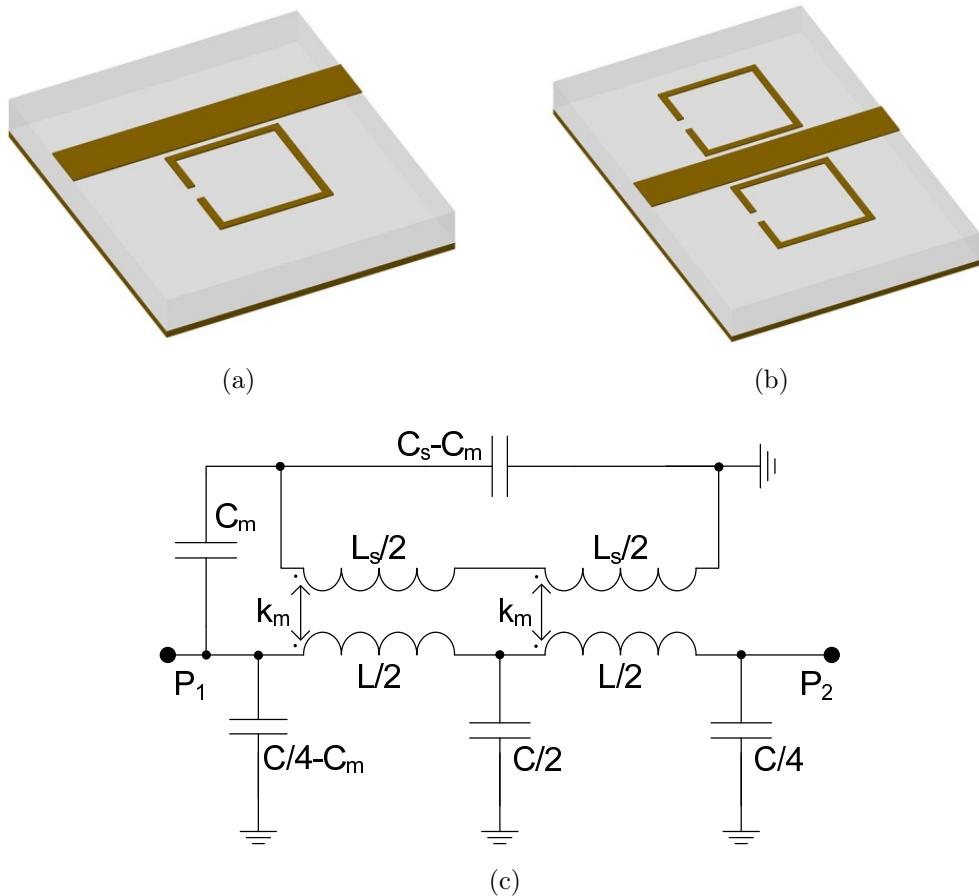


Рис. 2.7: CPP-ови са процепима нормалним у односу на воду: (а) један CPP, (б) два CPP-а симетрично у односу на воду; оба случаја се могу моделовати истим еквивалентним колом (в).

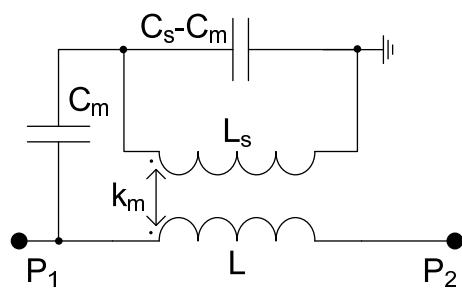


Рис. 2.8: Поједностављена шема за рачунање резонантне учестаности.

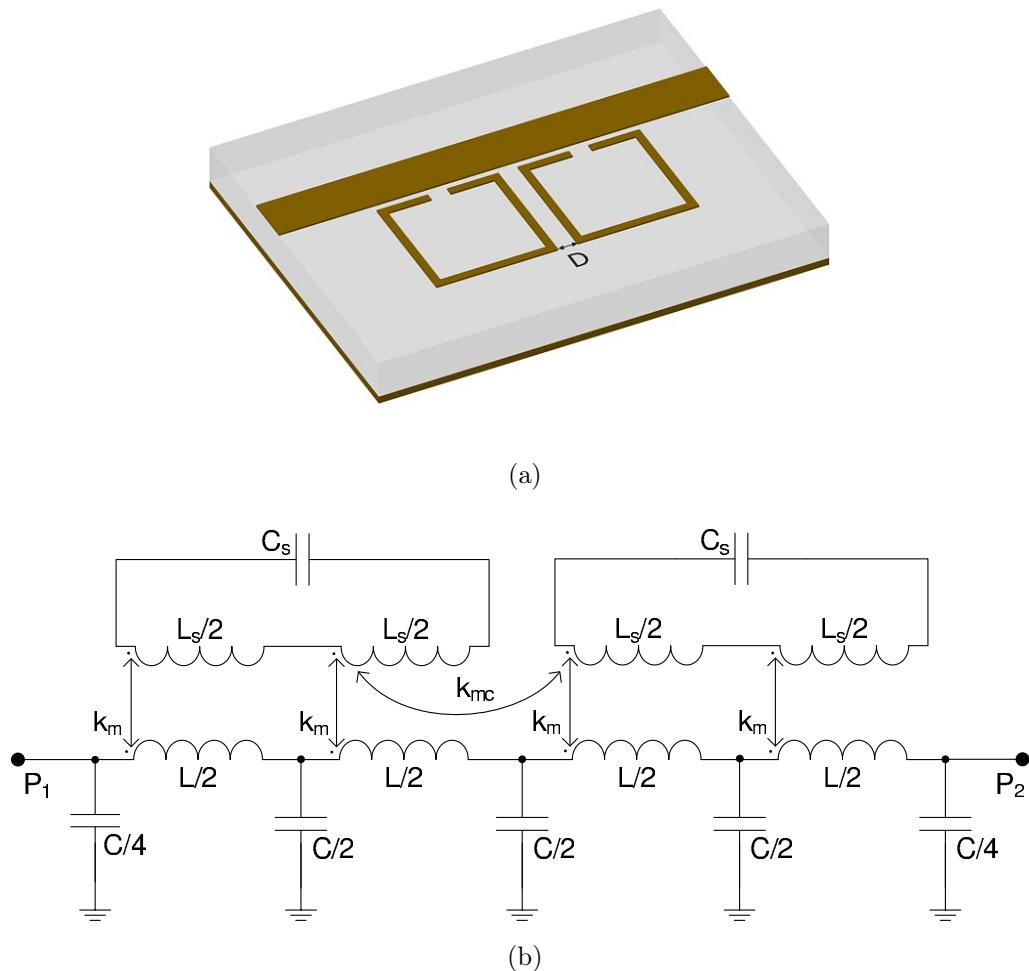
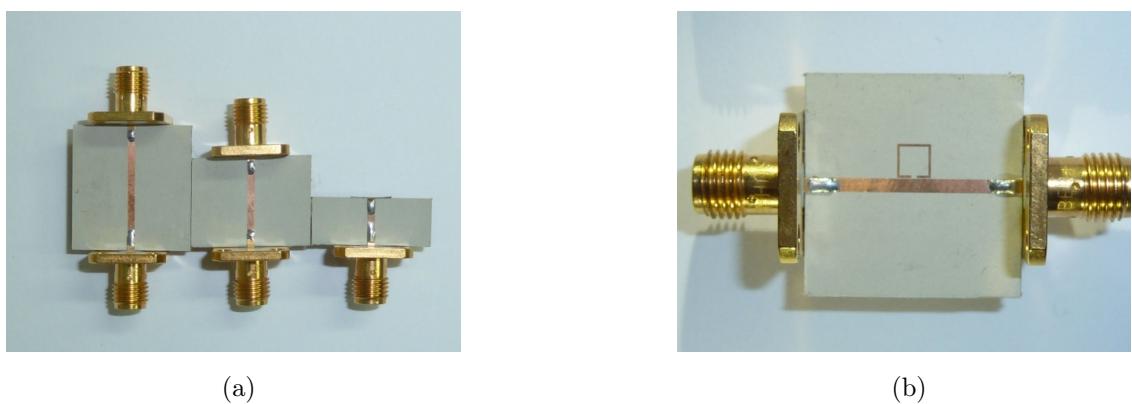
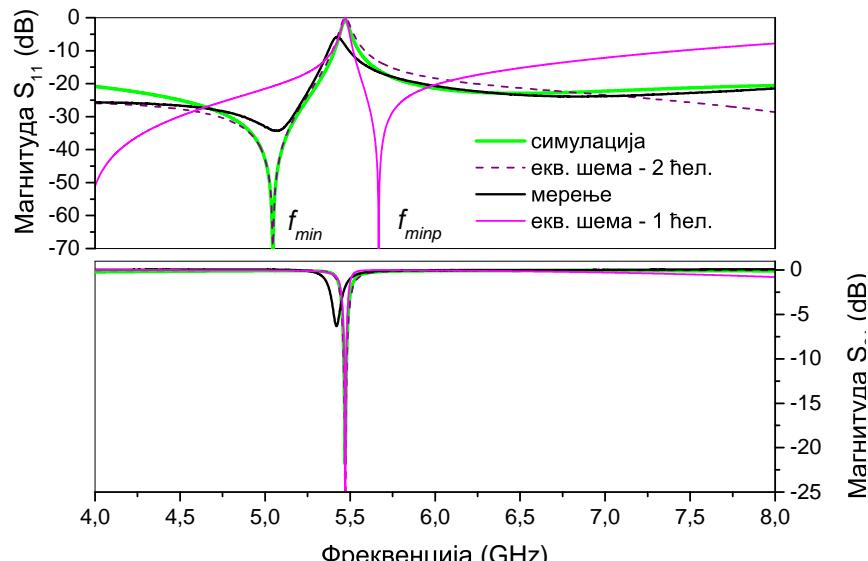
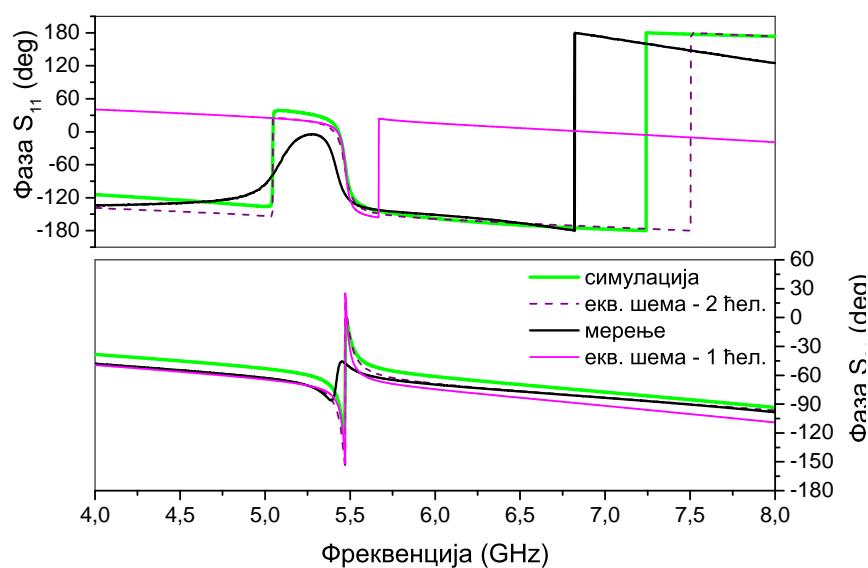


Рис. 2.9: (а) Каскадирани CPP-ови (б) одговарајуће еквивалентно коло.

Рис. 2.10: (а) Фабриковани наменски пројектовани LRL калибрациони сет за мерење  $S$ -параметара на референтним равнима и (б) микрострип вод оптерећен CPP-ом са паралелним процепом ближе воду.

