

АСИМЕТРИЧНИ РЕЗОНАТОРИ КАО  
ЕЛЕМЕНТИ ЈЕДИНИЧНИХ ЂЕЛИЈА  
ЈЕДНОДИМЕНЗИОНАЛНИХ  
МЕТАМАТЕРИЈАЛА

Војислав Милошевић

1. јун 2018.

# Садржај

<b>1 Увод</b>	<b>4</b>
1.1 Основни појмови . . . . .	4
1.2 Особине средине са истовремено негативним параметрима $\varepsilon$ и $\mu$ . . . . .	5
1.2.1 Простирање таласа . . . . .	5
1.2.2 Негативна рефракција . . . . .	7
1.2.3 Савршено сочиво . . . . .	8
1.2.4 Реализација . . . . .	9
1.3 Метаматеријали и водови . . . . .	10
1.3.1 Дуални вод . . . . .	10
1.3.2 Композитни водови . . . . .	11
1.3.3 Резонантни приступ . . . . .	14
<b>2 Екстракција параметара</b>	<b>16</b>
2.1 Увод . . . . .	16
2.2 Генералисана процедура екстракције . . . . .	18
2.2.1 Вод испуњен бианизотропним диелектриком . . . . .	18
2.2.2 Услови за негативни индекс преламања . . . . .	20
2.2.3 Мрежни параметри секције вода . . . . .	20
2.2.4 Екстракција параметара . . . . .	22
2.2.5 Ефективни параметри еквивалентног медијума . . . . .	23
2.2.6 Николсон-Рос-Вир процедура са усредњавањем . . . . .	23
2.3 Асиметричне јединичне ћелије . . . . .	24
2.3.1 Јединичне ћелије са паралелним процепом . . . . .	25
2.3.2 Јединичне ћелије са процепима далеко од вода . . . . .	27

2.3.3	Јединичне ћелије са процепима нормалним на вод . . . . .	29
2.3.4	Ивично спрегнути CPP . . . . .	30
2.4	Валидација метода екстракције . . . . .	31
2.4.1	Метод декомпозиције . . . . .	31
2.4.2	Јединичне ћелије са паралелним процепима . . . . .	32
2.4.3	Јединичне ћелије са нормалним процепима . . . . .	33
2.5	Закључак . . . . .	33
<b>3</b>	<b>Еквивалентне шеме</b>	<b>51</b>
3.1	Увод . . . . .	51
3.2	Екстракција параметара кола коришћењем модела спрегнутих водова . . . . .	53
3.3	Екстракција параметара кола на основу симулираних резултата .	55
3.3.1	CPP са процепом паралелним воду . . . . .	56
3.3.2	Микрострип вод спрегнут са два CPP-а са асиметричним процепима . . . . .	62
3.3.3	Микрострип вод спрегнут са CPP-овима са нормалним процепима . . . . .	63
3.3.4	Каскадиране структуре . . . . .	66
3.4	Валидација модела и резултати . . . . .	67
3.4.1	CPP-ови са паралелним процепом . . . . .	68
3.4.2	Микрострип вод са два CPP-а са асиметричним процепима	68
3.4.3	CPP-ови са нормалним процепом у односу на вод . . . . .	72
3.4.4	Каскадирани CPP-ови са процепом паралелним воду . . . . .	72
3.5	Закључак . . . . .	76
<b>4</b>	<b>Теорија спрегнутих модова</b>	<b>78</b>
4.1	Апстракт . . . . .	78
4.2	Увод . . . . .	78
4.2.1	Мотивација . . . . .	78
4.2.2	Историјат . . . . .	79
4.2.3	Хеуристички приступ . . . . .	80

4.3	Примена . . . . .	83
4.3.1	Антисиметрични сплит рингови . . . . .	83
4.3.2	Анализа помоћу ТСМ . . . . .	85
4.3.3	Анализа помоћу еквивалентне шеме . . . . .	86
4.4	Резултати и поређење . . . . .	91
4.4.1	Валидација аналогије између два модела . . . . .	91
4.4.2	Побољшани резултати . . . . .	94
4.5	Закључак . . . . .	97
<b>5</b>	<b>Класична аналогија ЕИТ-а</b>	<b>102</b>
5.1	Увод . . . . .	102
5.2	Интеракција атома са ласерским зрачењем . . . . .	103
5.3	Спругнути класични осцилатори . . . . .	104
5.4	Аналогија ЕИТ-а побуђена водом . . . . .	106
5.5	Анализа помоћу теорије спругнутих модова . . . . .	107

# Глава 1

## Увод

### 1.1 Основни појмови

Метаматеријали се могу дефинисати као вештачке композитне структуре, које поседују необичне особине, које је тешко, или немогуће, наћи у природи [1]. Очигледно је оваква дефиниција веома општа, међутим, услед велике разноврсности у самој области, као и непостојања консензуса у литератури, тешко је дати прецизнију свеобухватну дефиницију. У наставку ће бити дат преглед области...

Особине метаматеријала од интереса готово искључиво су везане за њихову интеракцију са различитим типовима таласа. Најчешће, у питању су електромагнетни (EM) таласи, у ком случају се говори о EM метаматеријалима, мада постоје и други типови (нпр. акустички). У овој тези ће се говорити искључиво о EM метаматеријалима, што се у даљем тексту неће посебно наглашавати.

Метаматеријали се обично реализују као периодичне структуре са резонантним елементима, при чему периодичност може бити у једној, две или три димензије. Претпоставка је да је период,  $d$ , много мањи од таласне дужине,  $\lambda$ , у опсегу од интереса (обично у околини резонансе елемената), тако да се метаматеријал понаша као континуална средина [2]. У том случају се може извршити хомогенизација Максвелових једначина, при чему се материјал описује *ефективним параметрима*, као што су диелектричка пермитивност,  $\epsilon$ , магнетна пермеабилност,  $\mu$ . Разлика у односу на фотонске кристале, који су такође периодичне

структуре, дефинише се преко односа  $\frac{d}{\lambda}$ ; уколико је он мањи од  $\frac{1}{2}$ , што одговара првој Браговој резонанси, ради се о режиму метаматеријала. За већину метаматеријала приказаних у литератури овај однос је приближно око  $\frac{1}{4}$ . С обзиром да је овај однос много већи него што је обично случај за природне материјале, хомогенизација метаматеријала је предмет одређених контроверзи [3].

Микроталасна техника се бави пројектовањем кола, компонената и система који раде на учестаностима условно од 300 MHz до 300 GHz (односно таласне дужине од 1 m до 1 mm). Прецизнији опис је да се ради о колима чије димензије су упоредиве са таласном дужином сигнала, што има битне последице на начин рада и пројектовање. На пример, за пренос сигнала морају се користити водови или таласоводи, чије особине битно утичу на остатак кола, за разлику од нижих учестаности, где се сигнал преноси било каквим електричним контактом, чији утицај се може занемарити. Најважније примене микроталасне технике су најпре радарски системи и телекомуникације, који раде на овим учестаностима због широког опсега и повољних услова простирања, и довољно мале таласне дужине да се могу направити усмерене антене. Такође, многе атомске и молекуларне резонансе од интереса налазе у микроталасном опсегу, због чега постоје примене у радио-астрономији, медицини, даљинској детекцији (*remote sensing*) [4, 5]. [6]

## 1.2 Особине средине са истовремено негативним параметрима $\varepsilon$ и $\mu$

### 1.2.1 Простирање таласа

Очекивано је да реални делови пермитивности,  $\varepsilon$ , и пермеабилности,  $\mu$ , буду позитивни – ово произилази из једноставне чињенице да се елементарна наелектрисања и магнетни моменти у материјалу оријентишу у смеру спољашњег поља. Ипак, ако се посматрају временски променљива поља, мора се узети у обзир дисперзија параметара,  $\varepsilon(\omega)$  и  $\mu(\omega)$ ; и могуће је да постоје негативне вредности на одређеним фреквенцијама. Многи материјали у природи испољавају

$\varepsilon < 0$ , нпр. плазма испод Друдеове учестаности. Материјали са  $\mu < 0$  су ретки, али ово својство испољавају нпр. ферити на микроталасним учестаностима. Ипак, све до недавно нису били познати материјали код којих би истовремено важило  $\varepsilon, \mu < 0$ .

У свом познатом раду, Веселаго је хипотетички разматрао постојање та-квог материјала [7]. У изотропној средини, из Максвелових једначина може се извести скаларни облик таласне једначине:

$$\left( \nabla^2 - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) \psi = 0. \quad (1.1)$$

где је  $n^2 = \varepsilon\mu$ , а  $c$  је брзина светlosti. Истовремена промена знака  $\varepsilon$  и  $\mu$  неће ништа променити у (1.1), па се може поставити питање какав би био утицај ове промене. Веселаго предвиђа три могућа одговора:

- истовремена промена знака  $\varepsilon$  и  $\mu$  никако не утиче на особине средине;
- постоје физички закони који забрањују истовремено негативне вредности  $\varepsilon$  и  $\mu$ ;
- материјали са негативним  $\varepsilon$  и  $\mu$  имају другачије особине од оних са позитивним.

Показује се да је последњи од ових одговора тачан [7]. Да би се уверили у то, потребно је размотрити полазне Максвелове једначине:

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu\vec{H} \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \vec{H} = j\omega\varepsilon\vec{E}. \quad (1.3)$$

За равански талас, ове једначине се своде на:

$$\vec{k} \times \vec{E} = \omega\mu\vec{H} \quad (1.4)$$

$$\vec{k} \times \vec{H} = -\omega\varepsilon\vec{E}, \quad (1.5)$$

где је  $\vec{k}$  таласни вектор. Из ових израза види се да  $\vec{E}$ ,  $\vec{H}$  и  $\vec{k}$  чине скуп ортогоналних вектора који су повезани правилом десне руке. Промена знака  $\varepsilon$  и  $\mu$  мења оријентацију, па у том случају ови вектори чине триплет повезан

правилом леве руке (илюстрација?). Због тога се овакви материјали називају „леворуки“ (*left-handed, LH*). Испоставља се да ово својство има суштинске последице на простирање таласа. Наиме, ако размотримо Поинтингов вектор, који представља простирање енергије:

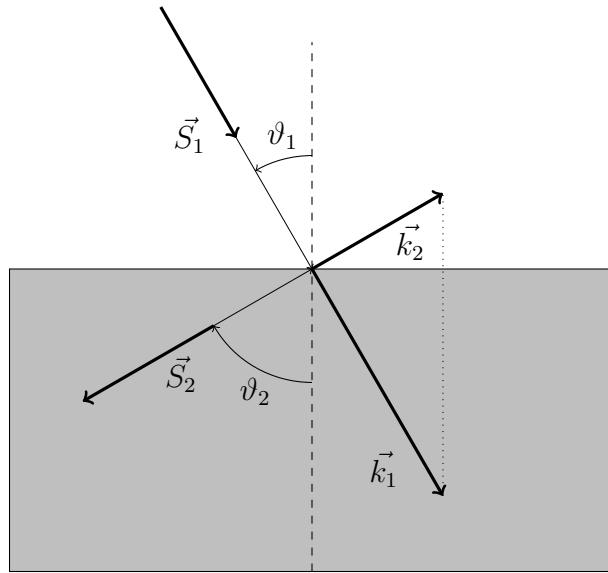
$$\vec{S} = \vec{E} \times \vec{H}, \quad (1.6)$$

се не мења као последица промене знака  $\varepsilon$  и  $\mu$ , због чега су  $\vec{S}$  и  $\vec{k}$  антипаралелни. Другим речима, енергија и таласни фронт се простиру у супротним смеровима у таквој средини (*backward-wave*).

губици...

густина енергије и групна брзина...

### 1.2.2 Негативна рефракција



Слика 1.1: Преламање таласа на граници између обичне (1) и „леворуке“ средине (2).

Замислимо талас, инцидентан на граничну површину која раздваја „леворуку“ и обичну средину ( $\varepsilon, \mu > 0$ ), као што је приказано на сл. 1.1. Гранични услови захтевају континуитет тангенцијане компоненте таласног вектора, из чега следи да упадни угао и угао преламања имају супротне знаке. Ако узмемо

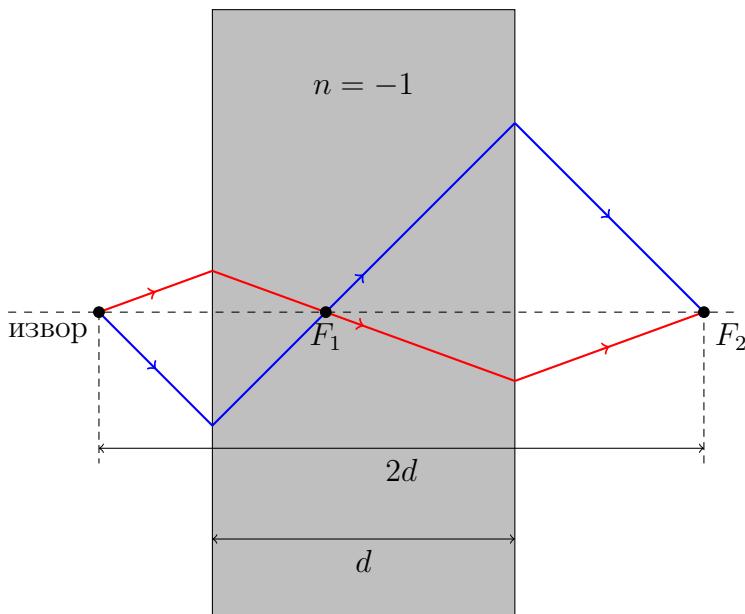
у обзир Снелов закон:

$$\frac{\sin \vartheta_1}{\sin \vartheta_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (1.7)$$

следи да је индекс преламања у „леворукој“ средини негативан,  $n_2 < 0$ . Због тога се често користи термин средине са негативним индексом (*negative refractive index media*).