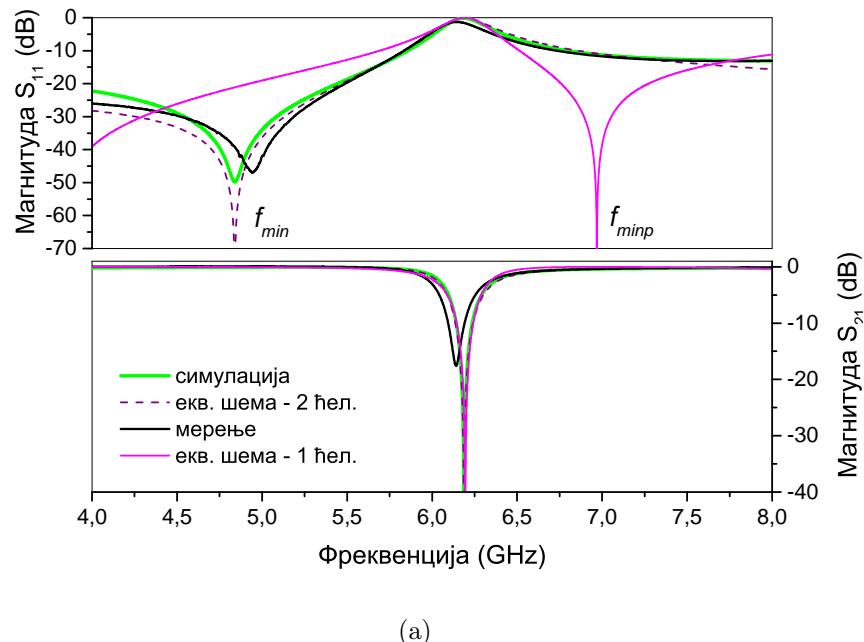


(a)

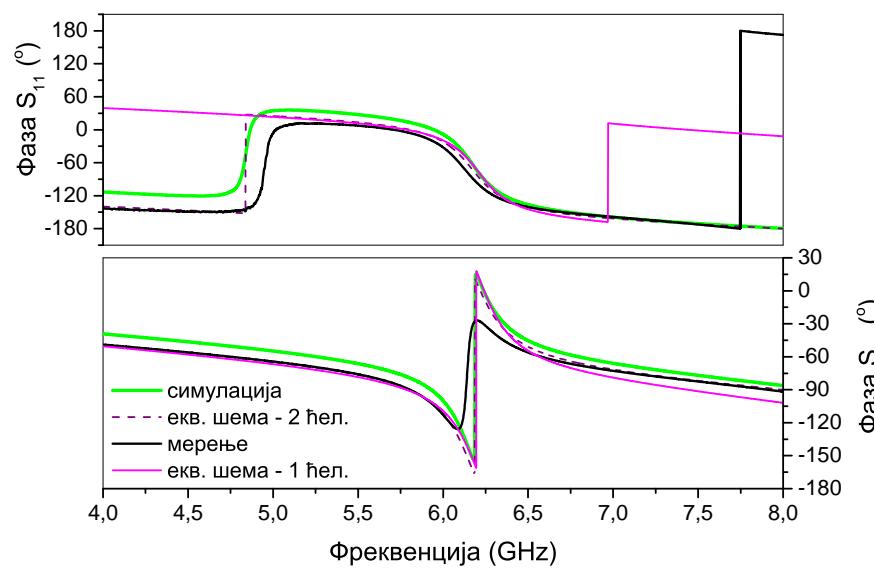


(b)

Рис. 2.11: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 2.3а.



(a)



(b)

Рис. 2.12: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 2.3с.

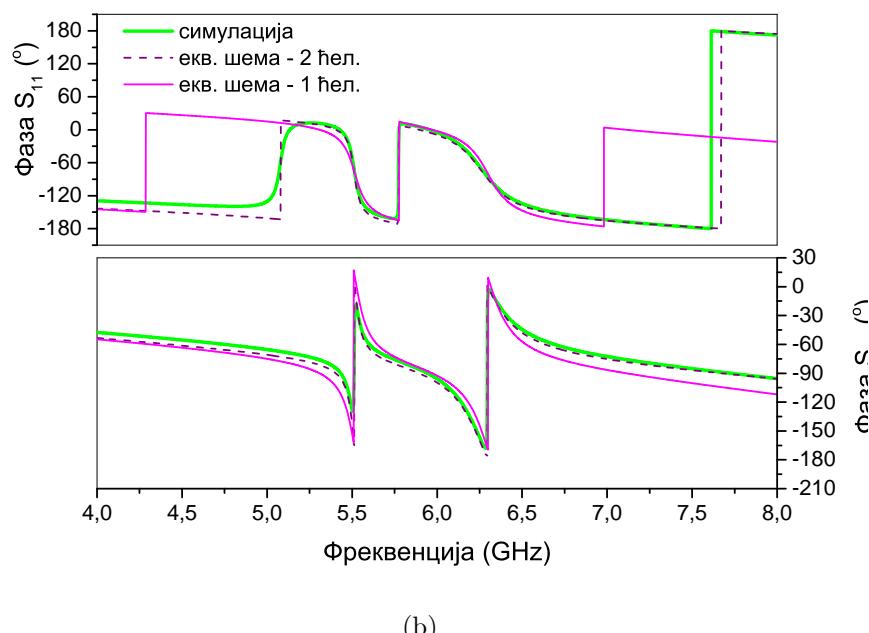
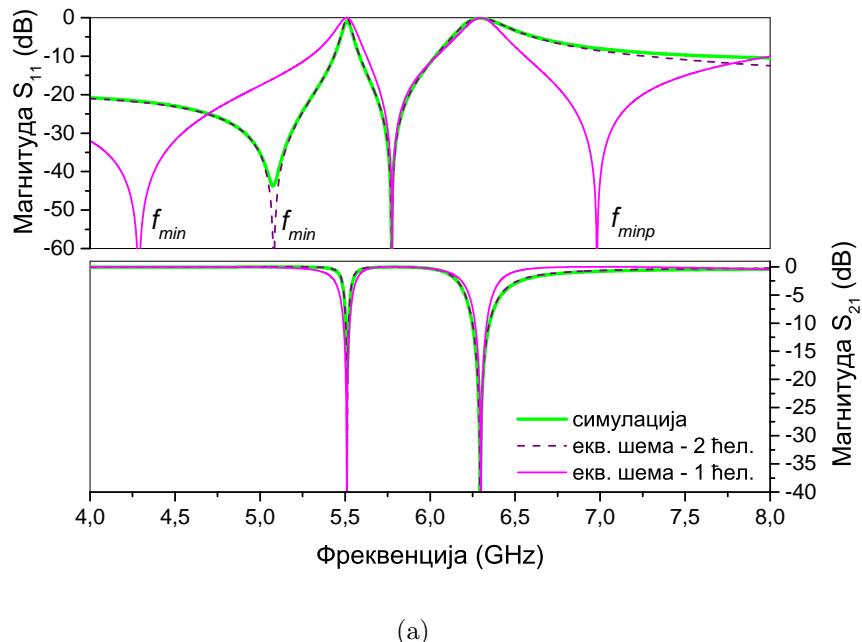
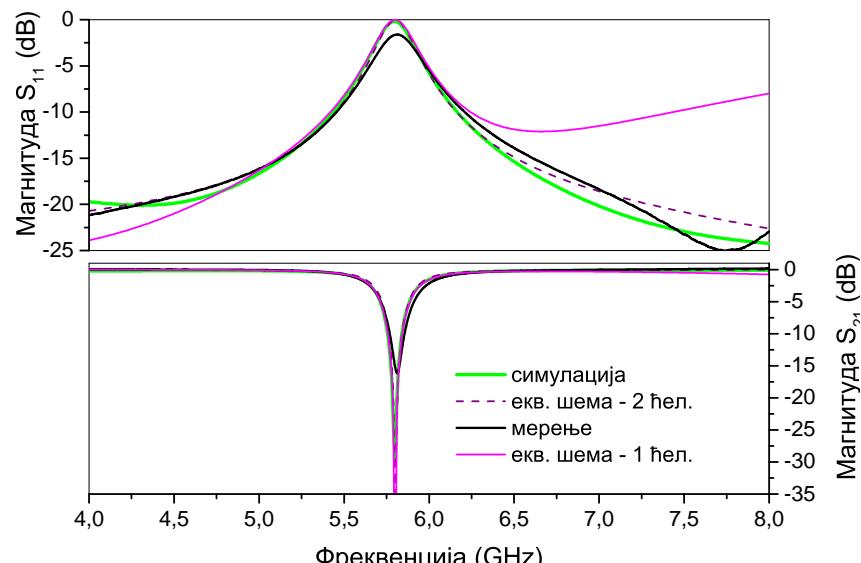
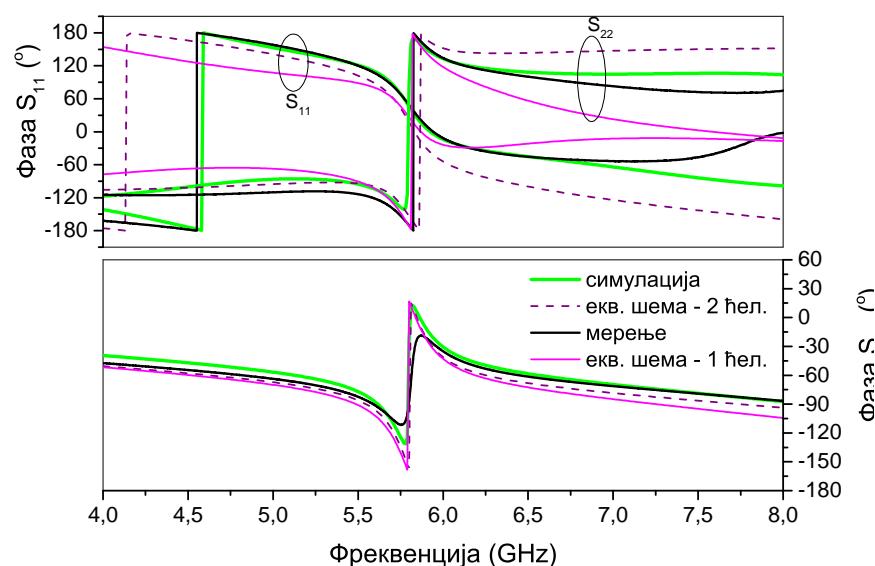


Рис. 2.13: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 2.6а.

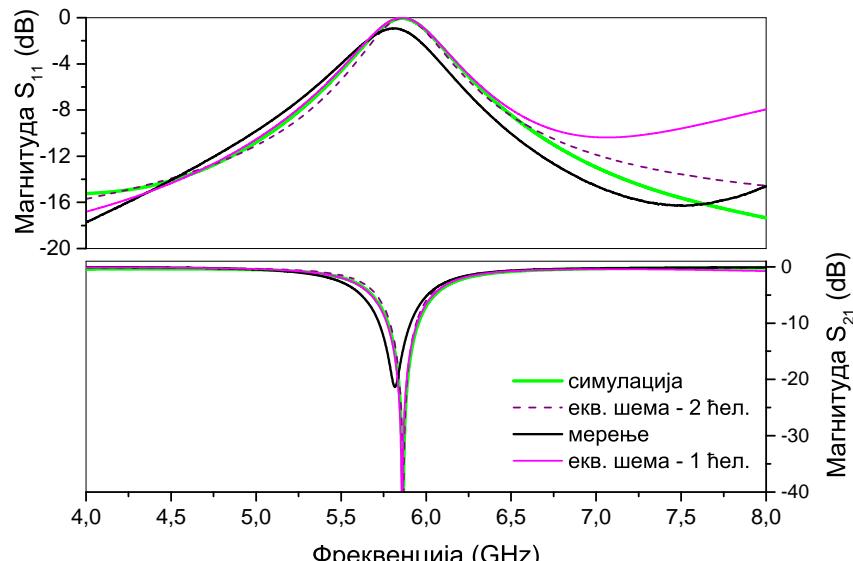


(a)

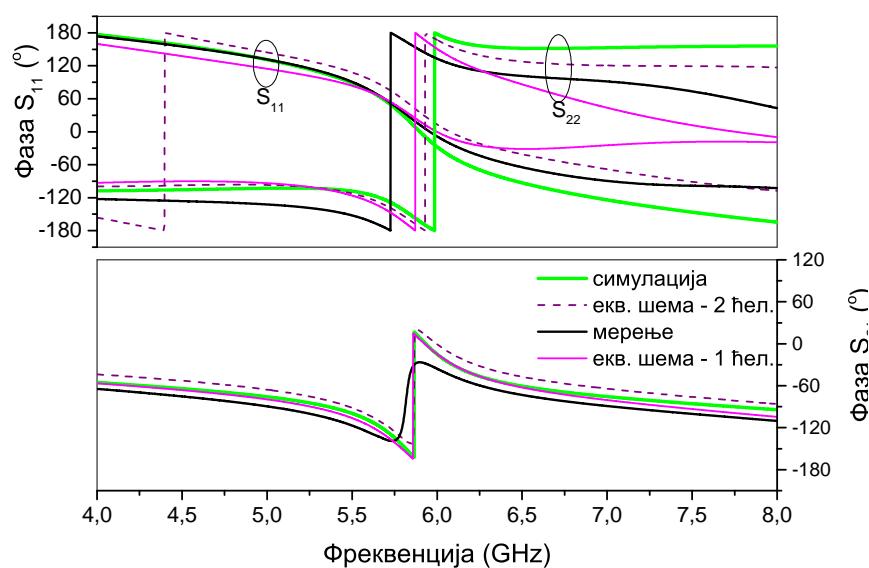


(b)

Рис. 2.14: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две  $\Pi$ -ћелије за конфигурацију са сл. 2.7а.