Негативни индекс доводи до инверзије многих физичких закона, па се тако конвексна сочива понашају као конкавна и обрнуто. Такође долази до инверзије Доплеровог ефекта, зрачења Черенкова „уназад“, негативног Гус-Хенхеновог помераја [6].

### 1.2.3 Савршено сочиво



Слика 1.2: Сочиво...

Једна од најзанимљивијих особина средине са негативним индексом се састоји у следећем. Претпоставимо плочу, дебљине  $d$ , са индексом преламања  $n = -1$ , која се налази у вакууму (сл. 1.2). На граничним површинама, упадни зраци се преламају под истим углом под којим долазе, симетрично у односу на нормалу,  $\vartheta_1 = \vartheta_2$ . Уколико се тачкасти извор налази на растојању  $a$  од ивице, при чему је  $a < d/2$ , показује се да се оваква плоча понаша као сочиво, са

две тачке фокуса – једна у унутрашњости плоче, а друга на растојању  $2d$  од извора [7].

Како би се детаљније испитала способност плоче материјала са негативним индексом да се понаша као сочиво, није довољна апроксимација геометријске оптике, већ је потребно размотрити понашање електромагнетних таласа. Најзанимљивији случај је материјал са  $\epsilon/\epsilon_0 \rightarrow 1$  и  $\mu/\mu_0 \rightarrow 1$ . Пендри је показао, у свом познатом раду, да је овакво сочиво у стању да реконструише комплетно поље из равни извора на растојању  $2d$  [8]. На овај начин се формира слика која превазилази дифракциони лимит, због чега је овакво сочиво добило епитет „савршено“. Појава се може тумачити помоћу експанзије поља у просторне хармонике. Показује се да је материјал са негативним индексом у стању да пренесе не само пропагационе модове, као обично сочиво, већ и еванесцентне [6]. У пракси се морају размотрити губици, који онемогућавају постизање идеалних резултата, али у литератури се могу наћи извештаји о оствареној резолуцији испод дифракционог лимита [9].

#### 1.2.4 Реализација



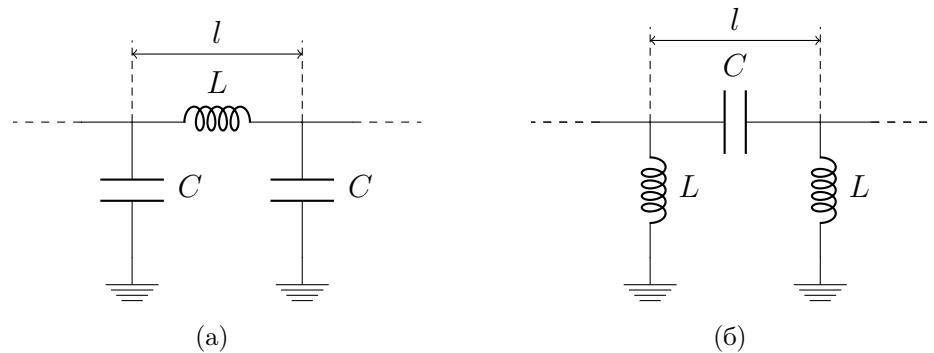
Слика 1.3: Експериментална реализација метаматеријала са негативними индексом [10].

Прошло је више од тридесет година од Веселагове теоријске спекулације до реализације негативног индекса помоћу метаматеријала. Историјски, коришћење периодичних структура за синтезу диелектричне константе у микроталасној техници датира из педесетих година прошлог века, када су биле познате под термином „вештачки диелектрици“ (*artificial dielectric*) [11]. Пендри је предложио коришћење резонатора у облику прстена са процепом, тзв. сплит ринг резонатор, CPP (*split-ring, SRR*) за синтезу негативне пермеабилности [12]. Комбинацијом ова два приступа, фабриковани су метаматеријали који испољавају негативни индекс преламања у микроталасном опсегу [10].

Метаматеријал  $\Leftrightarrow$  негативни индекс? Можда нешто рећи о томе докле су стигли са свим будалаштинама?

## 1.3 Метаматеријали и водови

### 1.3.1 Дуални вод



Слика 1.4: Елементарна ћелија, дужине  $l$ , обичног вода (а) и дуалног (б).

Паралелно са развојем тродимензионалних метаматеријала, појавио се алтернативни концепт за реализацију негативног индекса преламања, односно инверзних таласа, на бази теорије водова [13, 14, 15]. Наиме, постоји аналогија између Максвелових једначина и једначина телеграфичара за водове, где напон одговара електричном пољу, а струја магнетном. Елементарна секција вода испуњеног „нормалним“ диелектриком (са  $n > 0$ ) приказана је на сл. 1.4а. Размотримо дуалну структуру, на којој су замењена места реактивних елемената

(сл. 1.4б). Применом теорије периодичних структура [5], можемо одредити фазну константу простирања,  $\beta$ , и Блохову импедансу,  $Z_B$ :

$$\cos \beta l = 1 - \frac{\omega_c^2}{2\omega^2}, \quad (1.8)$$

$$Z_b = \sqrt{\frac{L}{C} \left( 1 - \frac{\omega_c^2}{\omega^2} \right)}, \quad (1.9)$$

где је  $\omega_c = 2/\sqrt{LC}$ . Ако је ћелија много мања од таласне дужине, важи  $\omega \ll \omega_c$ . У том случају се горњи изрази могу апроксимирати као:

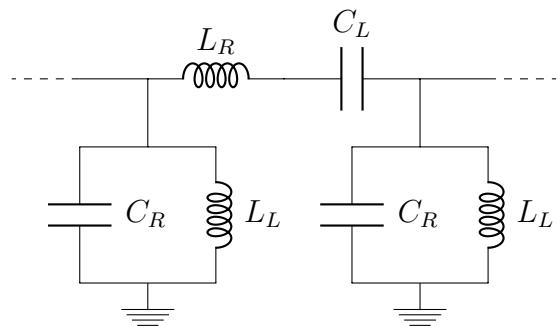
$$\beta l = -\frac{\omega_c}{\omega}, \quad (1.10)$$

$$Z_b = \sqrt{\frac{L}{C}} \equiv Z_C, \quad (1.11)$$

где је  $Z_C$  карактеристична импеданса вода испуњеног обичним диелектриком. У овој апроксимацији се може показати да су параметри ефективног диелектрика, који би испуњавао овакав вод, негативни [6].

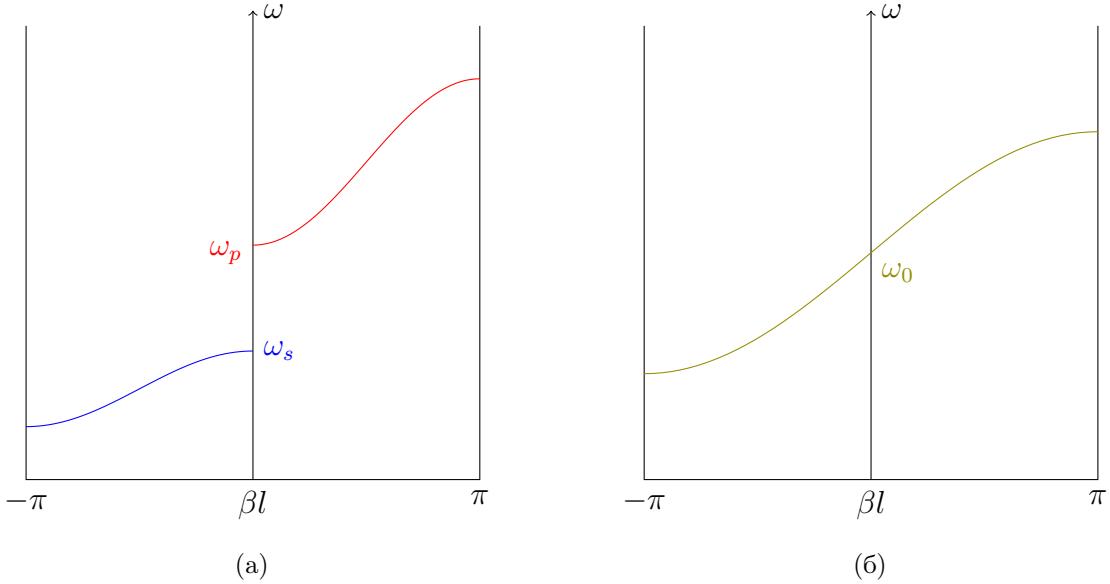
Дисперзиони дијаграми...

### 1.3.2 Композитни водови



Слика 1.5: Композитни вод.

Директна реализација дуалног вода са сл. 1.4б у пракси била би могућа само на веома ниским учестаностима, када је могуће занемарити ефекте простирања. У микроталасном опсегу, неопходно је постојање обичног вода као носиоца простирања таласа, који се затим оптерећује реактивним елементима – редним капацитивностима и паралелним индуктивностима. Допринос овог основног



Слика 1.6: Дисперзија фазне константе простирања на композитном воду.

вода није могуће занемарити, одговарајућа еквивалентна шема јединичне ћелије представља комбинацију сл. 1.4а и 1.4б, и приказана је на сл. 1.5. У литератури су овакве структуре познате под називом *композитни водови* (*composite right-/left-handed transmission line, CRLH TL*). Параметри дуалне структуре су  $C_L$  и  $L_L$ , док  $C_R$  и  $L_R$  одговарају воду носиоцу. Применом теорије периодичних структура, добијају се следећи изрази за дисперзиону релацију:

$$\cos \beta l = 1 - \frac{\omega^2}{2\omega_R^2} \left(1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right), \quad (1.12)$$

$$Z_B = \sqrt{\frac{L_R}{C_R} \frac{1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}}{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} - \frac{L_R^2 \omega^2}{4} \left(1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}\right)^2}, \quad (1.13)$$

где су

$$\omega_R = \frac{1}{\sqrt{L_R C_R}}, \quad (1.14)$$

$$\omega_L = \frac{1}{\sqrt{L_L C_L}}, \quad (1.15)$$

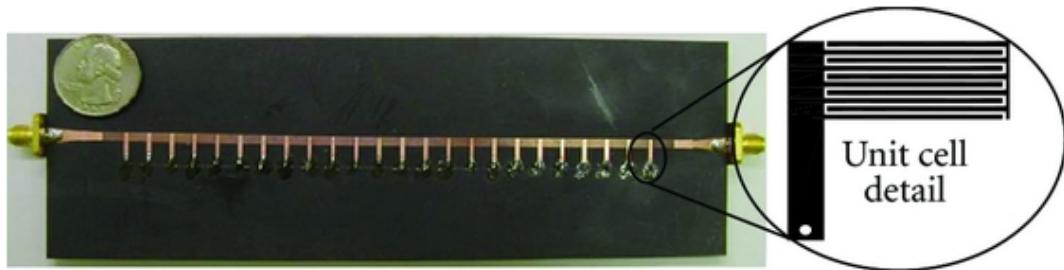
резонансе обичног и дуалног вода, респективно, и

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{L_R C_L}}, \quad (1.16)$$

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{L_L C_R}}, \quad (1.17)$$

представљају резонантне фреквенције у редној и паралелној грани композитног вода.

Тражењем реалних решења (1.12) испоставља се да постоје две фреквентне зоне простирања, раздвојене процепом, као што је приказано на сл. 1.6а. Границе процепа су одређене учестаностима  $\omega_s$  и  $\omega_p$ , између којих не постоје реална решења за  $\beta$ . Уколико размотримо специјалан случај  $\omega_s = \omega_p$ , процеп неће постојати, и дисперзија добија изглед као на сл. 1.6б. Овај случај у литератури је познат као *балансни композитни вод*, и занимљив је за многе примене, зато што омогућава манипулатију са фазним померајем на воду, задржавајући стабилну карактеристичну импедансу.



Слика 1.7: Пример композитног вода [16].

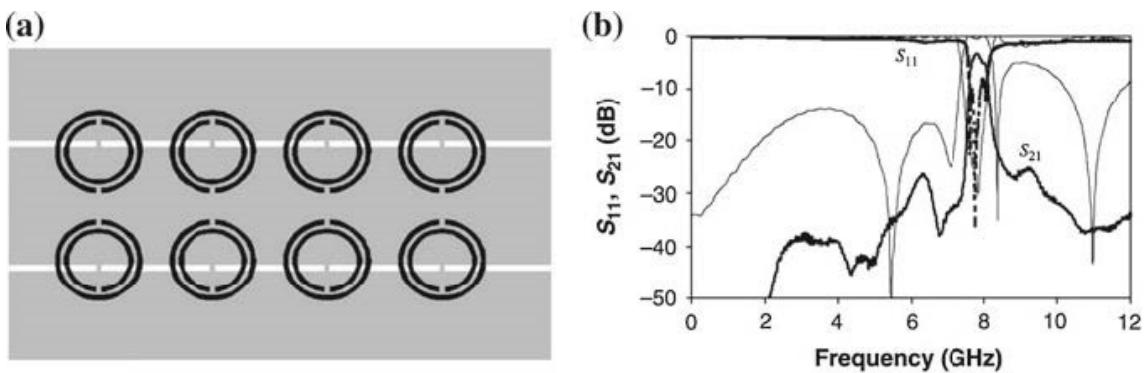
Приликом реализације композитних структура, најпре је потребно одабрати основни вод – носилац. Иако је у принципу могуће користити било коју врсту вода, због лакоће фабрикације и интеграције најчешће се бирају планарни водови, као што су микрострип или копланарни таласовод. Затим се врши избор реактивних компоненти за реализацију дуалне структуре, за шта се могу користити готове компоненте са концентрисаним параметрима или дистрибуиране компоненте у техници водова. У првом случају су димензије реактивних елемената мање, па је самим могуће остварити већи опсег у коме се структура понаша као ефективно хомогена. С друге стране, вредности доступних реактанси су ограничene на оне које нуди произвођач, и интеграција са водом (најчешће лемљењем) компликује фабрикацију и уноси потенцијалне грешке. Дистрибуиране компоненте се лакше фабрикују, раде на вишим учестаностима, али потребно је водити рачуна о њиховој величини како би се добила ефективно

хомогена структура.

Пример реализације композитног вода, са капацитивностима реализованим преко интердигиталних кондензатора, а индуктивностима помоћу уземљених огранака вода, дат је на сл. 1.7. Овакве структуре су коришћене за бројне практичне апликације, које представљају унапређење у односу на раније познато стање, између осталих минијатуризоване делитеље/сабираче снаге [17]; подешавање импеданса у опсегу који је недоступан помоћу класичних водова [18]; антене са „цурећим“ таласом (leaky-wave), које се могу скенирати „уназад“ [19]. Такође, концепт дуалног вода може се проширити у две димензије, за синтезу планарних метаматеријала [9, 20].

### 1.3.3 Резонантни приступ

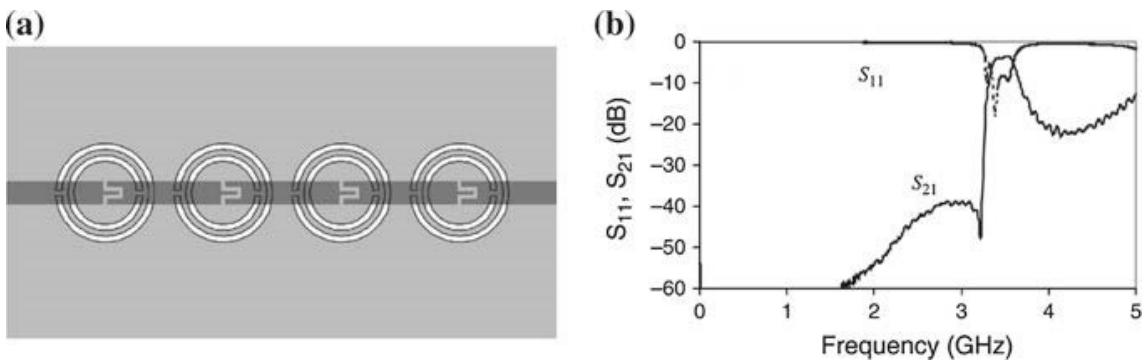
Поступак синтезе дуалних водова, описан у претходној секцији, у литератури је познат под називом *нерезонантни*, зато што се за постизање негативних вредности параметара користе реактивни елементи, који немају резонансе у опсегу од интереса. Могућ је и други приступ, *резонантни*, где се водови и таласоводи периодично спрежују са подталасним резонаторима, као што су сплит ринг и сродне топологије. У том случају, еквивалентна шема ћелије биће нешто сложенија него на сл. 1.5, али са веома сличним карактеристикама – такође испољава композитну природу, и поседује опсеге са негативним и нормалним параметрима [6].



Слика 1.8: Резонантни „леворуки“ вод на бази копланарног таласовода [21].

Први пример „леворуког“ резонантног вода предложен је у [21] и приказан

на сл. 1.8, са карактеристиком на којој се види пропусни опсег. Као носилац искоришћен је копланарни таласовод. Негативна пермеабилност реализована је помоћу сплит ринг резонатора, који се налазе са друге стране супстрата, чиме се постиже јача спрега него у случају да је цела структура унипланарна. За остваривање негативне пермитивности користе се танке траке које спајају врући проводник са масом.



Слика 1.9: Резонантни „леворуки“ вод на бази микрострип вода [22].

Још један пример „леворуког“ вода, у микрострип технологији, приказан је на сл. 1.9. Овде се за реализацију негативне пермитивности користи структура дуална сплит ринг резонатору, тзв. комплементарни CPP, који су ецовани у проводној равни с доње стране супстрата. Негативна пермеабилност остварена је помоћу капацитивних процепа на воду.

Водови, добијени на основу резонантног приступа, коришћени су за многе практичне примене, између остalog за развој филтара, сензора и RFID тагова [23, 24, 25]. Треба приметити да често ове примене нису директно повезане са концептом метаматеријала и ефективног хомогеног медијума. Уместо тога, фокус је на контроли дисперзије и карактеристичне импедансе на воду, као и на малој електричној величини. У том контексту, за означавање оваквих структура користе се термини као што су „водови на бази метаматеријала“ (*metamaterial-based lines*) или „водови инспирисани метаматеријалима“ (*metamaterial-inspired lines*).

# Глава 2

## Екстракција параметара

### 2.1 Увод

Као што је већ речено у уводном поглављу, основна претпоставка која се везује за метаматеријале јесте да се понашају као хомогена средина на опсегу учестаности од интереса. У складу с тиме могу се описати помоћу ефективних параметара, као што су пермитивност,  $\varepsilon$  и пермеабилност,  $\mu$ . Јасно је да је одређивање вредности ових параметара од прворазредног значаја за карактеризацију метаматеријала, као и за њихову примену. Постоји више начина како се ово може урадити; у једноставнијим случајевима, могуће је аналитичко решење [12], или постоји могућност нумеричког усредњавања поља. Ипак, најчешће се користи поступак *екстракције* ових параметара, базиран на инверзији параметара расејања, добијених мерењем или симулацијом.

Постоји више варијанти самог поступка, али у принципу све оне представљају варијације тзв. процедуре Николсона-Роса-Вира (HPB), која је развијена за карактеризацију природних материјала [26, 27], а затим прилагођена за метаматеријале [28, 29]. Укратко се може описати на следећи начин. Узорак (мета)материјала, који се испитује, се замени изотропним хомогеним медијумом одговарајућих димензија. Затим се одреде параметри расејања хомогеног медијума, у функцији од његових параметара  $\varepsilon$  и  $\mu$ . На крају се тражи решење које се поклапа са измереним или симулираним параметрима расејања. У случају водова на бази метаматеријала, могуће је применити у суштини исти

приступ, само је потребно извршити нормализацију на карактеристичну импедансу вода [30].

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 поларизације (тј. да  $\vec{D}$  зависи само од  $\vec{E}$ -поља, а  $\vec{B}$  од  $\vec{H}$ ), 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 спрегнути [31]. Није увек могуће занемарити ову спрегу, што зависи од оријентације сплит-ринг резонатора и начина њихове побуде.

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 [32, 33, 34]. У радовима [35, 36] је показано како се бианизотропни еквивалентни медијум може применити на водове на бази метаматеријала. У наставку ће бити дат преглед најважнијих резултата. У секцији 2.2 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 2.4 је процедура екстракције примењена на јединичне ћелије које се састоје од микрострип вода спрегнутог са сплит-ринг резонаторима са асиметрично постављеним процепима. У секцији 2.4 представљена је провера валидности поступка, на основу симулације вода са хомогеним диелектриком, који поседује добијене ефективне параметре.

## 2.2 Генералисана процедура екстракције

### 2.2.1 Вод испуњен бианизотропним диелектриком

Размотrimо 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):

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \epsilon \vec{E} + \bar{\xi} \vec{H} \\ \vec{B} &= \bar{\zeta} \vec{E} + \mu_0 \mu \vec{H};\end{aligned}\tag{2.1}$$

где је

$$\bar{\xi} = \bar{\zeta} = \frac{1}{c} \begin{bmatrix} 0 & -ju & 0 \\ ju & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}.\tag{2.2}$$

Услов реципрочности је задовољен јер важи  $\bar{\xi} = -\bar{\zeta}^T$  [37]. Примећујемо да се тензори разликују у односу на претходно објављене [31, 32, 33, 34] 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 (2.2) осигуруја 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.

$$\begin{aligned}\vec{i}_z \times (-\gamma \vec{H}) &= j\omega \vec{D}, \\ \vec{i}_z \times (-\gamma \vec{E}) &= -j\omega \vec{B};\end{aligned}\tag{2.3}$$

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

$$\begin{aligned}\vec{D} &= \epsilon_0 \epsilon \vec{E} + \vec{i}_z \times \left( j \frac{u}{c} \vec{H} \right), \\ \vec{B} &= \mu_0 \mu \vec{H} + \vec{i}_z \times \left( j \frac{u}{c} \vec{E} \right).\end{aligned}\tag{2.4}$$

Комбиновањем (2.3) и (2.4) добија се:

$$(\gamma - \frac{\omega}{c} u) (\vec{i}_z \times \vec{H}) = -j\omega \epsilon_0 \epsilon \vec{E};\tag{2.5}$$

$$(\gamma + \frac{\omega}{c} u) (\vec{i}_z \times \vec{E}) = j\omega \mu_0 \mu \vec{H}.\tag{2.6}$$

Комбиновање (2.5) и (2.6) даје таласну једначину:

$$\left( \gamma^2 + \frac{\omega^2}{c^2} (\varepsilon\mu - u^2) \right) \vec{E} = 0, \quad (2.7)$$

која даје следећу дисперзиону релацију:

$$\gamma = \pm j \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon\mu - u^2}, \quad (2.8)$$

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

$$n = \pm \sqrt{\varepsilon\mu - u^2}. \quad (2.9)$$

Различити знаци у (2.8) и (2.9) означавају два могућа правца простирања дуж  $z$ -осе. Тачно решење за одређени смер треба изабрати у складу са критеријумом пасивности.

Карактеристична импеданса медијума (тј. однос између јачина електричног и магнетног поља) може се добити заменом (2.8) у (2.5), што даје (нормализовано на  $z_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$ ):

$$z_{1,2} = \frac{n \pm ju}{\varepsilon}, \quad (2.10)$$

где  $z_{1,2}$  одговара пропагацији дуж позитивног и негативног смера  $z$ -осе, респективно. Из (2.10) је јасно да импеданса има различите вредности за пропагацију у различитим смеровима, што даје различиту рефлексију (?).

Из (2.5) и (2.6) 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:

$$Z_{c1,2} = z_{1,2} Z_{вазд.}, \quad (2.11)$$

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

$$Z_{c1,2} = Z_c \pm \eta, \quad Z_c = \frac{Z_{c1} + Z_{c2}}{2} \quad (2.12)$$

где  $Z_c = \frac{n}{\varepsilon} Z_{вазд.}$  представља средњу вредност, а  $\eta = \frac{ju}{\varepsilon} Z_{вазд.}$ , на основу једначине (2.10), представља одступање од средње вредности.

### 2.2.2 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 [7]. 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 [38, 39]:

$$\varepsilon' \mu'' + \mu' \varepsilon'' < 0. \quad (2.13)$$

Овај услов изведен је користећи стандардну дисперзиону релацију,  $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ . За бианизотропне медијуме, међутим, правилна дисперзиона релација дата је са (2.9), и услов за негативни индекс преламања мора бити изведен полазећи од ње.

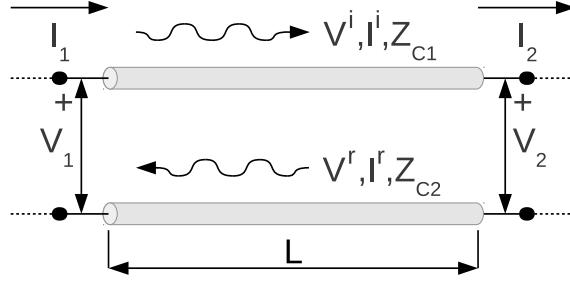
Да би се добио негативни индекс преламања, потребно је имати решење (2.9) са  $n'' > 0$  и  $n' < 0$  (да би се осигурао позитивни ток снаге и негативна фазна брзина, респективно) [38]. Другим речима,  $n$  се мора налазити у другом квадранту комплексне равни. Ово имплицира да се  $n^2$  нужно налази у доњој полуравни, тј.  $\text{Im}\{n^2\} < 0$ . Заменом (2.9) добијамо

$$\varepsilon' \mu'' + \mu' \varepsilon'' < 2u'u''. \quad (2.14)$$

Важна последица (2.14) 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.

### 2.2.3 Мрежни параметри секције вода

Претпоставимо да имамо секцију вода дужине  $l$ , испуњене бианизотропним медијумом параметара  $\varepsilon$ ,  $\mu$  и  $u$ . Можемо посматрати ову секцију као дво-портну 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

Слика 2.1: Секција асиметричног вода дужине  $L$ 

начин [40]:

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}, \quad (2.15)$$

са референтним смеровима за струје и напоне означеним на сл. 2.1.

Циљ нам је да добијемо  $ABCD$  параметре у функцији од параметара вода изведенних у претходној секцији, наиме константе пропагације  $\gamma$  (исте за оба правца простирања), дефинисане у (2.8), и карактеристичних импеданси  $Z_{c1}$  и  $Z_{c2}$  (за инцидентни и рефлектовани талас, респективно), дефинисане у (2.12). 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:

$$\begin{bmatrix} V_1^i \\ V_1^r \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} e^{\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2^i \\ V_2^r \end{bmatrix}. \quad (2.16)$$

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

$$\begin{bmatrix} V \\ I \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1}{Z_{c1}} & -\frac{1}{Z_{c2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V^i \\ V^r \end{bmatrix} = Q \begin{bmatrix} V^i \\ V^r \end{bmatrix}. \quad (2.17)$$

Инверзна релација је:

$$\begin{bmatrix} V^i \\ V^r \end{bmatrix} = Q^{-1} \begin{bmatrix} V \\ I \end{bmatrix}. \quad (2.18)$$

Заменом (2.18) у (2.16) и множењем са  $Q$  са леве стране добијамо  $ABCD$  матрицу:

$$ABCD = Q \begin{bmatrix} e^{\gamma l} & 0 \\ 0 & e^{-\gamma l} \end{bmatrix} Q^{-1}, \quad (2.19)$$

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

$$\begin{bmatrix} \cosh \gamma l + \frac{\eta}{Z_c} \sinh \gamma l & \left( Z_c - \frac{\eta^2}{Z_c} \right) \sinh \gamma l \\ \frac{\sinh \gamma l}{Z_c} & \cosh \gamma l - \frac{\eta}{Z_c} \sinh \gamma l \end{bmatrix}. \quad (2.20)$$

Може се видети из (2.20) да када је  $\eta = 0$ , односно у симетричном случају,  $ABCD$  се своде на случај вода са обичним диелектриком.