(a)



(b)

Рис. 2.15: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две  $\Pi$ -ћелије за конфигурацију са сл. 2.7b.

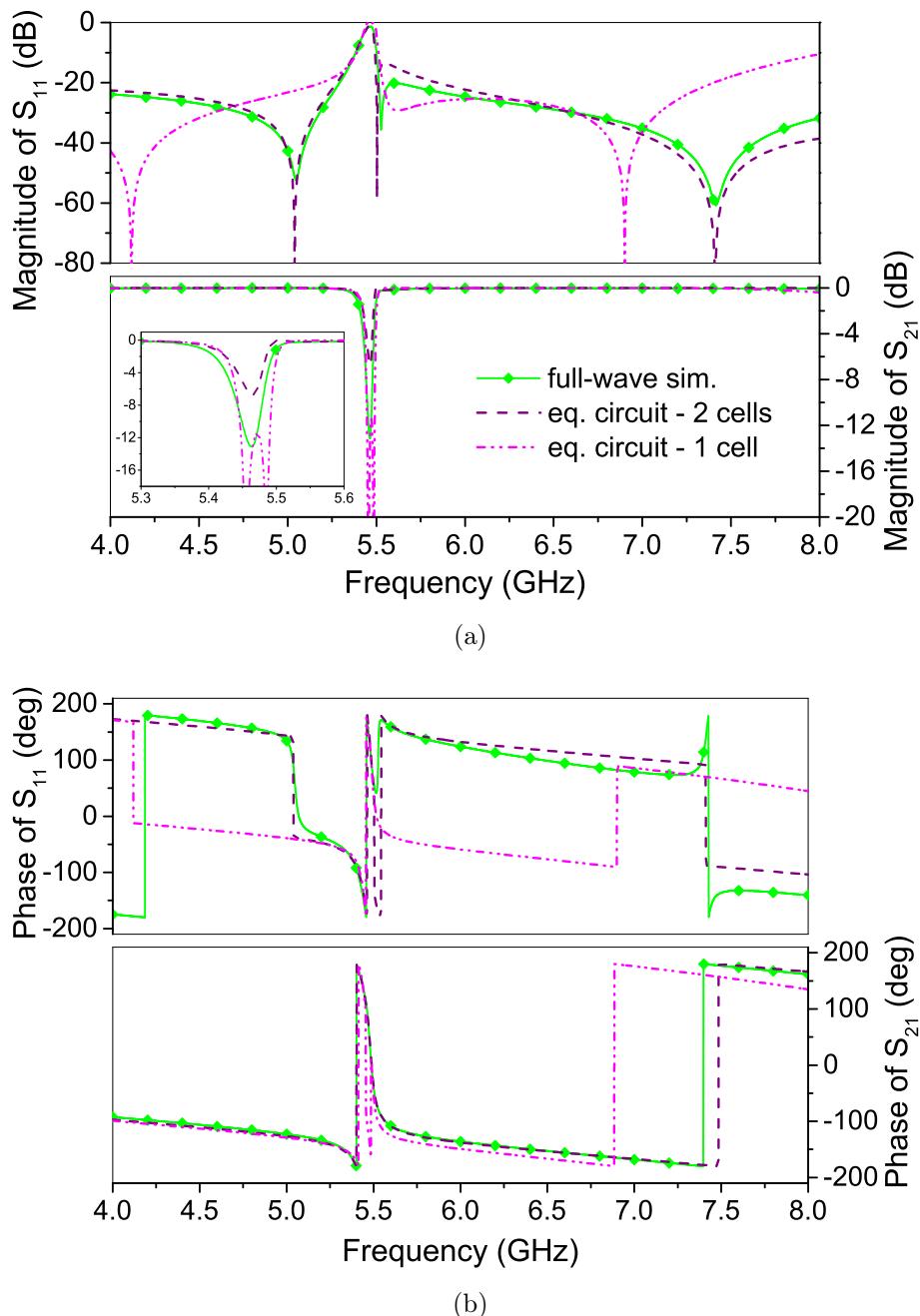


Рис. 2.16: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 2.9, за растојање  $D = 0.5$  mm.

# Глава 3

## Теорија спрегнутих модова

### 3.1 Апстракт

У овом поглављу биће изложене основе теорије спрегнутих модова, која представља веома погодан алат за анализу расејања у системима спрегнутих резонатора. Затим ће метода бити примењена на јединичне ћелије микроталасних метаматеријала. Апроксимативни аналитички облици параметара расејања. Поређење са еквивалентним шемама. Антисиметрични модели.

### 3.2 Увод

#### 3.2.1 Мотивација

У претходној глави приказано је моделовање јединичних ћелија микроталасних метаматеријала помоћу еквивалентних шема. Овакав начин анализе се преовлађујуће користи у литератури, и примењив је на широк спектар различитих структура и повезаних ефеката [34, 35, 39, 43]. Упркос томе, апроксимација помоћу еквивалентне шеме инхерентно поседује неке особине, које се могу показати као нежељене. На пример, структура по којој се простире вођени талас (вод или таласовод) моделује се као једна или више секција елемената са концентрисаним параметрима (калема и кондензатора), што у суштини представља нископропусни филтар. Ово може узроковати нефизичке резонансе. Конкретно,

често је пожељно имати (апроксимативне) изразе за параметре расејања – рефлексију и трансмисију. У овом раду то је мотивисано жељом за проучавањем ефекта класичне аналогије електромагнетно индуковане транспаренције (ЕИТ). У принципу, параметре расејања је увек могуће израчунати полазећи од еквивалентне шеме, међутим показује се да то није најпогоднији приступ. Разлог за то је што еквивалентна шема, у суштини, представља графички начин за репрезентацију система диференцијалних једначина за струје и напоне. За расејање се, насупрот томе, користе таласни параметри, који се могу интерпретирати као други базис за опис поља на воду.<sup>1</sup> Природније је проблем разматрати у овом базису, што нам управо омогућава теорија спрегнутих модова (TCM).

### 3.2.2 Историјат

Прва појављивања теорије спрегнутих модова у литератури потичу из 1950-их година, управо у области микроталасне технике. Била је примењена за анализу цеви са путујућим таласом [44], *backward-wave* осцилатора [45], као и параметарских појачавача, осцилатора и конвертора фреквенције [46]. Паралелно су се јавиле примене у таласоводима [47, 48], где су касније укључене и периодичне структуре [49].

Ови први радови нису били строго формално засновани, већ су модови идентификовани на основу искуства, а њихова динамика је извођена из енергетских разматрања. Ригорозно извођење TCM дао је Шелкунов, помоћу развоја поља преко модова неспрегнутог система [50]. Једначине TCM су еквивалентне Максвеловим једначинама уколико модови чине комплетан скуп. У пракси, обично се користи мањи број модова; у том случају једначине TCM могу се извести из варијационог принципа, при чему стационарност обезбеђује могућност добре апроксимације [51].

Током седамдесетих година, TCM је развијена за оптичке таласоводе [52, 53, 54]. Успешно је примењивана за анализу многих оптоелектронских и фибер оптичких уређаја, као што су различити таласоводи и оптичка влакна [55, 56],

---

<sup>1</sup>Због краткоће, у овој глави ћемо надаље говорити само о водовима, имајући у виду било коју структуру за вођење електромагнетног таласа.

спрежници [57], ласери [58], итд.

У класичној ТСМ претпоставка је да су модови међусобно ортогонални, што је испуњено уколико се разматра јединствена структура без губитака. Уколико се за експанзију користе модови различитих референтних структура, ортогоналност не мора нужно да важи. У том случају класична формулатија ТСМ није коректна, због чега је у новије време развијана неортогонална ТСМ [59, 60].

Независна променљива у ТСМ може бити или просторна координата или време; у зависности од тога говоримо о спрезању модова у простору или времену [61]. Просторна варијанта ТСМ коришћена је за анализу периодичних структура, нпр. микрострип водова са периодичним пертурбацијама у проводној равни, који припадају класи тзв. структура са фотонским зонским процепом (*photonic band-gap, PBG*) [62]. Временска (темпорална) ТСМ није примењивана за проучавање структура на бази метаматеријала у микроталасном опсегу...

### 3.2.3 Хеуристички приступ

У овој секцији биће изложене основе теорије спрегнутих модова, следећи [61]. Овај приступ није строго формалан, и донекле се заснива на интуитивним аргументима. Међусобни утицаји различитих модова ће се узимати преко линеарних чланова; математички, ово је апроксимација која је оправдана ако је спрега слаба. Касније... Претпостављаће се да су сви системи без губитака; уколико је потребно, губици се могу узети у обзир као додатна пертурбација [61].

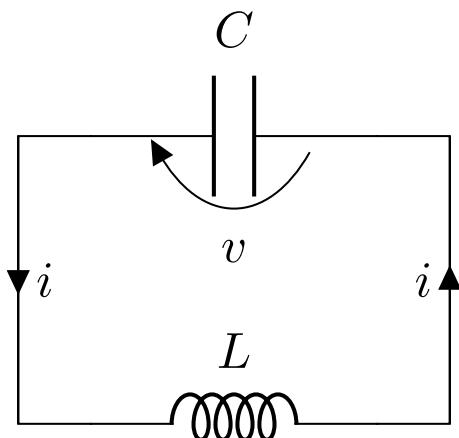


Рис. 3.1: Резонантно коло.

Прво ће бити размотрено  $LC$  коло као пример изолованог резонатора (сл. 3.1).

Напон и струја задовољавају диференцијалне једначине:

$$v = L \frac{di}{dt}; \quad i = -C \frac{dv}{dt}. \quad (3.1)$$

Сменом се лако може добити једначина линеарног хармонијског осцилатора, са резонантном фреквенцијом  $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ . Амплитуда позитивне фреквенције дефинише се као:

$$\alpha = \sqrt{\frac{C}{2}} \left( v + j \sqrt{\frac{L}{C}} i \right), \quad (3.2)$$

која задовољава диференцијалну једначину првог реда

$$\frac{d\alpha}{dt} = j\omega_0 \alpha. \quad (3.3)$$

Нормализација у 3.2 је погодно одабрана тако да квадрат амплитуде  $\alpha$  одговара снази:

$$|\alpha|^2 = \frac{C}{2} |V|^2 = W, \quad (3.4)$$

док фаза одговара тренутној фази осцилација. За комплетан опис, потребно би било увести и променљиву, комплексно-конјуговану у односу на (3.2), али по-казује се да је њу могуће занемарити. На овај начин је опис резонатора поједностављен.

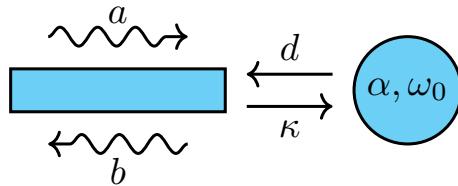


Рис. 3.2: Спрега резонантног мода и вода.

Наравно, случај усамљеног резонатора није посебно занимљив; права вредност овог приступа се показује приликом разматрања спреге са водом. На сл. приказан је најједноставнији случај. У овом случају, јављају се два ефекта:

- енергија резонатора „цури“ у таласе на воду, што резонантни мод види као ефективне губитке;

- инцидентни таласи врше побуду резонантног мода.

Најједноставнији пример шематски је приказан на сл. 3.2, где је вод на свом крају спрегнут са резонантним модом. Поље на воду описано је таласним коефицијентима инцидентног,  $a$ , и рефлектованог таласа,  $b$ , према уобичајеној дефиницији за  $S$ -параметре. Математички, једначина (3.3) ће бити модификована на следећи начин

$$\frac{d\alpha}{dt} = j\omega_0\alpha - \gamma\alpha + \kappa a, \quad (3.5)$$

где  $\gamma$  представља коефицијент слабљења, а  $\kappa$  коефицијент спрете инцидентног таласа и резонантног мода. За побуду константне фреквенције  $\omega$ , решење (3.5) гласи:

$$\alpha = \frac{\kappa a}{j(\omega - \omega_0) + \gamma}. \quad (3.6)$$

С друге стране, рефлектовани талас на воду износиће

$$b = S_{11}^{(0)}a + d\alpha, \quad (3.7)$$

где је  $S_{11}^{(0)}$  коефицијент рефлексије у одсуству резонатора, а  $d$  коефицијент спрете са рефлектованим таласом. Полазећи од закона одржања енергије, и симетрије Максвелових једначина у односу на измену знака времена, показује се да важи

$$\kappa = d, \quad \gamma = \frac{1}{2}|d|^2. \quad (3.8)$$

Комбиновањем (3.6) и (3.7) лако се добија израз за модификовани коефицијент рефлексије услед присуства резонатора:

$$S_{11} = \frac{b}{a} = S_{11}^{(0)} + \frac{d}{j(\omega - \omega_0) + |d|^2/2}. \quad (3.9)$$

У случају два међусобно спрегнута резонатора, динамика система има следећи облик:

$$\frac{d\alpha_1}{dt} = j\omega_1\alpha_1 + \kappa_{12}\alpha_2, \quad (3.10)$$

$$\frac{d\alpha_2}{dt} = j\omega_2\alpha_2 + \kappa_{21}\alpha_1, \quad (3.11)$$

при чему због одржања енергије важи  $\kappa_{12} = \kappa_{21}$ .

Изразе (3.3)–(3.11) могуће је генералисати на случај  $n$  (потенцијално спрегнутих) резонатора и  $m$  улазно/излазних таласних портова

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix} = (j\Omega - \Gamma) \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix} + \mathbf{D}^T \begin{bmatrix} a_1 \\ \dots \\ a_m \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

за резонаторе, и

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix} = \mathbf{S}^{(0)} \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_m \end{bmatrix} + \mathbf{D} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix}; \quad (3.13)$$

за рефлексоване таласе, где су

$$\Omega = \begin{bmatrix} \omega_1 & \dots & \kappa_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \kappa_{1n}^* & \dots & \omega_n \end{bmatrix}; \quad \mathbf{D} = \begin{bmatrix} d_{11} & \dots & d_{1m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ d_{n1} & \dots & d_{nm} \end{bmatrix}; \quad \Gamma = \frac{1}{2}\mathbf{D}^\dagger \mathbf{D}; \quad (3.14)$$

а  $\mathbf{S}^{(0)}$  представља „директну“ матрицу расејања, која карактерише систем у одсуству резонатора. Додатно, може се показати да важи следећа релација

$$\mathbf{S}^{(0)} \mathbf{D}^* = -\mathbf{D}, \quad (3.15)$$

помоћу које је могуће одредити фазе елемената матрице  $\mathbf{D}$  [60].

### 3.3 Примена? Резултати?

#### 3.3.1 Антисиметрични сплит рингови

Микрострип водови, оптерећени са CPP резонаторима са варијабилним положајем процепа, приказани су на сл. 3.3-3.4. У општем случају, постојаће спрега између два CPP-а, на основу чега се очекују две резонансе у спектру, услед цепања(?). Геометрије на сл. 3.3 поседују рефлексиону симетрију у односу на раван, нормалну на супстрат, која садржи централну осу вода. Због ове симетрије, један мод не може бити побуђен, због чега ће бити присутна само једна резонанса у трансмисији [43]. С друге стране, геометрије на сл. 3.4, које ћемо

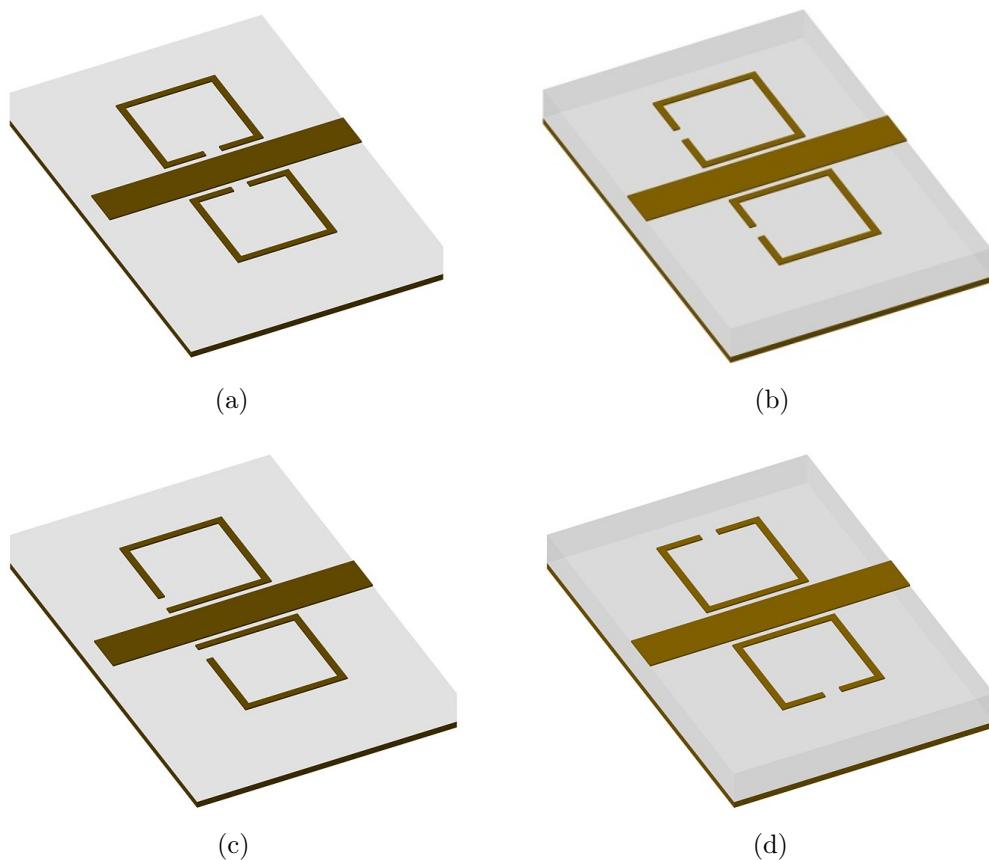


Рис. 3.3: Микрострип вод спрегнут са два CPP-а у симетричној конфигурацији.

називати *антисиметричним*, не поседују раван симетрије; уместо тога, симетричне су у односу на ротацију од  $180^\circ$  око централне тачке. У наставку ће ТСМ и анализа помоћу еквивалентне шеме бити примењена на структуре са сл. 3.4.

Оно што антисиметричне структуре чини занимљивим јесте да испољавају мешовиту (електричну и магнетну) спрегу CPP-ова са водом, као и незанемарљиву спрегу између самих прстенова, а притом су електрично симетричне, због чега је могуће поједностављено их анализирати преко парне и непарне побуде. За разлику од структура са раванском симетријом, поседују две резонансе у трансмисионом спектру, које се могу независно подешавати. Са практичне тачке гледишта, ове структуре могу послужити као основа занимљивих ефеката, као што је класична аналогија ЕИТ-а [63, 64, 65].

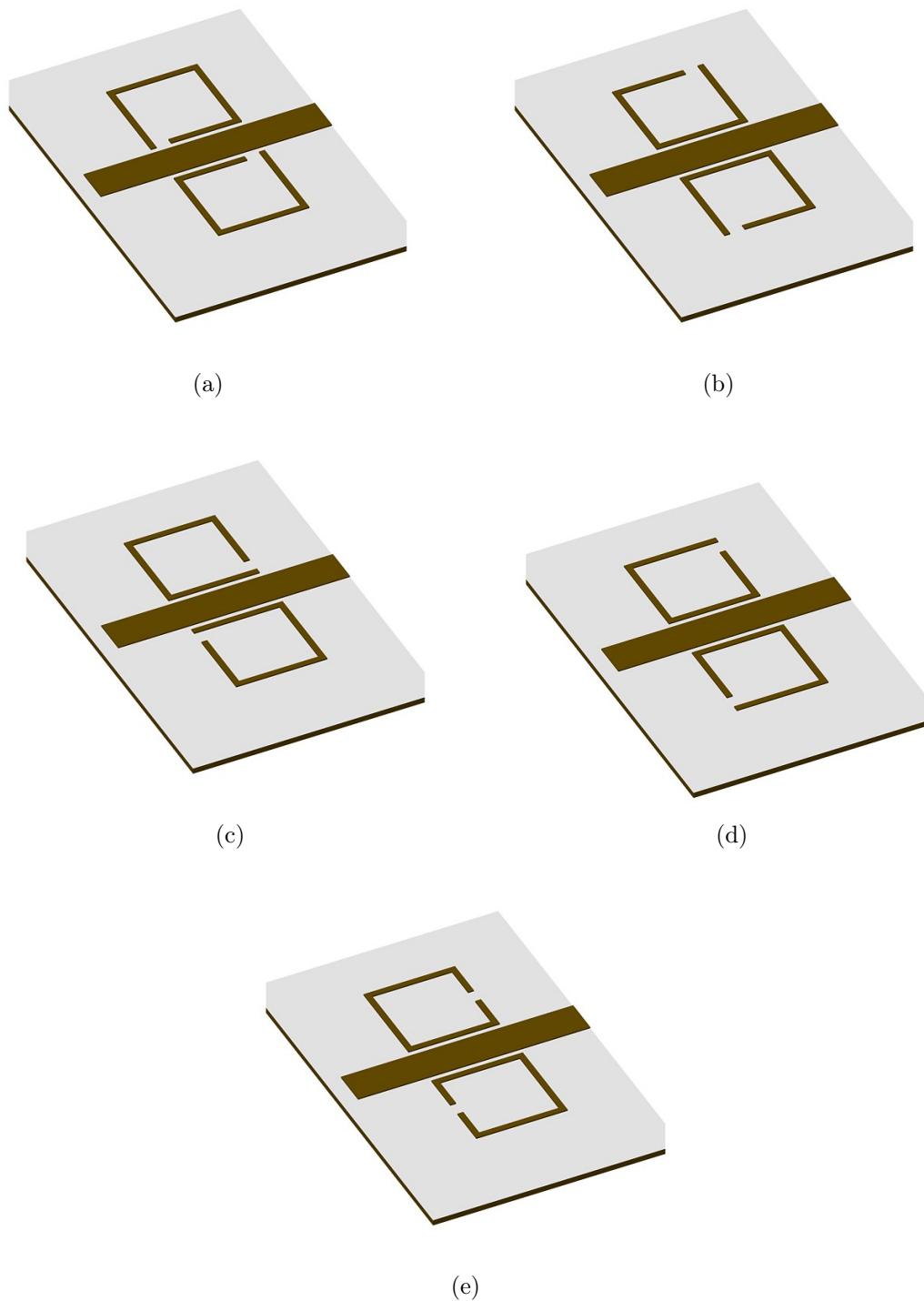


Рис. 3.4: Микрострип вод спрегнут са два СРР-а у антисиметричној конфигурацији.

### 3.3.2 Анализа помоћу ТСМ

Шематски приказ геометрија са сл. 3.3–3.4, у контексту ТСМ, дат је на сл. 3.5. Систем се састоји од два резонатора и поседује два улазно/излазна порта, због

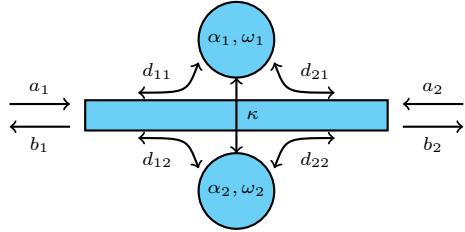


Рис. 3.5: Вод бочно спрегнут са два резонатора.

чега димензије матрица  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{S}$  и  $\boldsymbol{\Omega}$ , дефинисаних у (3.14), износе  $2 \times 2$ . Узимајући у обзир ротацијону симетрију система, може се закључити да ове матрице имају следећи облик:

$$\mathbf{S}^{(0)} = \begin{bmatrix} S_{11}^{(0)} & S_{21}^{(0)} \\ S_{21}^{(0)} & S_{11}^{(0)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{D} = \begin{bmatrix} d_1 & d_2 \\ d_2 & d_1 \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{\Omega} = \begin{bmatrix} \omega_0 & -\kappa \\ -\kappa & \omega_0 \end{bmatrix}, \quad (3.16)$$

при чему  $\kappa \in \mathbb{R}$  у овом случају. У усталјеном режиму побуде, после замене (3.12) и (3.16) у (3.13), лако се добија решење за укупну трансмисију кроз систем:

$$S_{21} = S_{21}^{(0)} + \frac{(d_1 + d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 - \kappa) + |d_1 + d_2|^2} - \frac{(d_1 - d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 + \kappa) + |d_1 - d_2|^2}, \quad (3.17)$$

и за рефлексију:

$$S_{11} = S_{11}^{(0)} + \frac{(d_1 + d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 - \kappa) + |d_1 + d_2|^2} + \frac{(d_1 - d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 + \kappa) + |d_1 - d_2|^2}. \quad (3.18)$$

У изразима (3.17)-(3.18), први разломак одговара парном (симетричном) а други немарном (антисиметричном) моду спрегнутих резонатора. Резонантне учестаности ових модова су  $\omega_{\pm} = \omega_0 \pm \kappa$  и  $Q$ -фактори:

$$Q_{\pm} = \omega_{\pm}/\gamma_{\pm}, \quad \gamma_{\pm} = |d_1 \pm d_2|^2 \quad (3.19)$$

где знак (+) одговара парном, а (-) непарном моду.