## 2.2.4 Екстракција параметара

Параметри расејања ( $S$ -параметри) се најчешће добијају као резултат мерења или ЕМ симулације, и могу се једнозначно трансформисати у  $ABCD$  матрицу [40]. Када је добијемо, лако се види из (2.20) да се ефективни параметри могу добити на следећи начин:

$$\gamma = \pm \cosh^{-1} \frac{A + D}{2}, \quad (2.21)$$

$$Z_c = \frac{\sinh \gamma l}{C} = \pm \frac{1}{C} \sqrt{1 - \left( \frac{A + D}{2} \right)^2}, \quad (2.22)$$

$$\eta = \frac{A - D}{2C}. \quad (2.23)$$

Неколико додатних коментара је потребно у вези датих релација. Најпре, знак у (2.21) треба изабрати у складу са критеријумом пасивности,

$$\operatorname{Re}\{\gamma\} > 0. \quad (2.24)$$

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  $\phi + 2k\pi$ ,  $k \in \mathbb{Z}$ . Један приступ за решавање овог проблема је коришћење Крамерс-Кронигових релација да се процени тачна грана [41].

У већини претходних извештаја [26, 27, 28, 29, 30], знак карактеристичне импедансе у (2.22) или (2.31) се бира на основу критеријума  $\operatorname{Re}\{Z_c\} > 0$  или сличног, који може бити веома осетљив на мале нумеричке грешке [42]. Ипак, јасно се види из (2.22) да је знак карактеристичне импедансе повезан са знаком константе простирања у (2.21), дакле, само један критеријум је довољан, као што је показано у [42].

### 2.2.5 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

$$n = -j \frac{c}{\omega} \gamma, \quad z_{1,2} = \frac{Z_{c1,2}}{Z_{\text{вазд}}}.$$
 (2.25)

Ефективни параметри бианизотропног медијума,  $\varepsilon$ ,  $\mu$  и  $u$  могу се изразити преко  $n$  и  $z_{1,2}$  преуређењем (2.9) и (2.10):

$$\varepsilon = \frac{2n}{z_1 + z_2}, \quad \mu = 2n \frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2}, \quad u = -jn \frac{z_1 - z_2}{z_1 + z_2}.$$
 (2.26)

Комбинација (2.25) и (2.26) са изразима који их повезују са  $S$ -параметрима изведеним раније омогућава ектстракцију 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

$$\varepsilon_{1,2} = \frac{n}{z_{1,2}}; \quad \mu_{1,2} = nz_{1,2}.$$
 (2.27)

Иако је математички еквивалентан претходном, овај приступ нема директну физичку интерпретацију. Међутим, показаће се као изузетно користан за валидацију ефективних параметара у секцији 2.4, због чега ће бити укључен у примере ектстракције, где ће се реферисати као генералисани поступак за инцидентни талас на порту 1 и порту 2 ( $\Gamma P_1$  и  $\Gamma P_2$ , респективно).

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

Како би се заобишло ограничење НРВ процедуре у случају асиметричних узорака, предложено је коришћење геометријске средине рефлексије,  $S_{11\text{cp}} = \sqrt{S_{11}S_{22}}$  [43]; овај поступак ће бити означаван као НРВ<sub>cp</sub>. Како би се јасније представиле сличности и разлике између НРВ<sub>cp</sub> и овде излаганог метода, изрази (2.21)–(2.22) ће бити приказани преко S-параметара:

$$\gamma = \mp \frac{1}{L} \cosh^{-1} \frac{1 - S_{11}S_{22} + S_{12}^2}{2S_{12}},$$
 (2.28)

$$Z_c = \frac{2S_{12}\sqrt{1 - \left(\frac{1-S_{11}S_{22}+S_{12}^2}{2S_{12}}\right)^2}}{1 - S_{11} - S_{22} + S_{11}S_{22} - S_{12}^2}. \text{(избачено } Z_0 \text{?)} \quad (2.29)$$

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

$$\gamma = \pm \frac{1}{L} \cosh^{-1} \frac{1 - S_{11}^2 + S_{21}^2}{2S_{21}}, \quad (2.30)$$

$$Z_c = \pm \sqrt{\frac{(1 + S_{11})^2 - S_{21}^2}{(1 - S_{11})^2 - S_{21}^2}}. \quad (2.31)$$

Суштински, HPB<sub>cp</sub> процедура се базира на замени  $S_{11}$  у изразима (2.30)–(2.31) са  $\sqrt{S_{11}S_{22}}$ . Лако се види да ће израз за константу простирања (2.30) приликом ове замене претворити у тачан израз (2.28). С друге стране, израз за импедансу (2.31) неће бити еквивалентан изразу (2.29), 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.

## 2.3 Асиметричне јединичне ћелије

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

Показано је да се ротирањем појединачних сплит-рингова значајно утиче на електромагнетне особине структуре, због промене интеракције услед другачије међусобне оријентације сплит-рингова, као и другачије оријентације у односу на вод [44, 45].

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. 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. 2.2 за CPP-ове са паралелним процепима.

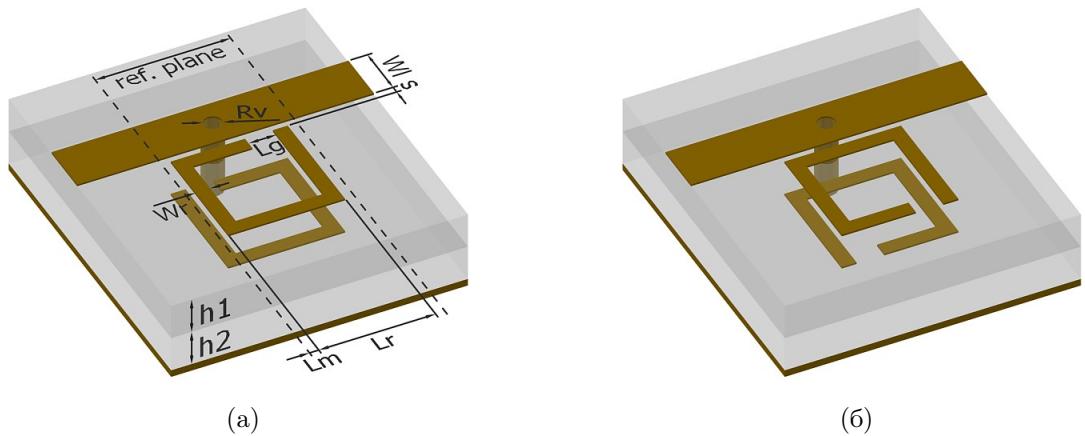
Како би се испитала ефективност предложене методе у односу на НРВ<sub>ср</sub> поступак, тестиране су структуре које имају слабо изражену асиметрију, код којих је процеп паралелан воду, као и оне које су наглашено асиметричне, код којих је процеп нормалан на воду.

### 2.3.1 Јединичне ћелије са паралелним процепом

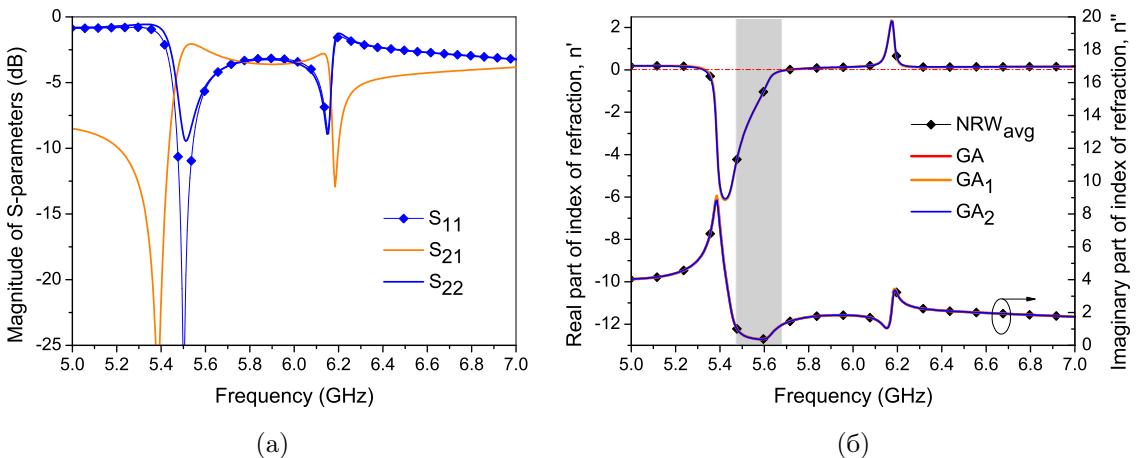
Овај тип јединичних ћелија може имати процепе на ивицама које су ближе воду или даље од њега, као што је приказано на сл. 2.2. Јединичне ћелије састоје се од два пара CPP-ова са процепима симетрично помереним од центра. Сваки пар се састоји од два спретнута прстена, који се налазе један изнад другог (*broadside-coupled*). 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 [46], 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, ГП<sub>1,2</sub> као и стандардни поступак са усредњавањем НРВ<sub>ср</sub>.

Магнитуда  $S$ -параметара за јединичне ћелије са процепима близу вода (сл. 2.2a) приказана је на сл. 2.3a. Може се видети да разлика између коефицијентната рефлексије  $S_{11}$  и  $S_{22}$  постоји само у околини прве резонансе. Екстраховани индекс преламања на сл. 2.3б је исти код свих поступака, захваљујући погодно



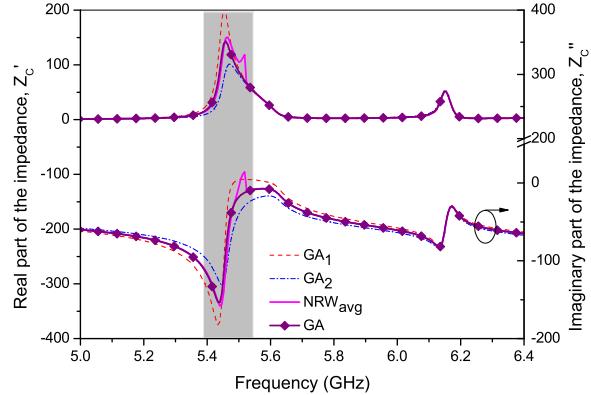
Слика 2.2: Јединичне ћелије са процепима помереним на супротне стране у односу на средину ивице прстена: (а) процепи близу вода, (б) процепи даље од вода. Релевантне димензије:  $h_1 = 0.635$  mm,  $h_2 = 1.575$  mm,  $\epsilon_{r1} = 10.2$ ,  $\epsilon_{r2} = 2.2$ ,  $L_r = 3.15$  mm,  $L_g = 0.75$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



Слика 2.3: Јединичне ћелије са АСРР-овима са процепом близу вода: (а) магнитуда  $S$ -параметара, (б) екстражован индекс преламања. Осенчен правоугаоник означава фреквенцијски опсег са двоструко негативним параметрима. асдф

дефинисаној средњој вредности код НРВ<sub>ср</sub>. Јединична ћелија испољава „леворуки“ опсег око 5,5 GHz, осенчен на графику, и „десноруки“ опсег око 6,15 GHz, који одговара другој резонанси. асдф

Карakterистичне импедансе, екстражоване помоћу различитих метода, су



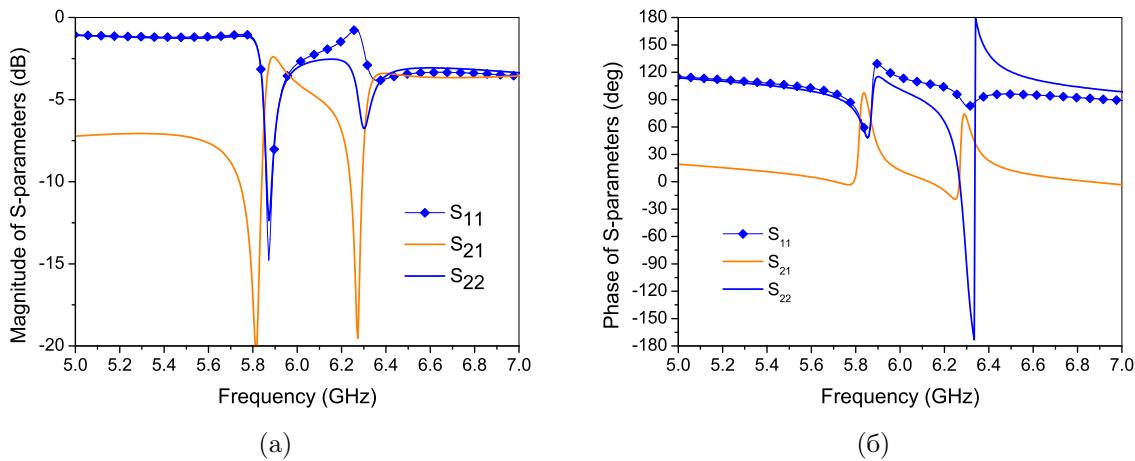
Слика 2.4: Карактеристична импеданса екстражована различитим поступцима за јединичне ћелије са АСРР-овима са процепом близу вода.

упоређене на сл. 2.4. Може се видети да се вредности добијене помоћу ГП налазе тачно између вредности добијених преко  $\Gamma_{P1,2}$ , 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.

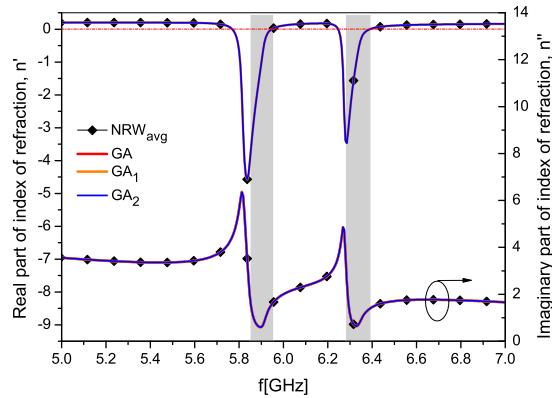
### 2.3.2 Јединичне ћелије са процепима далеко од вода

Јединичне ћелије са процепима даље од вода, сл. 2.2б, имају доста другачије S-параметре и екстражовани индекс преламања од ћелија са процепом близу вода (видети сл. 2.5 и сл. 2.6). Разлика између коефицијената рефлексије на портовима 1 и 2 се јавља код друге резонансе, што је евидентно у њиховој фази на сл. 2.5б. Екстражовани индекс преламања, приказан на сл. 2.6, има два „леворука“ опсега око 5,9 GHz и 6,35 GHz, који су означенчи осенченим правоугаоницима.

Екстражована ефективна пермитивност, пермеабилност и карактеристична импеданса, коришћењем ГП,  $\Gamma_{P1,2}$  и НРВ<sub>ср</sub> приказани су на сл. 2.7. 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>ср</sub> се разликују само око друге резонансе, где је асиметрија најизраженија, што је обележено осенченим правоугаоницима на сл. 2.7. У целом опсегу учестаности од инте-



Слика 2.5: Магнитуда (а) и фаза (б)  $S$ -параметара за АСРР-ове са процепима даље од вода.



Слика 2.6: Ефективни индекс преламања, екстрахован различитим поступцима, за јединичне ћелије са АСРР-овима са процепом даље од вода. Осенчени правоугаоници означавају фреквенцијске опсеге са двоструко негативним параметрима.

реса ефективна пермитивност добијена HPB<sub>cp</sub> и ГП методама је негативна, док ефективна пермеабилност мења знак на две резонансе које одговарају „леворуким“ опсезима.

Генерализани поступак екстракције уводи два нова параметра, као меру асиметрије јединичне ћелије:  $u$  и  $\eta$ . Сл. 2.8 јасно показује да јединичне ћелије са процепима даље од воде 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 CPP-ова, као што је то уобичајено случај, чак и када су процепи померени од центра ивице. У том случају бианизотропија се јавља на обе резонансе.

На сл. 2.9 упоређени су стандардни услов за негативни индекс преламања (2.13), који је валидан за симетричне ћелије, и последично за параметре добијене  $HPB_{cp}$  методом, и нови услов (2.14), који је изведен за асиметричне ћелије. Оба услова 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 стандардном критеријуму. У овом случају, стандардни критеријум предвиђа нешто шири опсег негативног индекса. На крају, применили смо стандардни услов на параметре добијене  $HPB_{cp}$  методом, и показује се да се добијена крива у потпуности преклапа са новим условом. Ово потврђује валидност новог услова, пошто оба метода дају исти индекс преламања, како у симетричном тако и у асиметричном случају.

### 2.3.3 Јединичне ћелије са процепима нормалним на вод

Јединичне ћелије са процепима нормалним у односу на микрострип вод су приказане на сл. 2.10, 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. 2.11. Екстрахована ефективна пермитивност и пермеабилност за случај са горњим процепом ближе и даље од воде су приказане на сл. 2.12-2.13, 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>ср</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. 2.14. 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 вода поседује уски опсег са негативном вредношћу. Асиметрија је такође много 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. 2.15 упоређени су стандардни услов за негативни индекс преламања и нови услов, за ћелије са горњим процепом даље од вода. За рачунање оба услова 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 дodata је криву која одговара стандардном критеријуму, али срачунатом за параметре добијене НРВ<sub>ср</sub> методом, која се у потпуности поклапа са новим критеријумом.

### 2.3.4 Ивично спречнути CPP

На сл. 2.16 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 (2.16a) или нормално (2.16b) у односу на вод.

Симулирани S-параметри приказани су на сл. 2.17-2.18; види се да је асиме-

трија присутна само око резонанси, при чему је много израженија за случај са нормалним процепима са сл. 2.16б. Екстраховани ефективни параметри – индекс преламања, карактеристична импеданса, пермитивност и пермеабилност дати су на сл. 2.19-2.22.

На сл. 2.20 види се да карактеристична импеданса за  $\text{HPB}_{\text{cp}}$  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 ће резултовати неприродним обликом фреквенцијских зависности  $\varepsilon$  и  $\mu$ , што се може видети на сл. 2.21б и 2.22б.

Асиметрија је слабије изражена код структуре са паралелним процепима, што доводи до мање разлике у екстрахованим параметрима за два различита смера, што се види на сл. 2.21а and 2.22а. У овом случају су резултати за  $\text{HPB}_{\text{cp}}$  изостављени пошто немају значајне разлике у односу на ГП. Насупрот томе, у случају са нормалним процепима асиметрија је наглашенија, због чега се импедансе за ГП<sub>1</sub> и ГП<sub>2</sub> значајније разликују, што последично изазива разлике и у ефективним параметрима, сл. 2.21б и 2.22б.

## 2.4 Валидација метода екстракције

### 2.4.1 Метод декомпозиције

За проверу валидности предложене методе, може се користити независна симулација микрострип вода уроњеног у хомогени диелектрик са параметрима који одговарају екстрахованим вредностима, као што је приказано на сл. 2.23. Улазни микрострип водови су урођени у ефективни диелектрик пермитивности  $\varepsilon_{eff}^{ML} = 3,15$ . Приликом рачунања S-параметара, улазни водови се деембедују (*de-embedding*). 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 изо-

тропна слоја, чији параметри одговарају онима добијеним ГП<sub>1</sub> и ГП<sub>2</sub> екстракцијама, на основу чега се добијају два сета  $ABCD$  параметара, означених као  $ABCD_{\text{ГП1}}$  and  $ABCD_{\text{ГП2}}$ , респективно. Сада, ако се пажљивије размотри релација (2.19), примећује се да она представља дијагонализацију матрице, при чему  $e^{\pm\gamma l}$  представљају сопствене вредности, а колоне матрице  $Q$  сопствене векторе. Из (2.17) и (2.19) следи да ће се матрице  $ABCD_{\text{ГП1,2}}$ , пошто оне подразумевају само једну вредност импедансе  $Z_{c1,2}$ , дијагонализовати у следећем облику:

$$ABCD_{\text{ГП1,2}} = Q_{1,2} \operatorname{diag}(e^{\gamma l}, e^{-\gamma l}) Q_{1,2}^{-1}; \quad (2.32)$$

where

$$Q_{1,2} = \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ \frac{1}{Z_{c1,2}} & -\frac{1}{Z_{c1,2}} \end{bmatrix}. \quad (2.33)$$

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  $ABCD_{\text{ГП1,2}}$ . Затим се врши дијагонализација ових матрица да би се добио облик (2.32). 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 (2.32), што се може урадити на основу критеријума пасивности (2.24). Сада је могуће добити матрицу  $Q$  као

$$Q = \begin{bmatrix} Q_1(1,1) & Q_2(1,2) \\ Q_1(2,1) & Q_2(2,2) \end{bmatrix}, \quad (2.34)$$

и, коначно, тражену  $ABCD$  матрицу у складу са релацијом (2.19).

#### 2.4.2 Јединичне ћелије са паралелним процепима

$S$ -параметри добијени описаним поступком, за јединичну ћелију са процепима паралелним и даље од вода (видети сл. 2.26), упоређени са оригиналним симулацијама, приказани су на сл. 2.24-2.25, за ГП и НРВ екстракције. НРВ метод (сл. 2.24а и 2.25а) 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.

јом (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 рефлексије, које су врло близу оригиналних вредности (видети сл. 2.24б и 2.25б). Јасно се види да ефективни параметри добијени ГП методом омогућавају реконструкцију свих  $S$ -параметара, што није случај за НРВ<sub>СР</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.

### 2.4.3 Јединичне ћелије са нормалним процепима

Резултати за јединичну ћелију са нормалним процепом, са горњим процепом ближе воду (видети сл. 2.10а), упоређени са оригиналним симулацијама, су приказани на сл. 2.26-2.27, за НРВ<sub>СР</sub> и ГП екстракције. Поново, НРВ<sub>СР</sub> метод (видети сл. 2.26а и 2.27а) 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. 2.26б и 2.27б). 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.

## 2.5 Закључак

У овом поглављу приказана је генералисана процедура за екстракцију ефективних параметара за метаматеријале на бази водова са асиметричном јединичном ћелијом. За описивање асиметрије, користи се еквивалентни бианизотропни медијум, који поред стандардних ефективних параметара поседује два додатна,  $u$  и  $\eta$ , који су корисни као квантификација асиметричности.

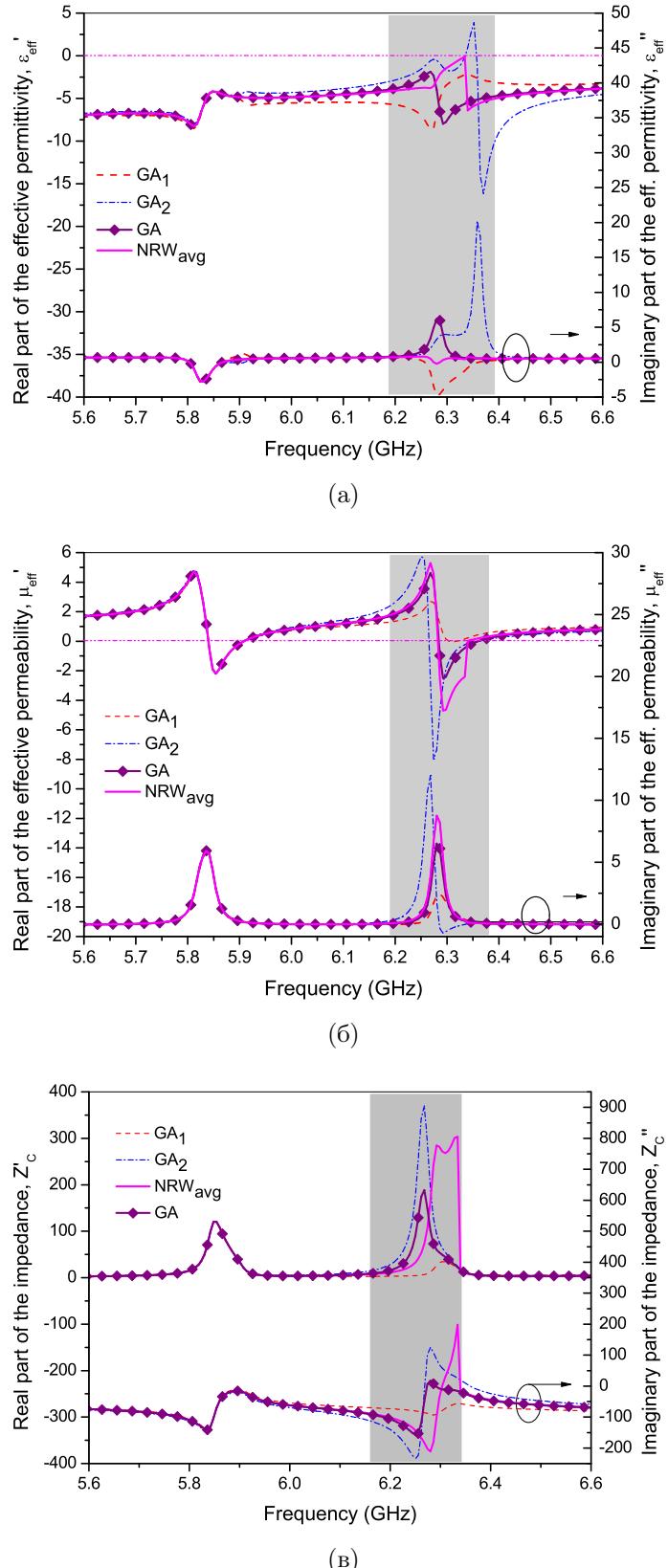
Изведен је нови услов за негативни индекс преламања у бианизотропној сре-

дини. 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.

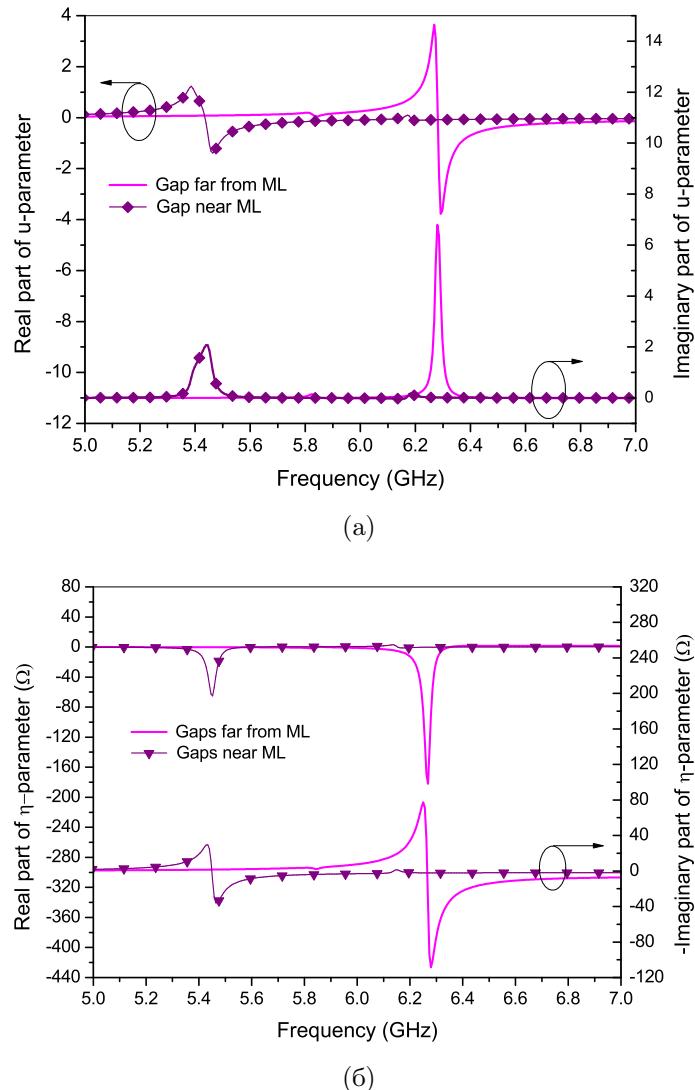
Предложена генералисана процедуре и НРВ метод са усредњавањем применjeni су на нове дуал-бенд ћелије. Оне се састоје од CPP-ова са процепима помереним у односу на центар одговарајуће ивице, постављеним један изнад другог.