### 3.3.3 Анализа помоћу еквивалентне шеме

Еквивалентна шема за антисиметричну геометрију (сл. 3.4) приказана је на сл. 3.6. Укључује електричну и магнетну спрегу CPP-ова са водом, као и међу-

Таблица 3.1: Одзиви у еквивалентном колу за парну и непарну побуду.

парна	непарна
$V_1 = V_2$	$V_1 = -V_2$
$I_{S1} = I_{S2}$	$I_{S1} = -I_{S2}$
$V_{S1} = V_{S2}$	$V_{S1} = -V_{S2}$
$I_L = 0$	$I_L$ произвольно

собну спречу CPP-ова. Због једноставности, за анализу у овој секцији биће коришћена шема са једном П-ћелијом; приликом поређења резултата биће укључена и шема са две ћелије.

Шема са сл. 3.6 је електрично симетрична, због чега је погодно анализирати је преко парне/непарне побуде [66]. Међутим, она не поседује рефлексиону симетрију, због чега није могуће одредити парне и непарне адмитансе на стандардни начин, постављањем електричног и магнетног зида у равни симетрије. Уместо тога, биће показано како се ротациона симетрија кола може искористити да се добију тражене адмитансе.

На почетку приметимо да сви одзиви у колу представљају билинеарне функције улазних параметара, нпр.

$$I_{S1} = \mathcal{L}_{I_{S1}}(V_1, V_2) = -\mathcal{L}_{I_{S1}}(-V_1, -V_2). \quad (3.20)$$

Услед антисиметрије, следећа релација мора важити (за референтне смерове са сл. 3.6):

$$I_{S2} = \mathcal{L}_{I_{S2}}(V_1, V_2) = \mathcal{L}_{I_{S1}}(V_2, V_1). \quad (3.21)$$

Коришћењем (3.20) и (3.21), могуће је одредити релације за одзиве у колу, при парној и непарној побуди, и оне су сумиране у табели 3.1. На основу тога, могуће је одредити поједностављена кола за парну и непарну екситацију, која су приказана на сл. 3.7. На основу њих можемо израчунати парну и непарну

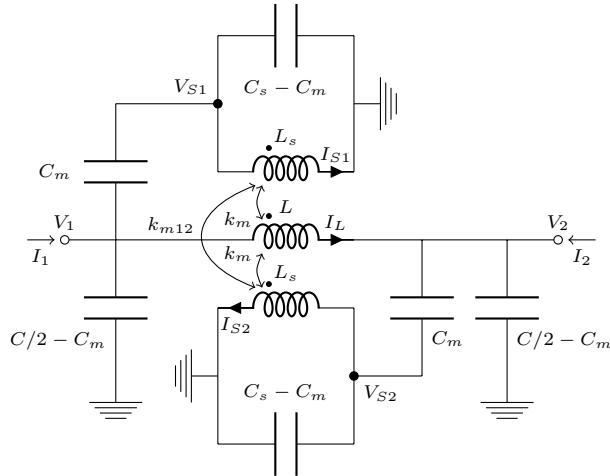
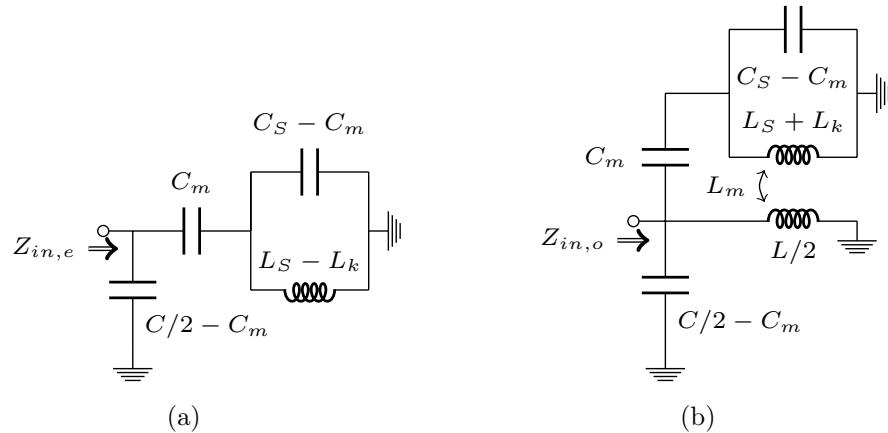


Рис. 3.6: Еквивалентна шема за структуре са сл. 3.4.

Рис. 3.7: Еквивалентна шема за (а) парну и (б) непарну побуду ( $L_k = k_{m12}L_S$ ).

адмитансу,  $y_{e,o}$ , нормализовану на  $Y_0 = \sqrt{C/L}$

$$\begin{aligned}
 y_e &= y_e^{\Pi} + \frac{j}{2\omega_{LC}} \frac{\omega}{\omega_e^2} \frac{2\gamma_e^2}{1 - \omega^2/\omega_e^2}, \\
 y_e^{\Pi} &= \frac{j}{2\omega_{LC}} \frac{\omega}{\omega_e^2} (1 - 2k_e^2), \\
 y_o &= y_o^{\Pi} + \frac{j}{2\omega_{LC}} \frac{\omega}{\omega_o^2} \frac{2\gamma_o^2}{1 - \omega^2/\omega_o^2}, \\
 y_o^{\Pi} &= \frac{j}{2\omega_{LC}} \frac{\omega}{\omega_o^2} (1 - 2k_o^2) - 2j \frac{\omega_{LC}}{\omega},
 \end{aligned} \tag{3.22}$$

где је

$$\begin{aligned}\gamma_e &= k_e, \\ \gamma_o &= 2\omega_{LC}\sqrt{L_S C_S}k_m - k_e, \\ \omega_e &= 1/\sqrt{L_S C_S(1 - k_{m12})}, \\ \omega_o &= 1/\sqrt{L_S C_S(1 + k_{m12} - 2k_m^2)}, \\ \omega_{LC} &= 1/\sqrt{LC}.\end{aligned}\tag{3.23}$$

У (3.22) раздвојени су нерезонантни делови адмитанси преко чланова  $y_{e,o}^\Pi$ . Они представљају парну и непарну адмитансу само  $\Pi$ -ћелије на. 3.6, односно потичу само од вода.<sup>2</sup> Ова нотација ће олакшати поређење са резултатима ТСМ, као што ће се видети касније. Према [66], коефицијент трансмисије,  $S_{21}$ , износи:

$$\begin{aligned}S_{21} &= \frac{1}{2}(S_{11,e} - S_{11,o}) \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{1 - y_e}{1 + y_e} - \frac{1 - y_o}{1 + y_o} \right).\end{aligned}\tag{3.24}$$

Нерезонантни део трансмисије може се изразити преко чланова  $y_{e,o}^\Pi$  (3.22):

$$S_{21}^\Pi = \frac{1}{2} (S_{11e}^\Pi - S_{11o}^\Pi), \quad S_{11e,o}^\Pi = \frac{1 - y_{e,o}^\Pi}{1 + y_{e,o}^\Pi},\tag{3.25}$$

Што је еквивалентно матрици „директног“ расејања  $\mathbf{S}^{(0)}$  из секције 3.3.2. Заменом (3.22), (3.23) и (3.25), после сређивања, добија се коначни израз за трансмисију:

$$S_{21} = S_{21}^\Pi - \frac{S_{11,e}^\Pi \gamma'_e}{j(\omega^2 - \varpi_e^2) + \gamma'_e} + \frac{S_{11,o}^\Pi \gamma'_o}{j(\omega^2 - \varpi_o^2) + \gamma'_o},\tag{3.26}$$

где је

$$\gamma'_{e,o} = \text{Re} \left\{ \frac{1}{1 + y_{e,o}^\Pi} \right\} \frac{\omega}{\omega_{LC}} \omega_{e,o}^2 \gamma_{e,o}^2,\tag{3.27}$$

$$\varpi_{e,o} = \omega_{e,o} - \text{Im} \left\{ \frac{1}{1 + y_{e,o}^\Pi} \right\} \frac{\omega}{\omega_{LC}} \omega_{e,o}^2 \gamma_{e,o}^2.\tag{3.28}$$

Облик (3.26) је намерно изабран како би се нагласила аналогија са резултатом ТСМ (3.17). Важна разлика је да, уместо константних вредности за ТСМ, у (3.26) имамо функције учестаности, дефинисане са (3.27)-(3.28). Ипак, ове функције споро варирају у поређењу са резонантним члановима, због чега су

---

<sup>2</sup>Треба приметити да су  $y_{e,o}^\Pi$  пертурбовани у односу на изоловани вод, услед присуства CPP-ова, али овај ефекат је врло мали.

Таблица 3.2: Релације између константи за ТСМ и параметара кола.

TCM	Еквивалентна шема
$\omega_+$	$\omega_e - \text{Im} \left\{ \frac{1}{1+y_e^{\Pi}} \right\} \frac{\omega\omega_e^2}{\omega_{LC}(\omega+\omega_e)} \gamma_e^2$
$\omega_-$	$\omega_o - \text{Im} \left\{ \frac{1}{1+y_o^{\Pi}} \right\} \frac{\omega\omega_o^2}{\omega_{LC}(\omega+\omega_o)} \gamma_o^2$
$\gamma_+$	$\text{Re} \left\{ \frac{1}{1+y_e^{\Pi}} \right\} \frac{2\omega\omega_e^2}{\omega_{LC}(\omega+\omega_e)} \gamma_e^2$
$\gamma_-$	$\text{Re} \left\{ \frac{1}{1+y_o^{\Pi}} \right\} \frac{2\omega\omega_o^2}{\omega_{LC}(\omega+\omega_o)} \gamma_o^2$

оба израза приближно еквивалентна у околини резонанси. У табели 3.2 приказано су релације које повезују параметре кола са константама за ТСМ, које се могу одредити на овај начин фиксирањем  $\omega$  на жељеној фреквенцији.

Фреквенцијска зависност ефективних резонантних фреквенција модова  $\varpi_{e,o}$  и јачина спреге  $\gamma'_{e,o}$  у (3.26)–(3.28) може бити образложена на следећи начин. П-ћелија која у колу представља вод се такође понима као резонатор, додуше са знатно вишом резонантном фреквенцијом од CPP-ова. Ипак, спрега са водом узрокује фреквенцијски зависну пертурбацију, евидентну у (3.27)–(3.28). Како би се добили аналитички изрази за параметре расејања, који су доволно једнотаварни да би били практично употребљиви, обично је неопходно занемарити овакве пертурбације. Међутим, ово није лак задатак полазећи од Кирхофових закона за еквивалентно коло, пошто је тешко унапред знати шта се може занемарити, а шта не. Насупрот томе, ТСМ даје изразе као што су (3.17) директно, зато што инхерентно раздваја трансмисиони медијум и резонаторе, осим спреге првог реда. Због тога, она представља природни алат за анализу расејања у

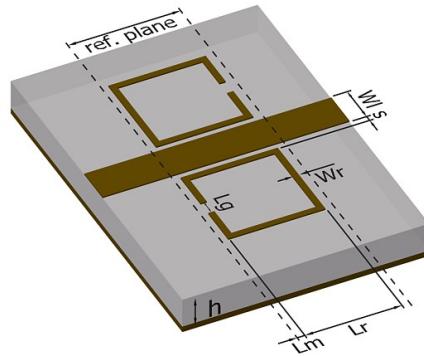


Рис. 3.8: Релевантне димензије:  $h = 1,27 \text{ mm}$ ,  $L_r = 3 \text{ mm}$ ,  $L_m = 0,25 \text{ mm}$ ,  $L_g = 0,5 \text{ mm}$ ,  $W_r = 0,2 \text{ mm}$ ,  $W_l = 1,2 \text{ mm}$  и  $s = 0,1 \text{ mm}$ .

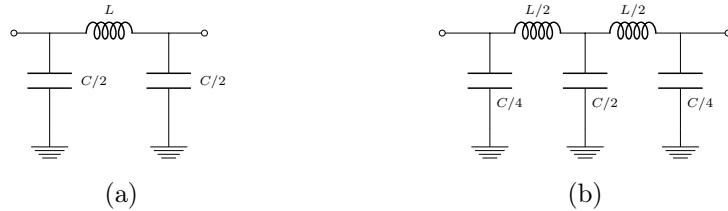


Рис. 3.9: Еквивалентна шема вода са: (а) једном, и (б) две П-ћелије.