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.

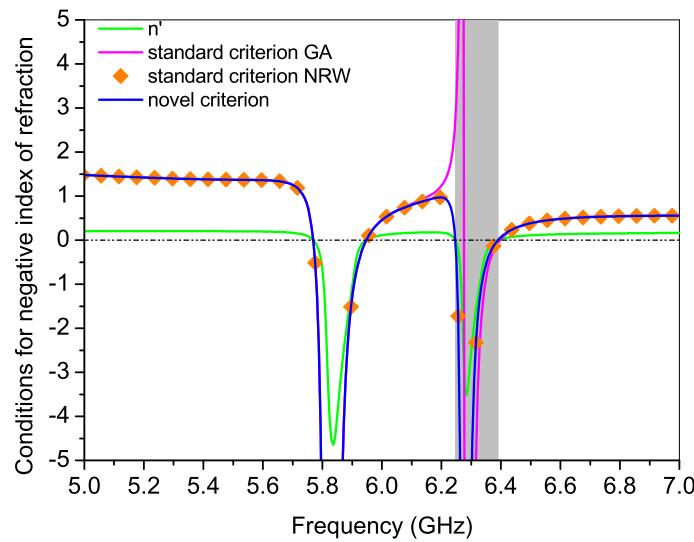
Показано је да НРВ процедуре са усредњавањем даје тачан индекс преламања, али погрешне ефективне вредности пермитивности, пермеабилности и карактеристичне импедансе, и да се може користити само када је асиметрија веома слаба. Ово је потврђено поступком валидације, у коме је симулиран слој ефективног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



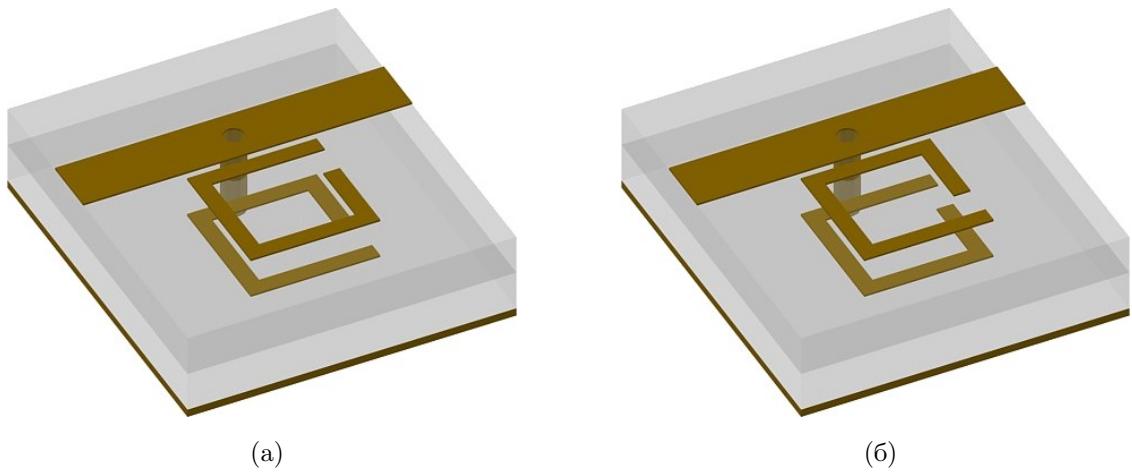
Слика 2.7: Ефективна пермитивност (а), permeабилност (б) и карактеристична импеданса (в) екстрактрана за АСРР-ове са процепима даље од вода. Осенчени правоугаоници означавају опсеге где НРВ<sub>cp</sub> и ГП дају различите резултате.



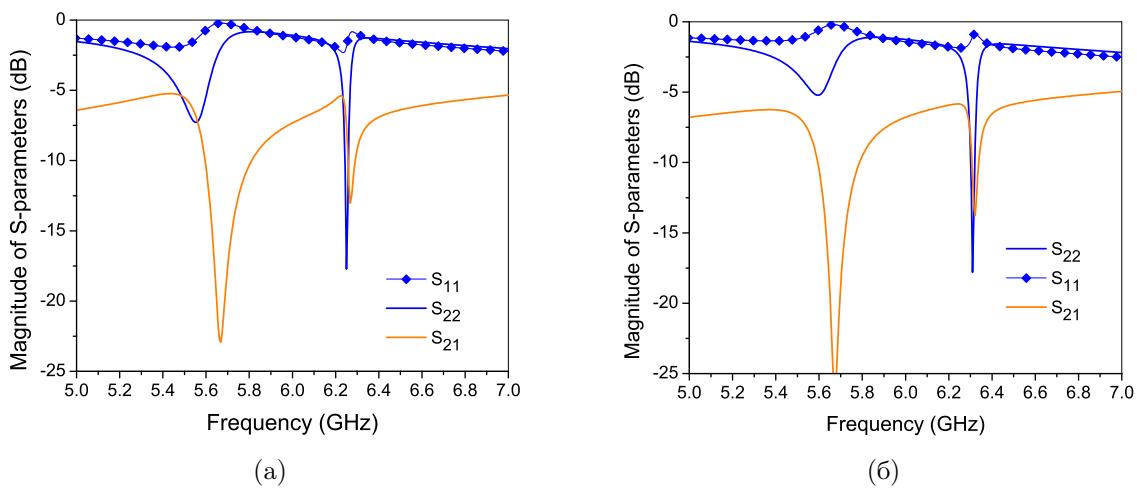
Слика 2.8: Поређење екстрагованих параметара: (а) параметар бианизотропије  $u$  и (б) разлика ефективних карактеристичних импеданси,  $\eta$ , за ћелије са процепом паралелним воду.



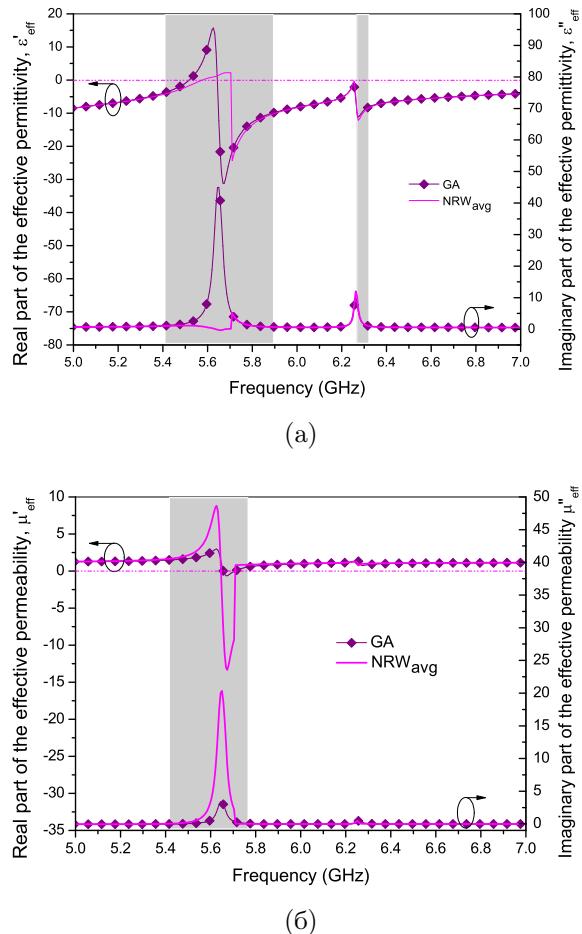
Слика 2.9: Поређење стандардног и новог критеријума за негативни индекс преламања за јединичну ћелију са процепима паралелним воду. Ефективни параметри су добијени ГП методом. Осенчени правоугаоник означава опсег у коме ћелија има асиметрични одзив и два критеријума предвиђају другачије опсеге негативног индекса.



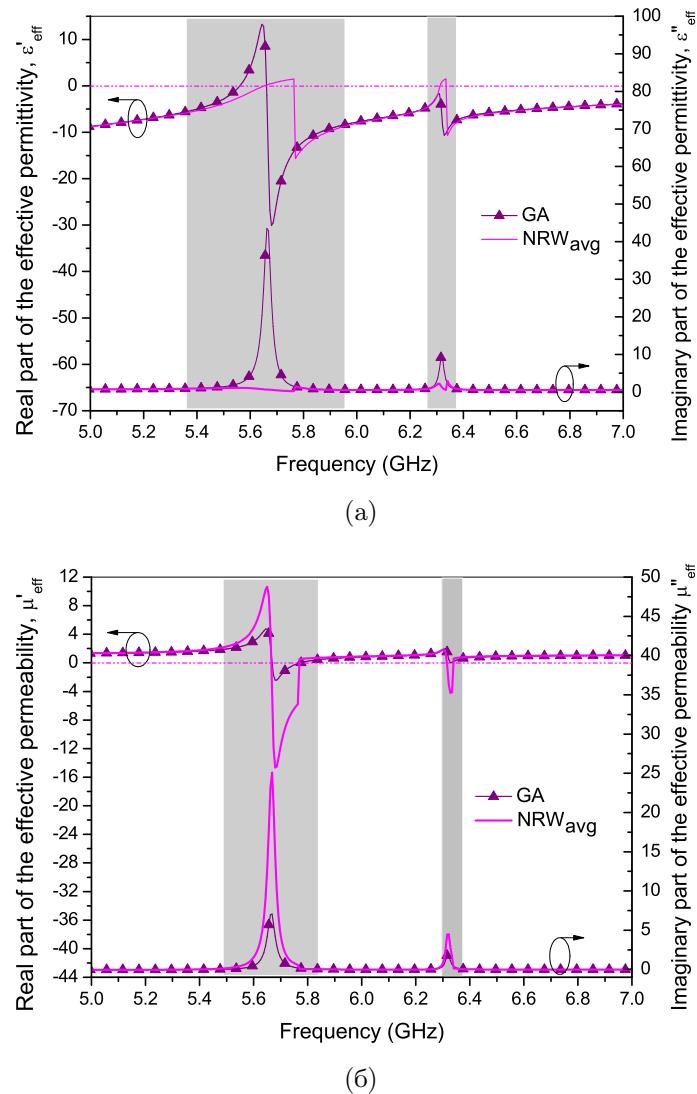
Слика 2.10: Изглед јединичних ћелија које се састоје од АСРР-ова са ивицом која садржи процеп нормалном на воду: (а) горњи процеп ближе воду, (б) горњи процеп даље од вода.



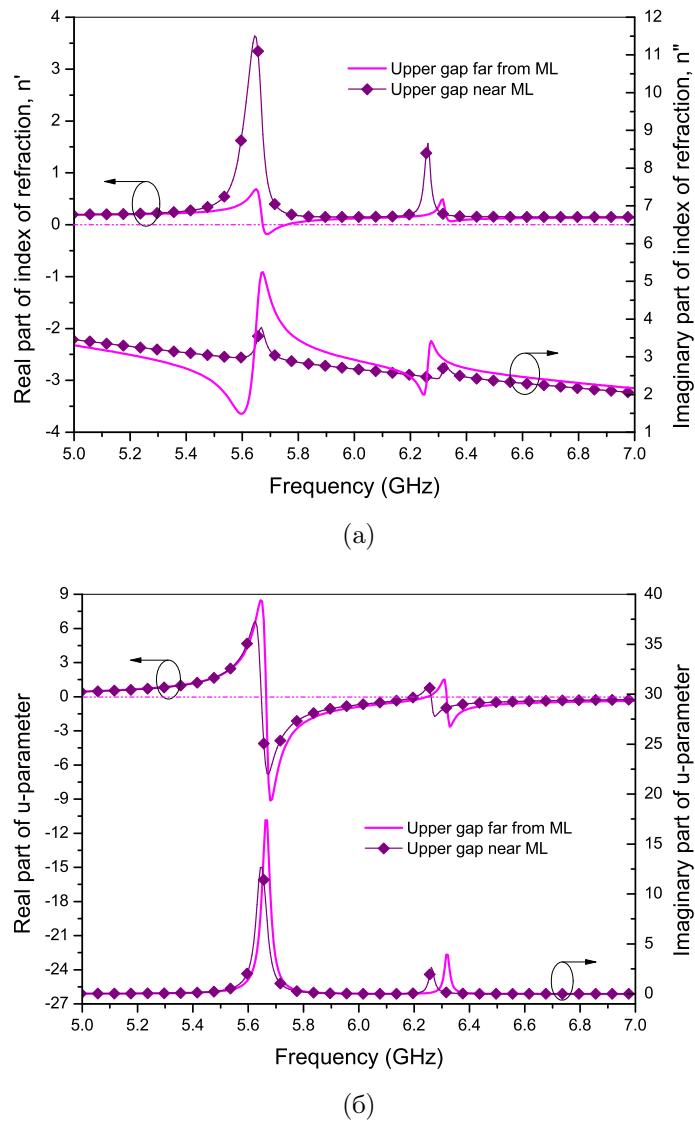
Слика 2.11: Магнитуда S-параметара за јединичне ћелије са нормалним процепом: (а) горњи процеп ближе воду, (б) даље од вода.