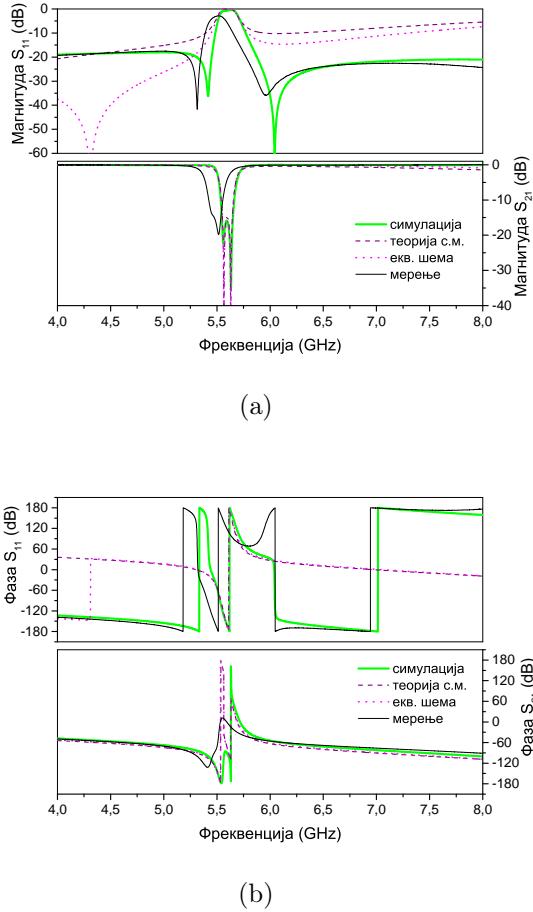
системима спрегнутих резонатора.

## 3.4 Резултати и поређење

### 3.4.1 Валидација аналогије између два модела

Како би се тестирали предложени модели и упоредили њихови резултати, извршена је 3Д електромагнетна симулација структуре са сл. 3.4, док су (а), (б), (с) и (е) такође фабриковани и измерени. Релевантне димензије дате су на сл. 3.8, а коришћени диелектрични супстрат је Rogers RO3010 са  $\epsilon_r = 10,2$ .

Најпре су одређени параметри еквивалентног кола. Како би се добили  $L$ ,  $C$  и  $L_S$ , микрострип вод и две најближе гране CPP-а су моделовани као секција вишепроводничког вода. Програм LINPAR [41] је коришћен за нумерички прорачун квази-статичких параметара. На овај начин се добијају подужне капацитивности и индуктивности, из којих се тражене вредности  $L$ ,  $C$  и  $L_S$  добијају

Рис. 3.10: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 3.4а

множењем са одговарајућим дужинама [43]. Преостали параметри се добијају фитовањем кривих на резултате симулација.

Нелдер–Мидова симплекс метода [67] је коришћена за фитовање, са функцијом грешке која интеграли апсолутну разлику ( $L^1$  норму) између симулираних података и параметризованог модела, у спектру од 4 GHz до 8 GHz:

$$\text{Err} = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 |S_{ij}^{\text{model}} - S_{ij}^{\text{sim}}| df. \quad (3.29)$$

У неким случајевима, тежинска функција је ручно повећавана у околини резонанси, како би више одговарала ускопојасној природи апроксимације. Иста процедура је коришћена у свим осталим случајевима фитовања у овој глави.

Константе за TCM добијене су коришћењем израза на десној страни табеле 3.2, који су израчунати на фреквенцији између резонанси. Преостаје да се одреди матрица директног расејања  $\mathbf{S}^{(0)}$ , што се може извести на више начина.

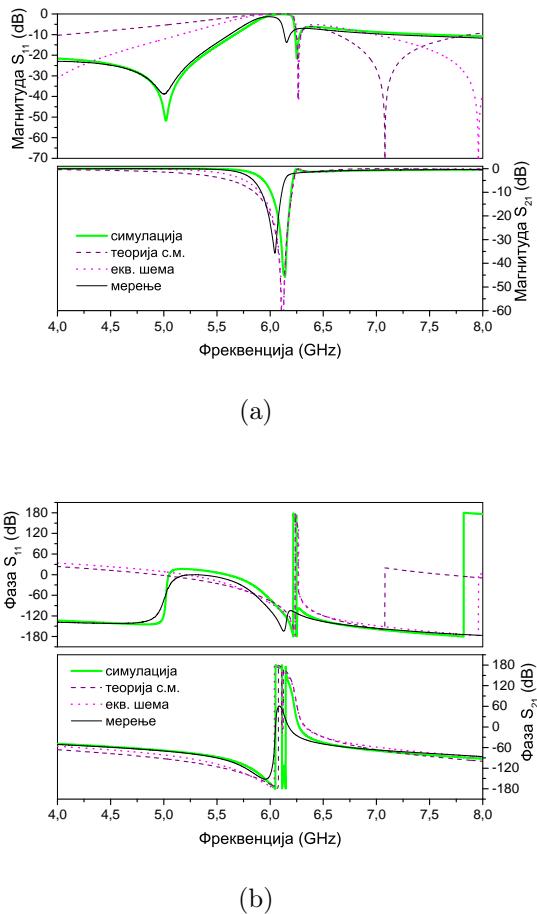


Рис. 3.11: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 3.4b

На пример, могле би се користити константе које би се фитовале, или би се ова матрица могла добити на основу симулације секције изолованог вода. У овом случају,  $\mathbf{S}^{(0)}$  је прорачуната на основу електричне шеме кола које се састоји само од једне П-ћелије (сл. 3.9a), са истим вредностима  $L$  и  $C$  као у еквивалентном колу. Ово омогућава најприближније поређење два модела.

Резултати за две структуре са. 3.4 су приказани на сл. 3.10-3.11. Може се видети да се еквивалентна шема и ТСМ скоро у потпуности поклапају око резонанси, док постоје одступања у ширем опсегу, у складу са закључцима из секције 3.3.3. Надаље, оба метода показују добро поклапање са симулацијама у магнитуди и фази трансмисије ( $S_{21}$  параметар) у целом опсегу; с друге стране, у случају рефлексије ( $S_{11}$  параметар), добро поклапање постоји само у околини резонанси.

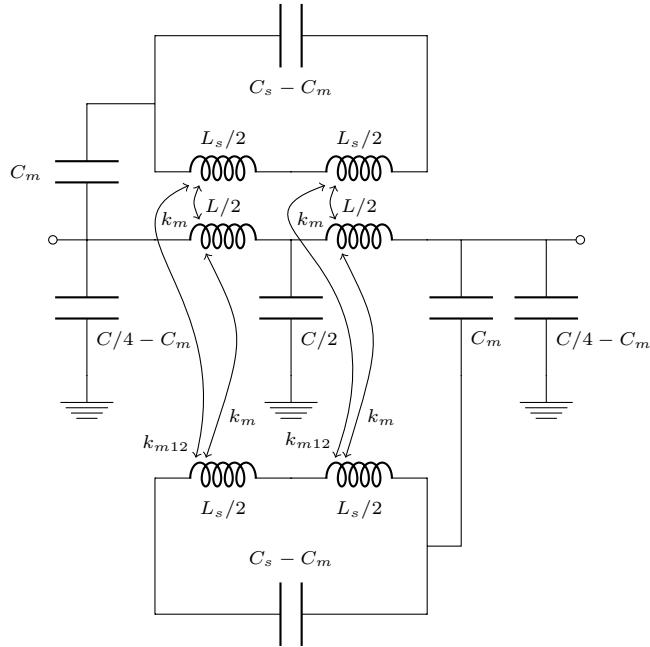


Рис. 3.12: Еквивалентна шема за антисиметричне структуре са две П-ћелије.

### 3.4.2 Побољшани резултати

Како резултати из претходне секције нису били у потпуности задовољавајући, у наставку ће бити приказано како се може извршити њихово побољшање. Са тим циљем, користиће се еквивалентно коло са две П-ћелије (сл. 3.12), пошто је очекивано да оно даје добру апроксимацију у ширем опсегу у односу на сл. 3.6 [43]. Треба истаћи да оба кола имају подједнак број параметара, али топологија на сл. 3.12 боље одражава дистрибуирану природу вода. Параметри се одређују на исти начин као и раније ( $L$ ,  $C$  и  $L_S$  на основу секције вишепроводничког вода, а оснали фитовањем кривих).

У случају ТСМ, за оређивање нерезонантних параметара  $\mathbf{S}^{(0)}$  користиће се модел вода са две П-ћелије (сл. 3.9b), како би више одговарао побољшаном колу. Затим, како би се добило најбоље слагање, процедура фитовања кривих биће примењена на све параметре у ТСМ моделу ( $L$ ,  $C$  са сл. 3.9, и  $\omega_{\pm}$ ,  $\gamma_{\pm}$ ). Ово ће генерално резултовати различитим вредностима  $L$  и  $C$  за ТСМ и еквивалентну шему, што може изгледати чудно на први поглед; међутим, треба приметити да је нерезонантни део еквивалентног кола уствари пертурбован услед присуства

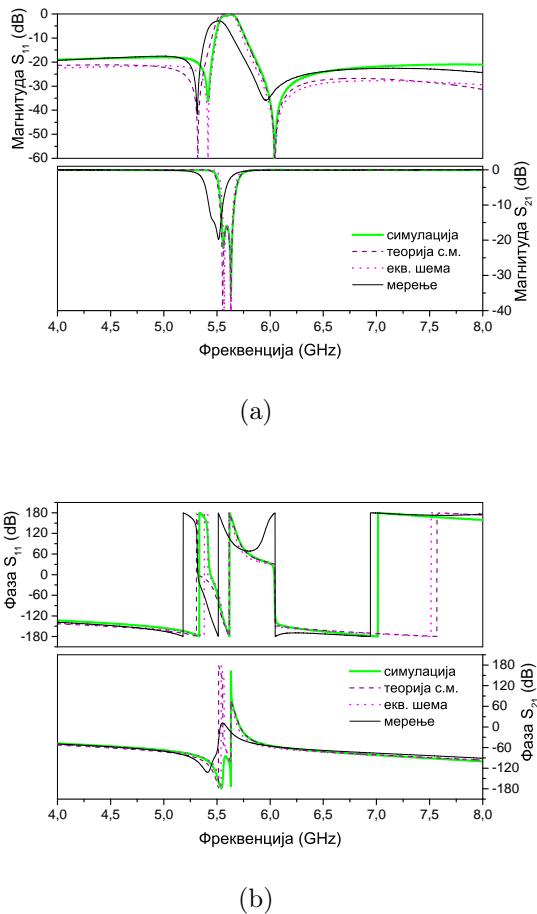


Рис. 3.13: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 3.4а

резонатора, као што је констатовано у секцији 3.3.3. Очекивано је да ће овај ефекат бити израженији код побољшане шеме са две ћелије, пошто је спрега CPP-ова и вода више дистрибуирана. Због тога, независно подешавање  $L$  и  $C$  је неопходно како би се узео у обзир ефекат ове пертурбације у ТСМ моделу.

Нови резултати за све моделе са сл. 3.4 приказани су на сл. 3.13-3.17, а параметри, добијени описаном процедуром, сумирани су у табели 3.3. Овај пут, веома добро поклапање је добијено, не само за  $S_{21}$  већ такође и за  $S_{11}$ , у целом разматраном фреквенцијском опсегу. Свеукупно, ТСМ и еквивалентна шема дају подједнако добре резултате, једини изузетак је неслагање у првом минимуму  $S_{11}$  на сл. 3.13. Узимајући о обзир мерења на сл. 3.13, 3.14, 3.15 и 3.17, може се видети да су резонансе шире и померене ка низним учестаностима. Ово се приписује губицима, који нису присутни у симулацијама и аналитичким моделима. Такође се може приметити да је у неким случајевима, као на

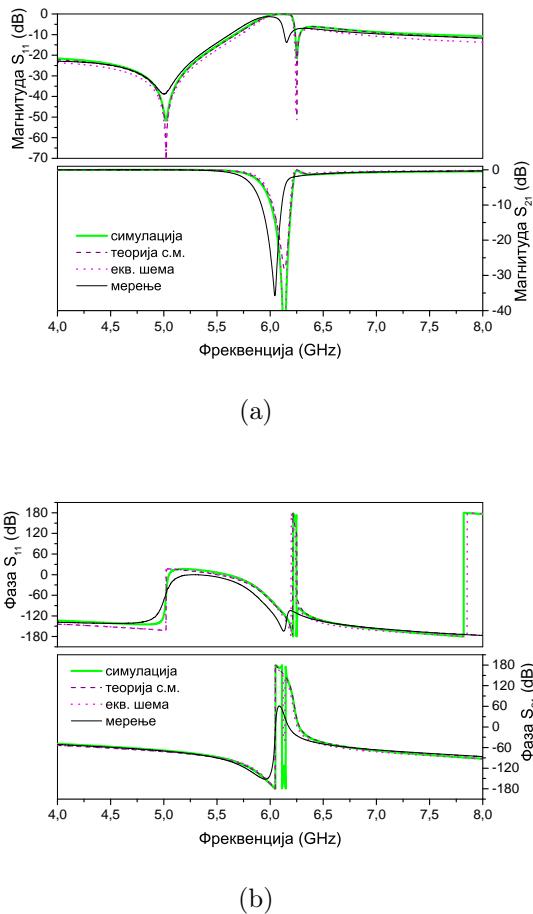


Рис. 3.14: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 3.4b

сл. 3.14, 3.16, само једна резонанса видљива у трансмисији, зато што је разлика у фреквенцијама мала у поређењу са резонантним ширина.