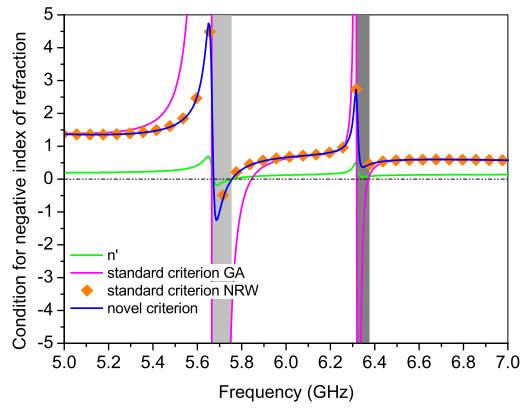
Слика 2.12: Ефективни параметри екстражованы ГП и НРВ<sub>ср</sub> методама за једничне ћелије са горњим процепом ближе воду: (а) пермитивност, (б) пермеабилност. Осенчени правоугаоници означавају зоне у којима две методе дају другачије резултате.



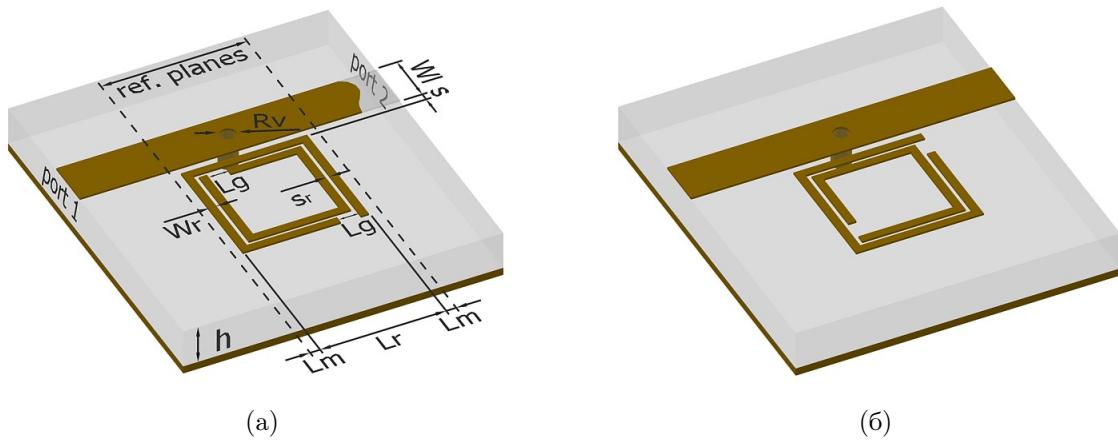
Слика 2.13: Ефективни параметри екстражованы ГП и НРВ<sub>ср</sub> методама за јединичне ћелије са горњим процепом даље од вода: (а) пермитивност, (б) пермеабилиност. Осенчени правоугаоници означавају зоне у којима две методе дају другачије резултате.



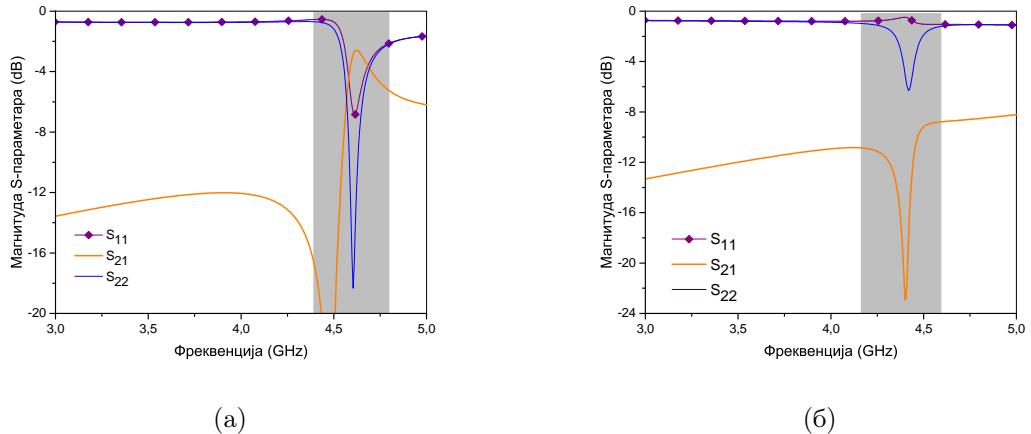
Слика 2.14: Екстражовани индекс преламања (а) и параметар  $u$  (б) за јединичне ћелије са нормалним процепима.



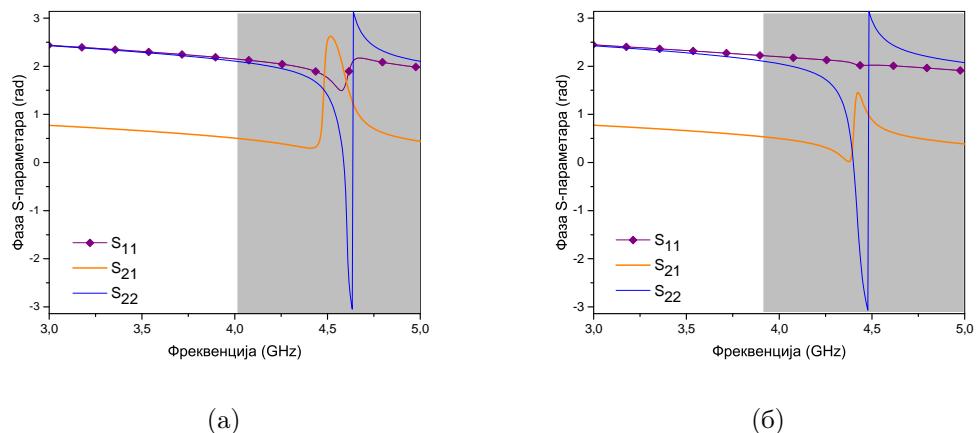
Слика 2.15: Поређење стандардног и новог критеријума за негативни индекс преламања, за ћелију са нормалним процепом даље од вода. Осенчене су зоне где ћелија има асиметрични одзив и два критеријума предвиђају различите опсеге негативних вредности.



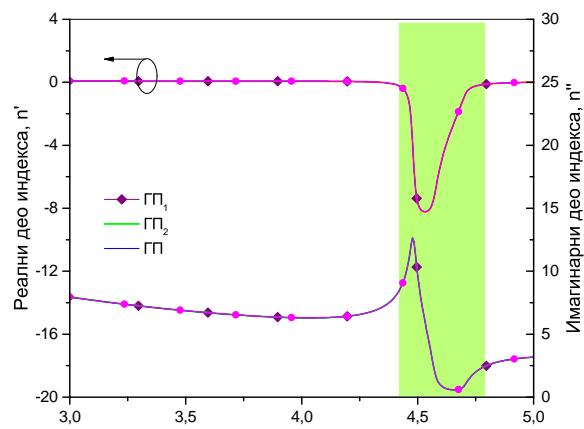
Слика 2.16: Ћелије са ивично спрегнутим CPP-овима: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима. Релевантне димензије:  $h = 1,27 \text{ mm}$ ,  $L_r = 3 \text{ mm}$ ,  $L_g = 0,5 \text{ mm}$ ,  $L_m = 0,25 \text{ mm}$ ,  $W_l = 1,2 \text{ mm}$ ,  $W_r = 0,2 \text{ mm}$ ,  $R_v = 0,5 \text{ mm}$ ,  $s = 0,1 \text{ mm}$ ,  $s_r = 0,1 \text{ mm}$ , и релативна пермитивност супстрата  $\epsilon_r = 10,2$ .



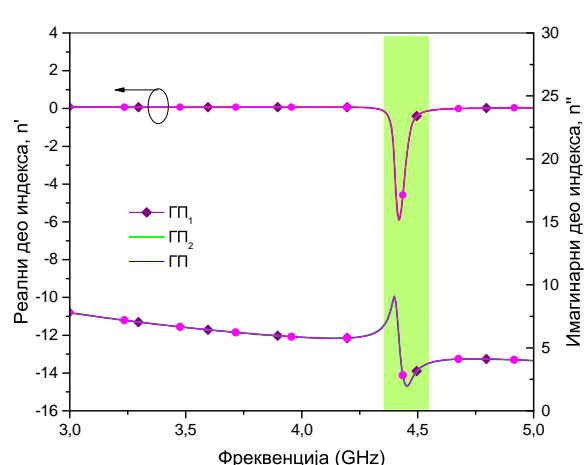
Слика 2.17: Магнитуда  $S$ -параметара: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима. Асиметрија је присутна у осенченим деловима.



Слика 2.18: Фаза  $S$ -параметара: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима. Асиметрија је присутна у осенченим деловима.

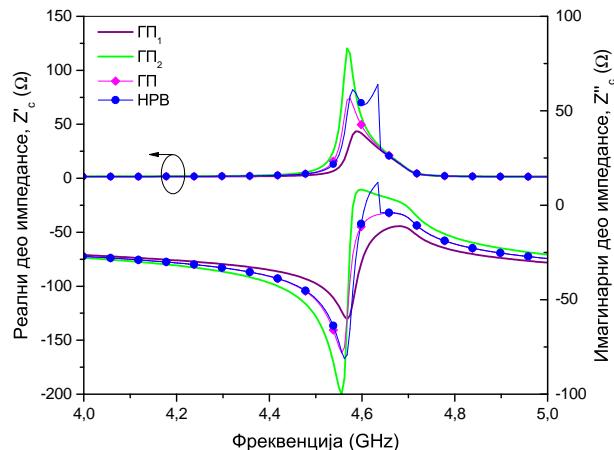


(a)

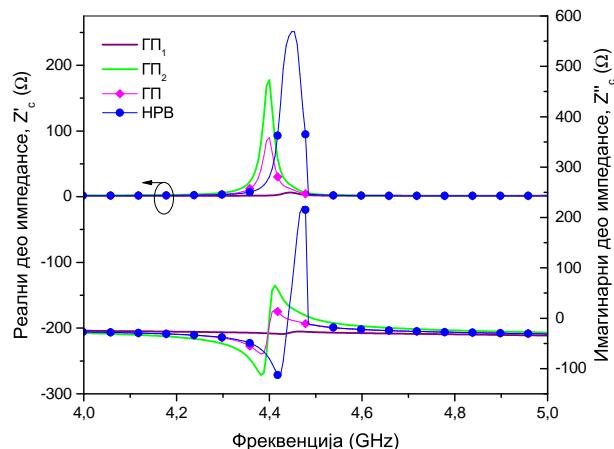


(б)

Слика 2.19: Екстражовани индекс преламања: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима. Осенчени делови означавају зоне са двоструко-негативним параметрима.

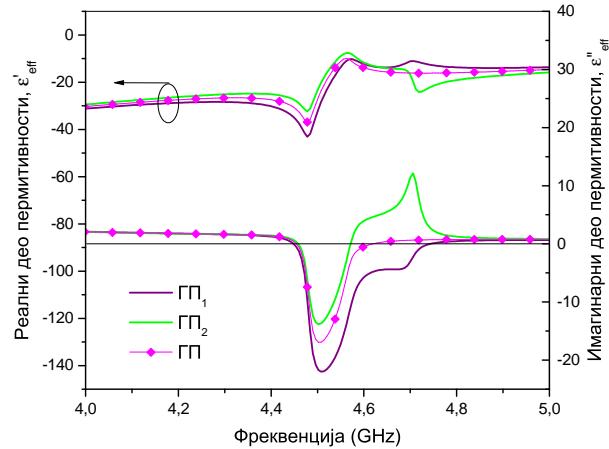


(а)

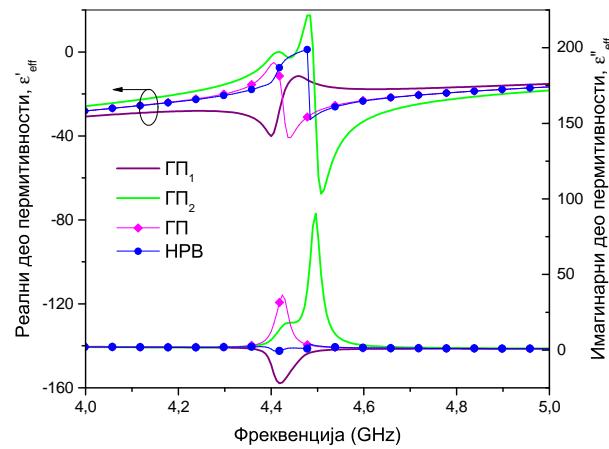


(б)

Слика 2.20: Екстражована карактеристична импеданса: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима.

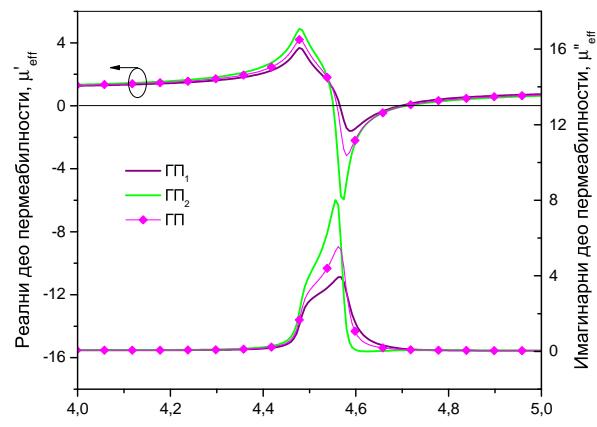


(a)

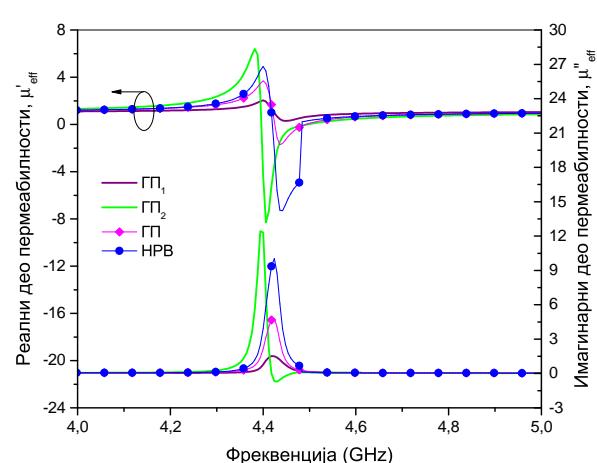


(б)

Слика 2.21: Екстражована ефективна пермитивност: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима.