Разматрањем вредности у табели 3.3, може се закључити да се укупна јачина спреге (која се може проценити као  $\gamma_+ + \gamma_-$ ) повећава како се процеп CPP-а удаљава од вода. Ово се може објаснити помоћу расподеле струја на прстену, која има максимум у тачки која је дијаметрално супротна процепу. Такође се може видети да фитоване вредности карактеристичне импедансе вода у TCM моделу (сл. 3.9b), дефинисане као  $Z_C = \sqrt{L/C}$ , такође варирају (последње две врсте у табели 3.3). Овај ефекат може се објаснити као пертурбација услед спреге, што такође објашњава неслагања у претходној секцији, где она није узета у обзир. Последично, варијација  $Z_C$  је највећа у случају са најјачом спрегом (сл. 3.4b). На крају, може се видети како спрега узрокује померање резонанси ка вишим учестаностима.

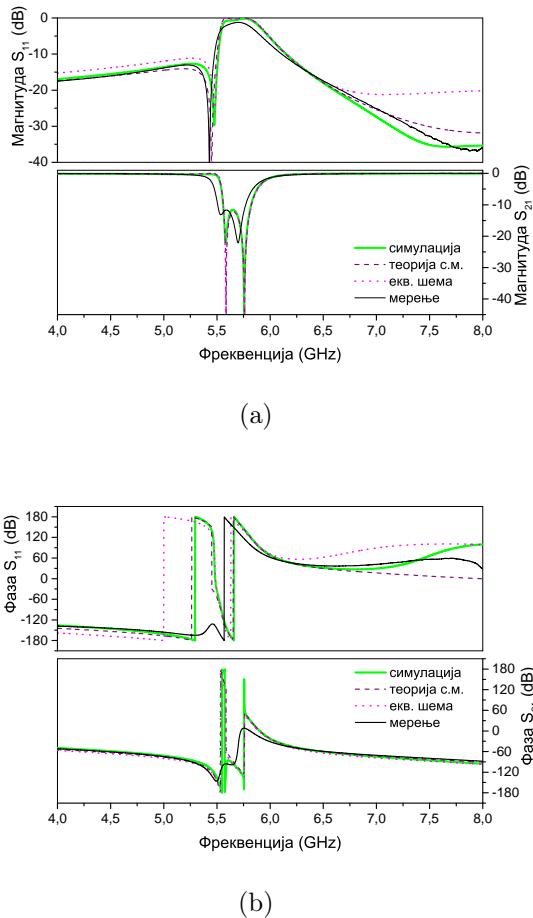


Рис. 3.15: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 3.4с

Како би се тестирала њена универзалност, ТСМ је такође примењена на симетричну структуру (сл. 3с из [43]). У овом случају, изрази (3.17)–(3.18) су поједностављени, пошто је присутан само симетрични мод. Резултати су приказани на сл. 3.18, где се види одлично слагање и у рефлексији и у трансмисији.

### 3.5 Закључак

У овој глави изложене су основе теорије спрегнутих модова, и демонстрирано је како се она може применити на структуре на бази метаматеријала у микроталасном опсегу. Такође је приказано како се ТСМ може применити за добијање апроксимативних аналитичких облика параметара расејања.

Структуре које су одабране за анализу састоје се од микрострип вода спре-

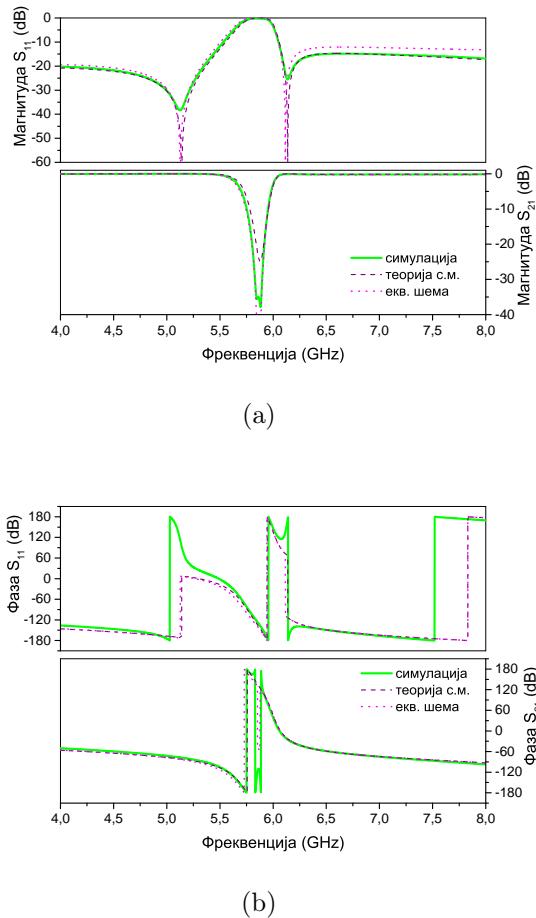


Рис. 3.16: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 3.4d

гнутог са антисиметричним сплит ринговима, и поседују симетрију у односу на ротацију од  $180^\circ$  око централне тачке. За разлику од структура са раванском симетријом, генерално поседују две резонансе у трансмисионом спектру, што их чини занимљивим за практичне примене.

Паралелно са ТСМ, предложена је еквивалентна шема за ове структуре, која укључује и електричну и магнетну спрегу, као и међусобну спрегу самих прстенова. Показано је како се може искористити ротациона симетрија кола за поједностављено израчунавање параметара.

Оба приступа дају аналогне резултате у близини резонанси, док се у ширем опсегу разликују. Изведене су релације које повезују параметре оба модела. Извршена су поређења са резултатима мерења и 3Д ЕМ симулација, која су потврдила теоријске закључке. Такође је приказано како се оба модела могу побољшати тако да се добије веома добро слагање, и у трансмисији и у рефлек-

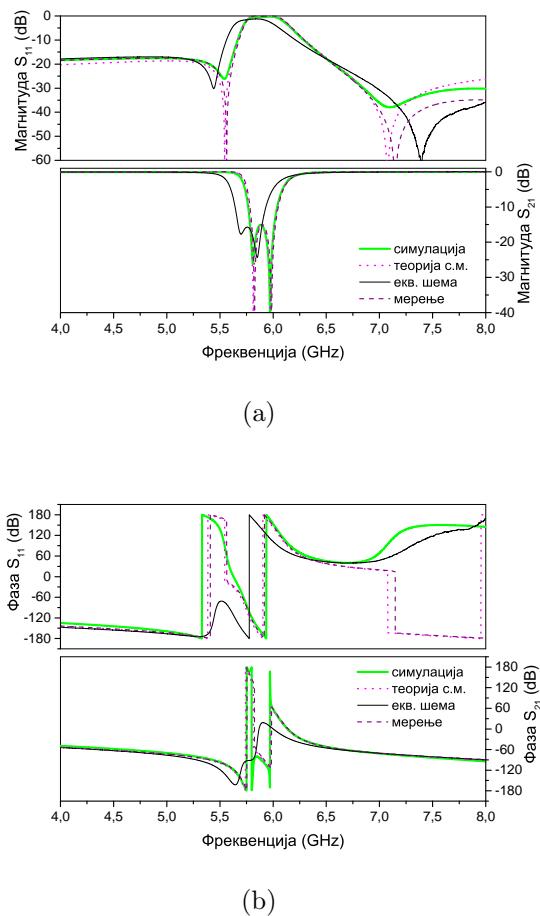


Рис. 3.17: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 3.4e

сији, у опсегу од две октаве.

Поређење два приступа показује да је израчунавање аналитичких облика параметара једноставније помоћу TCM, зато што инхерентно занемарује ефекте вишег реда, који нису од примарног интереса. Због тога она представља веома погодан алат за анализу расејања у системима спретнутих резонатора.

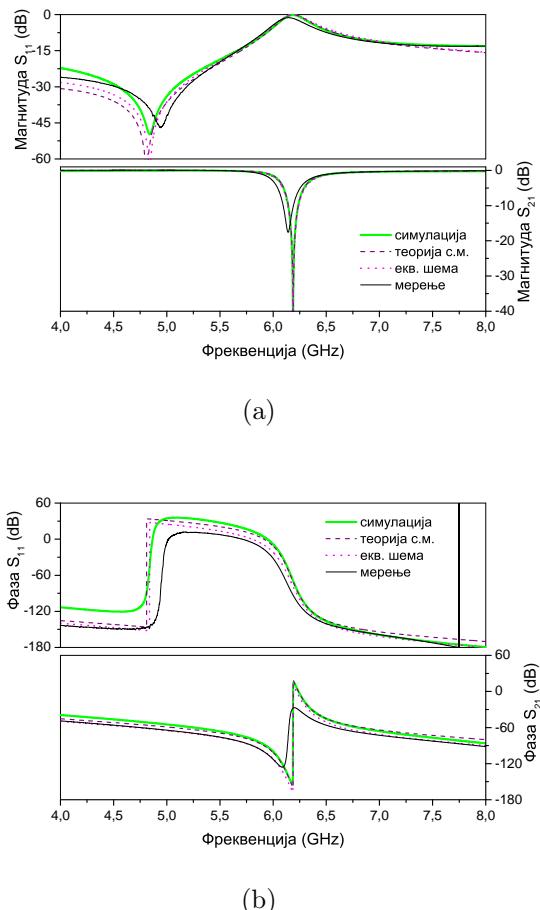


Рис. 3.18: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за симетрични модел. Измерени, симулирани и резултати еквивалентне шеме су преузети са сл. 12 из [43], а константе за ТСМ износе  $L = 1,23 \text{ nH}$ ,  $C = 0,671 \text{ pF}$ ,  $\omega_+ = 6,17 \text{ GHz}$  и  $\gamma_+ = 8.71 \times 10^8$ .

Таблица 3.3: Добијени резултати за моделе са сл. 3.4.

сл.	3.4a	3.4b	3.4c	3.4d	3.4e
<i>Еквивалентна шема</i>					
$L$ [nH]	1,48	1,47	1,47	1,47	1,47
$C$ [pF]	0,8	0,84	0,84	0,84	0,84
$L_S$ [nH]	7,97	7,91	7,91	7,91	7,91
$C_S$ [pF]	0,105	0,09	0,109	0,097	0,10
$k_m$	0,2	0,29	0,276	0,32	0,30
$k_e$	0,15	0,11	0,267	0,18	0,24
$k_{m12}$	0,042	0,07	0,086	0,095	0,10
<i>Теорија спрегнутих модова</i>					
$\omega_+$ [GHz]	5,67	6,23	5,81	6,00	6,06
$\omega_-$ [GHz]	5,52	6,02	5,54	5,75	5,76
$\gamma_+$ [ $10^8 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$ ]	4,25	2,01	10,8	5,08	9,46
$\gamma_-$ [ $10^8 \frac{\text{rad}}{\text{s}}$ ]	3,44	13,8	3,21	9,57	5,18
$L$ [nH]	1,46	1,23	1,44	1,35	1,39
$C$ [pF]	0,762	0,822	0,734	0,819	0,749

# Литература

- [1] A. M. Nicolson and G. F. Ross, “Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques,” *IEEE Trans. Instrum. Meas.*, vol. 19, no. 4, pp. 377 –382, nov. 1970.
- [2] W. Weir, “Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies,” *Proc. IEEE*, vol. 62, no. 1, pp. 33 – 36, jan. 1974.
- [3] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markoš, and C. M. Soukoulis, “Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients,” *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 195104, Apr 2002. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.195104>
- [4] P. Markos and C. Soukoulis, “Transmission properties and effective electromagnetic parameters of double negative metamaterials,” *Opt. Express*, vol. 11, no. 7, pp. 649–661, Apr 2003. [Online]. Available: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-11-7-649>
- [5] R. Marqués, F. Medina, and R. Rafii-El-Idrissi, “Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials,” *Phys. Rev. B*, vol. 65, p. 144440, Apr 2002. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.65.144440>
- [6] D. R. Smith, D. C. Vier, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, “Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials,” *Phys. Rev. E*, vol. 71, p. 036617, Mar 2005. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.71.036617>

- [7] X. Chen, B.-I. Wu, J. A. Kong, and T. M. Grzegorczyk, "Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials," *Phys. Rev. E*, vol. 71, p. 046610, Apr 2005. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.71.046610>
- [8] C. Kriegler, M. Rill, S. Linden, and M. Wegener, "Bianisotropic photonic metamaterials," *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, vol. 16, no. 2, pp. 367 –375, март-апр. 2010.
- [9] A. Kildishev, J. Borneman, X. Ni, V. Shalaev, and V. Drachev, "Bianisotropic effective parameters of optical metamagnetics and negative-index materials," *Proc. IEEE*, vol. 99, no. 10, pp. 1691 –1700, oct. 2011.
- [10] A. Alù, "First-principles homogenization theory for periodic metamaterials," *Phys. Rev. B*, vol. 84, p. 075153, авг. 2011. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.84.075153>
- [11] V. Milosevic, B. Jokanovic, and R. Bojanic, "Effective electromagnetic parameters of metamaterial transmission line loaded with asymmetric unit cells," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 61, no. 8, pp. 2761–2772, Aug. 2013.
- [12] ——, "Retrieval and validation of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials," *Physica Scripta*, vol. 2014, no. T162, p. 014046, 2014. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/1402-4896/2014/i=T162/a=014046>
- [13] A. Sihvola and I. V. Lindell, "Bianisotropic materials and PEMC," in *Theory and Phenomena of Metamaterials*, F. Capolino, Ed. Boca Raton, FL: CRC Press/Taylor & Francis, 2009, pp. 26.1–26.7.
- [14] V. G. Veselago, "Electrodynamics of substances with simultaneously negative  $\epsilon$  and  $\mu$ ," *Sov. Phys. Usp.*, vol. 10, no. 4, pp. 509–514, 1968.

- [15] M. W. McCall, A. Lakhtakia, and W. S. Weiglhofer, “The negative index of refraction demystified,” *European Journal of Physics*, vol. 23, no. 3, p. 353, 2002. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/0143-0807/23/i=3/a=314>
- [16] A. Lakhtakia, M. W. McCall, and W. S. Weiglhofer, “Negative phase-velocity mediums,” in *Introduction to Complex Mediums for Optics and Electromagnetics*, ser. Spie Press Monograph, W. Weiglhofer and A. Lakhtakia, Eds. Bellingham, WA: SPIE Press, 2003, pp. 347–363.
- [17] D. Pozar, *Microwave engineering*, 3rd ed. New York: J. Wiley, 2005.
- [18] Z. Szabo, G. H. Park, R. Hedge, and E. P. Li, “A unique extraction of metamaterial parameters based on kramers-kronig relationship,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 58, no. 10, pp. 2646–2653, Oct 2010.
- [19] S.-G. Mao, S.-L. Chen, and C.-W. Huang, “Effective electromagnetic parameters of novel distributed left-handed microstrip lines,” *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 53, no. 4, pp. 1515 – 1521, april 2005.
- [20] X. Chen, T. M. Grzegorczyk, B.-I. Wu, J. Pacheco, and J. A. Kong, “Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials,” *Phys. Rev. E*, vol. 70, p. 016608, Jul 2004. [Online]. Available: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevE.70.016608>
- [21] N. Liu, H. Liu, S. Zhu, and H. Giessen, “Stereometamaterials,” *Nat. Photon.*, vol. 3, pp. 157–162, March 2009.
- [22] V. Milosevic, B. Jokanovic, and B. Kolundzija, “Microwave stereometamaterials and parameter extraction,” in *4th International Congress on Advanced Electromagnetic Materials in Microwaves and Optics (METAMATERIALS)*, 2010.
- [23] <http://www.wipl-d.com/>.
- [24] A. Lai, T. Itoh, and C. Caloz, “Composite right/left-handed transmission line metamaterials,” *IEEE Microwave Magazine*, vol. 5, no. 3, pp. 34–50, Sept 2004.

- [25] A. K. Iyer and G. V. Eleftheriades, "Negative refractive index metamaterials supporting 2-d waves," in *Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*, vol. 2. IEEE, 2002, pp. 1067–1070.
- [26] C. Caloz and T. Itoh, "Application of the transmission line theory of left-handed (lh) materials to the realization of a microstrip"lh line" in *Antennas and Propagation Society International Symposium, 2002. IEEE*, vol. 2. IEEE, 2002, pp. 412–415.
- [27] A. A. Oliner, "A periodic-structure negative-refractive-index medium without resonant elements," in *IEEE-APS/URSI Int'l Symp. Digest, 2002*, vol. 41, 2002.
- [28] C. Caloz and T. Itoh, *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*. Wiley, 2005.
- [29] J. Garcia-Garcia, J. Bonache, I. Gil, F. Martin, M. C. Velazquez-Ahumada, and J. Martel, "Miniaturized microstrip and cpw filters using coupled metamaterial resonators," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 54, no. 6, pp. 2628–2635, June 2006.
- [30] J. Naqui, M. Durán-Sindreu, and F. Martín, "Alignment and position sensors based on split ring resonators," *Sensors*, vol. 12, no. 9, pp. 11 790–11 797, 2012.
- [31] F. J. Herraiz-Martinez, F. Paredes, G. Z. Gonzalez, F. Martin, and J. Bonache, "Printed magnetoinductive-wave (miw) delay lines for chipless rfid applications," *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. 60, no. 11, pp. 5075–5082, Nov 2012.
- [32] R. Bojanic, B. Jokanovic, and V. Milosevic, "Multiband delay lines with reconfigurable split-ring resonators," in *2011 10th International Conference on Telecommunication in Modern Satellite Cable and Broadcasting Services (TELSIKS)*, vol. 1, Oct. 2011, pp. 31–34.
- [33] N. M. Boskovic, B. S. Jokanovic, and A. D. Nesic, "Compact frequency scanning antenna array with srr phase shifters," in *2013 11th International Conference*

*on Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Services (TELSIKS)*, vol. 02, Oct. 2013, pp. 437–439.

- [34] J. D. Baena, J. Bonache, F. Martin, R. M. Sillero, F. Falcone, T. Lopetegi, M. A. G. Laso, J. Garcia-Garcia, I. Gil, M. F. Portillo, and M. Sorolla, “Equivalent-circuit models for split-ring resonators and complementary split-ring resonators coupled to planar transmission lines,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 53, no. 4, pp. 1451–1461, April 2005.
- [35] F. Aznar, J. Bonache, and F. Martín, “Improved circuit model for left-handed lines loaded with split ring resonators,” *Applied Physics Letters*, vol. 92, no. 4, p. 043512, 2008.
- [36] F. Falcone, T. Lopetegi, J. D. Baena, R. Marques, F. Martin, and M. Sorolla, “Effective negative- $\epsilon$  stopband microstrip lines based on complementary split ring resonators,” *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 14, no. 6, pp. 280–282, June 2004.
- [37] V. Crnojevic-Bengin, V. Radonic, and B. Jokanovic, “Fractal geometries of complementary split-ring resonators,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 56, no. 10, pp. 2312–2321, Oct 2008.
- [38] I. Gil, J. Bonache, J. Garcia-Garcia, F. Falcone, and F. Martin, “Metamaterials in microstrip technology for filter applications,” in *2005 IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, vol. 1A, July 2005, pp. 668–671 Vol. 1A.
- [39] J. Naqui, M. Duran-Sindreu, and F. Martin, “Modeling split-ring resonator (srr) and complementary split-ring resonator (csrr) loaded transmission lines exhibiting cross-polarization effects,” *IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters*, vol. 12, pp. 178–181, 2013.
- [40] J.-S. Hong and M. J. Lancaster, “Couplings of microstrip square open-loop resonators for cross-coupled planar microwave filters,” *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 44, no. 11, pp. 2099–2109, Nov 1996.

- [41] A. Djordjevic, M. Bazdar, T. Sarkar, and R. Harrington, *Linpar for Windows: Matrix Parameters for Multiconductor Transmission Lines, Software and User's Manual, Version 2.0*, ser. Artech House microwave library. Artech House, 1999.
- [42] E. A. Guillemin, *Synthesis of Passive Networks: Theory and Methods Appropriate to the Realization and Approximation Problems*. Krieger Publishing, 1977.
- [43] R. Bojanic, V. Milosevic, B. Jokanovic, F. Medina-Mena, and F. Mesa, "Enhanced modelling of split-ring resonators couplings in printed circuits," *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 62, no. 8, pp. 1605–1615, Aug 2014.
- [44] J. R. Pierce, "Coupling of modes of propagation," *Journal of Applied Physics*, vol. 25, no. 2, pp. 179–183, 1954.
- [45] R. W. Gould, "A coupled mode description of the backward-wave oscillator and the kompfner dip condition," *IRE Transactions on Electron Devices*, vol. 2, no. 4, pp. 37–42, Oct 1955.
- [46] W. Louisell, *Coupled Mode and Parametric Electronics*. Wiley, 1960.
- [47] S. E. Miller, "Some coupled-wave theory and application to waveguides (abstract)," *Transactions of the IRE Professional Group on Microwave Theory and Techniques*, vol. 1, no. 1, pp. 14–14, March 1953.
- [48] W. Louisell, "Analysis of the single tapered mode coupler," *Bell Labs Technical Journal*, vol. 34, no. 4, pp. 853–870, 1955.
- [49] C. Tang, "Mode conversion in nonuniform multimode waveguides and transitions," in *Advances in Microwaves*. Elsevier, 1969, vol. 4, pp. 301–372.
- [50] S. A. Schelkunoff, "Conversion of maxwell's equations into generalized telegraphist's equations," *The Bell System Technical Journal*, vol. 34, no. 5, pp. 995–1043, Sept 1955.

- [51] H. A. Haus and W. Huang, “Coupled-mode theory,” *Proc. IEEE*, vol. 79, no. 10, pp. 1505–1518, Oct 1991.
- [52] D. Marcuse, “The coupling of degenerate modes in two parallel dielectric waveguides,” *The Bell System Technical Journal*, vol. 50, no. 6, pp. 1791–1816, July 1971.
- [53] A. W. Snyder, “Coupled-mode theory for optical fibers,” *JOSA*, vol. 62, no. 11, pp. 1267–1277, 1972.
- [54] A. Yariv, “Coupled-mode theory for guided-wave optics,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, Sep 1973.
- [55] H. Taylor, “Optical switching and modulation in parallel dielectric waveguides,” *Journal of Applied Physics*, vol. 44, no. 7, pp. 3257–3262, 1973.
- [56] P. D. McIntyre and A. W. Snyder, “Power transfer between optical fibers,” *JOSA*, vol. 63, no. 12, pp. 1518–1527, 1973.
- [57] H. Kogelnik and R. Schmidt, “Switched directional couplers with alternating  $\delta\beta$ ,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 12, no. 7, pp. 396–401, July 1976.
- [58] J. Butler, D. Ackley, and D. Botez, “Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays,” *Applied Physics Letters*, vol. 44, no. 3, pp. 293–295, 1984.
- [59] H. Haus, W. Huang, S. Kawakami, and N. Whitaker, “Coupled-mode theory of optical waveguides,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 5, no. 1, pp. 16–23, 1987.
- [60] W. Suh, Z. Wang, and S. Fan, “Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multimode cavities,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 40, no. 10, pp. 1511–1518, Oct 2004.
- [61] H. Haus, *Waves and fields in optoelectronics*, ser. Prentice-Hall Series in Solid State Physical Electronics. Prentice Hall, Incorporated, 1984.

- [62] T. Lopetegi, M. A. G. Laso, M. J. Erro, M. Sorolla, and M. Thumm, “Analysis and design of periodic structures for microstrip lines by using the coupled mode theory,” *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 12, no. 11, pp. 441–443, Nov 2002.
- [63] P. Tassin, L. Zhang, T. Koschny, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis, “Low-loss metamaterials based on classical electromagnetically induced transparency,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 102, p. 053901, Feb 2009. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.102.053901>
- [64] V. Milosevic, B. Jokanovic, R. Bojanic, and B. Jelenkovic, “Classical electromagnetically induced transparency in metamaterials,” *Microwave Review*, vol. 19, no. 2, pp. 76–81, dec 2013.
- [65] C. Kurter, P. Tassin, L. Zhang, T. Koschny, A. P. Zhuravel, A. V. Ustinov, S. M. Anlage, and C. M. Soukoulis, “Classical analogue of electromagnetically induced transparency with a metal-superconductor hybrid metamaterial,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, p. 043901, Jul 2011. [Online]. Available: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.043901>
- [66] J. Hong and M. Lancaster, *Microstrip Filters for RF / Microwave Applications*, ser. Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 2004.
- [67] J. C. Lagarias, J. A. Reeds, M. H. Wright, and P. E. Wright, “Convergence properties of the Nelder–Mead simplex method in low dimensions,” *SIAM Journal on optimization*, vol. 9, no. 1, pp. 112–147, 1998.