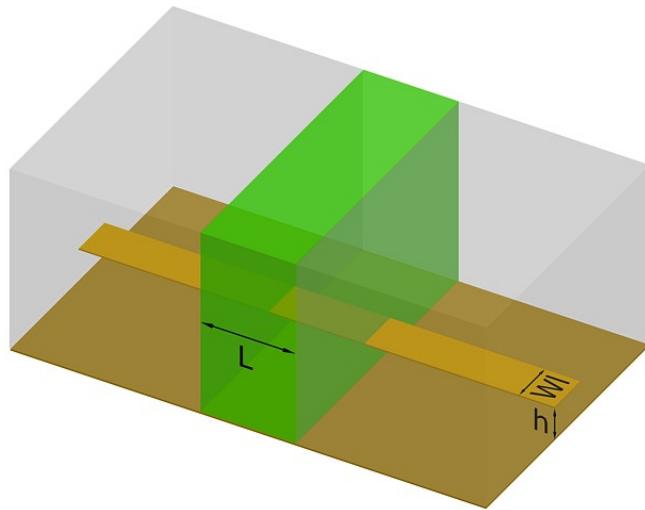


(a)

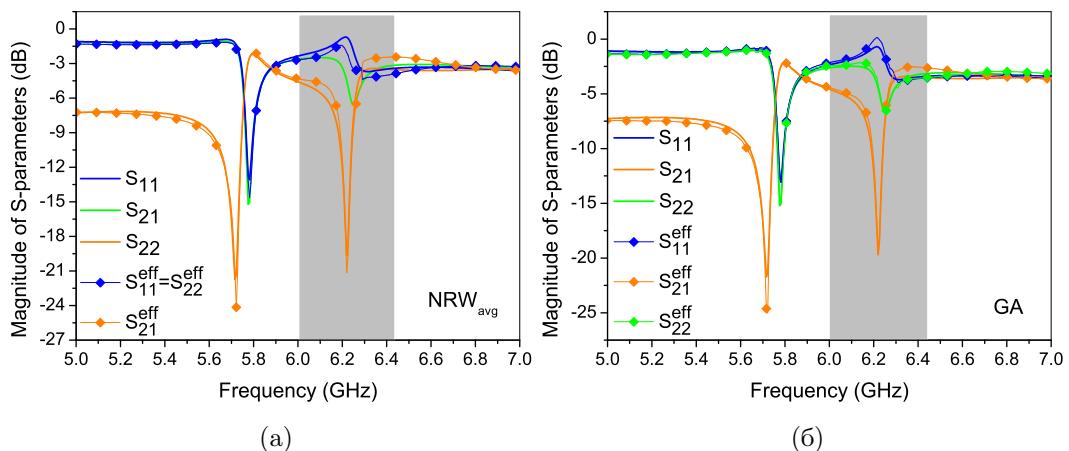


(б)

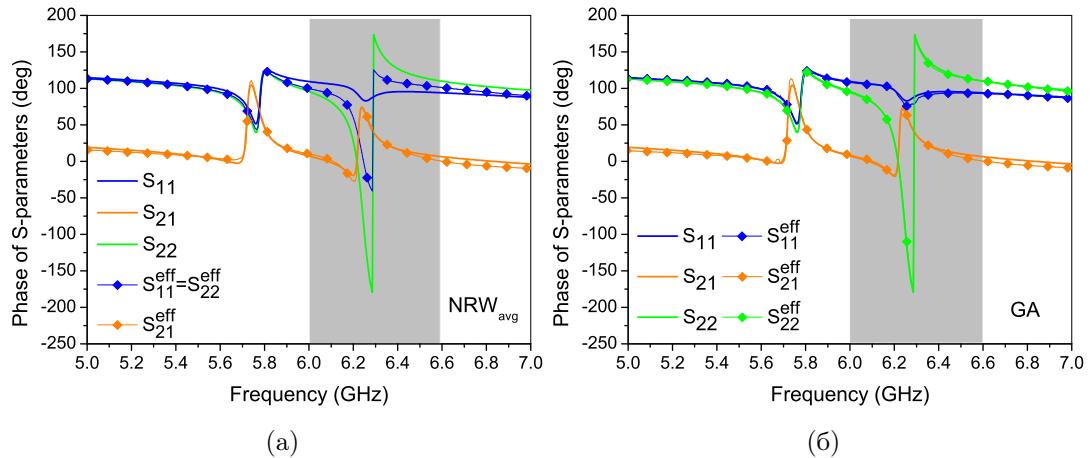
Слика 2.22: Екстражована ефективна пермеабилност: а) CPP са паралелним процепима, б) CPP са нормалним процепима.



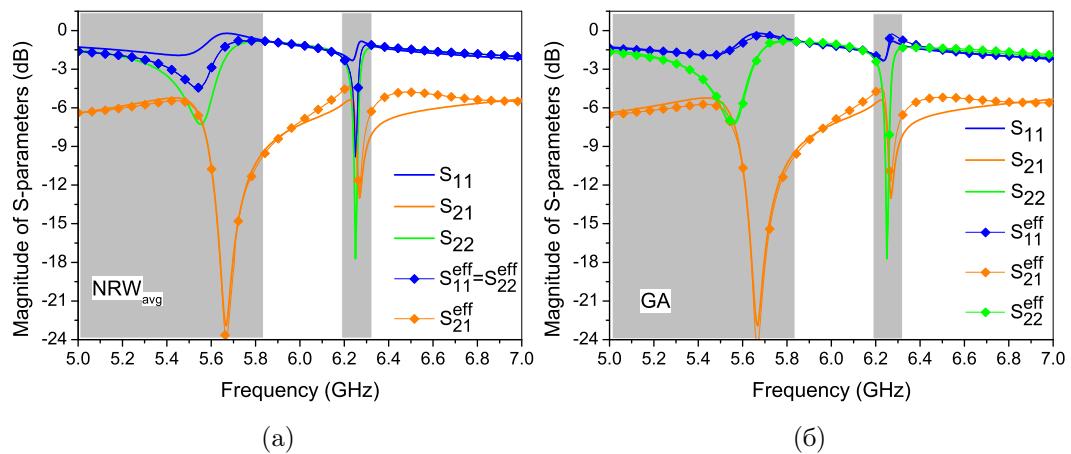
Слика 2.23: Слој ефективног медијума, који одговара асиметричној јединичној ћелији (зелени квадар) и улазни микрострип водови уроњени у ефективни диелектрик (светлосиви [квадри]). Релевантне димензије:  $L = L_r + 2L_m$ ,  $h = h_1 + h_2$ , где су  $L_r$ ,  $L_m$ ,  $h_1$ ,  $h_2$  и  $W_l$  дати на сл. 2.2.



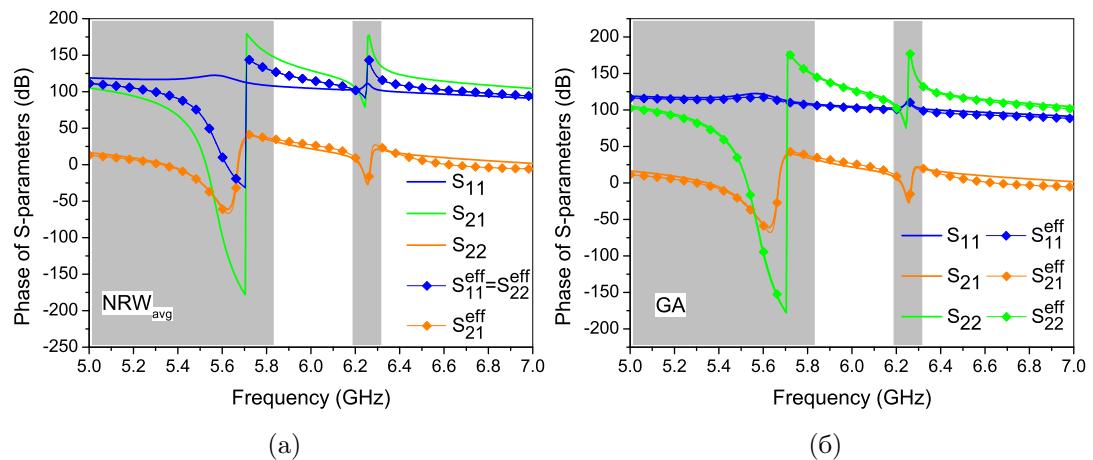
Слика 2.24: Магнитуда  $S$ -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) НРВ<sub>СР</sub> и (б) ГП екстракције. Осенчени делови означавају опсеге у којима се магнитуда  $S_{11}$  и  $S_{22}$  разликује.



Слика 2.25: Фаза  $S$ -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) HPB<sub>CP</sub> и (б) ГП екстракције.



Слика 2.26: 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.



Слика 2.27: Фаза  $S$ -параметара симулираних и реконструисаних коришћењем ефективних параметара: (а) НРВ<sub>СР</sub> и (б) ГП екстракције.

# Глава 3

## Еквивалентне шеме

### 3.1 Увод

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 ових структура. 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 водова оптерећених са двоструким CPP-овима са карактеристикама пропусника и непропусника опсега могу се наћи, нпр. у [22, 47], где је копланарни таласовод (CPW) коришћен као основни вод. Структуре базиране на микрострип воду најчешће укључују спрегу са комплементарним CPP-овима [48] или фракталним и вишеструким комплементарним CPP-овима [49] 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 [50] како би се објаснио одзив пропусника опсега. 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 [51].

Треба приметити да се у свим горепоменутим примерима (са изузетком [50]) 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 водова на бази метаматеријала и сродних компоненти.

У овом поглављу ће се проучавати квадратни CPP-ови спрегнути са микрострип водом, који се налазе у истој равни. Процепи 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. Предложене топологије кола је врло подесна и за јединичне ћелије-пропуснике опсега, зато што се индуктивност вије може лако додати без повећања сложености модела.

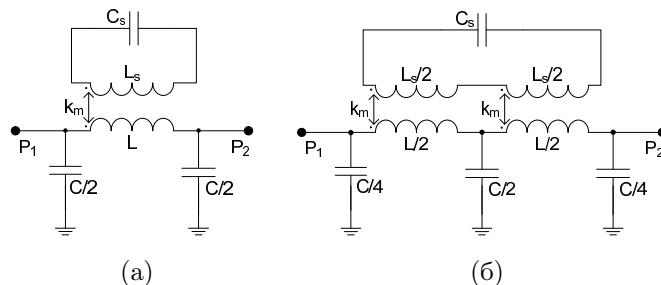
Организација овог поглавља је следећа: секција 2. представља екстракцију параметара кола коришћењем модела спрегнутих водова, како би се добили параметри основног вода спрегнутог са CPP-овима. У секцији 3. се одређују

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 ћелијом, него и за структуре са њиховом каскадом.

Слика 3.1: 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  $\epsilon_r = 10,2$ .

## 3.2 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 [52].



Слика 3.2: Еквивалентна шема микрострип вода оптерећеног са CPP-ом, која има: (a) једну, и (b) две П-ћелије.

Микрострип вод оптерећен CPP-ом са паралелним процепом ближе воду

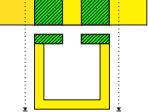
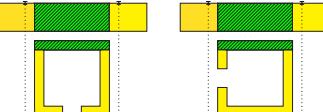
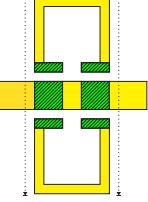
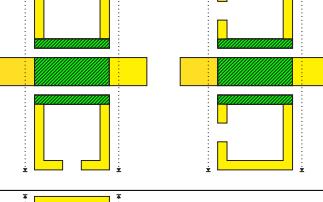
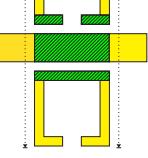
приказан је на сл. 3.1, заједно са релевантним димензијама. Слична структура, али са двоструким CPP-овима, проучавана је у [50], где је предложена еквивалентна шема приказана на сл. 3.2а. Вод је представљен помоћу једне П-ћелије. Овде се предлаже унапређени модел приказан на сл. 3.2б, где је вод представљен помоћу две П-ћелије. Биће демонстрирано да ово коло, које има исти број независних параметара као и претходно, омогућава много боље слагање са симулацијама и мерењима.

Како би се екстраховали параметри  $L$  и  $C$  вода (сл. 3.2), узимајући у обзир спрегу између вода и најближе ивице CPP-а, систем је моделован као секција вишепроводничког вода. Програм LINPAR [53] 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 3.1. У функцији од оријентације CPP-а, микрострип вод је спрегнут са целом ивицом, или два њена дела раздвојена процепом.

У табели 3.1 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.

Табела 3.1: Конфигурације CPP-ова спрегнутих са микрострип водом и екстраховани 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)		$L = 1,5 \text{ nH}$ $C = 0,84 \text{ pF}$ $L_{s1} = 7,97 \text{ nH}$ $L_{s2} = 7,92 \text{ nH}$

### 3.3 Екстракција параметара кола на основу симулираних резултата

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

- CPP са процепом паралелним воду или два CPP-а са паралелним процепима, симетричним у односу на вод,

- 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.

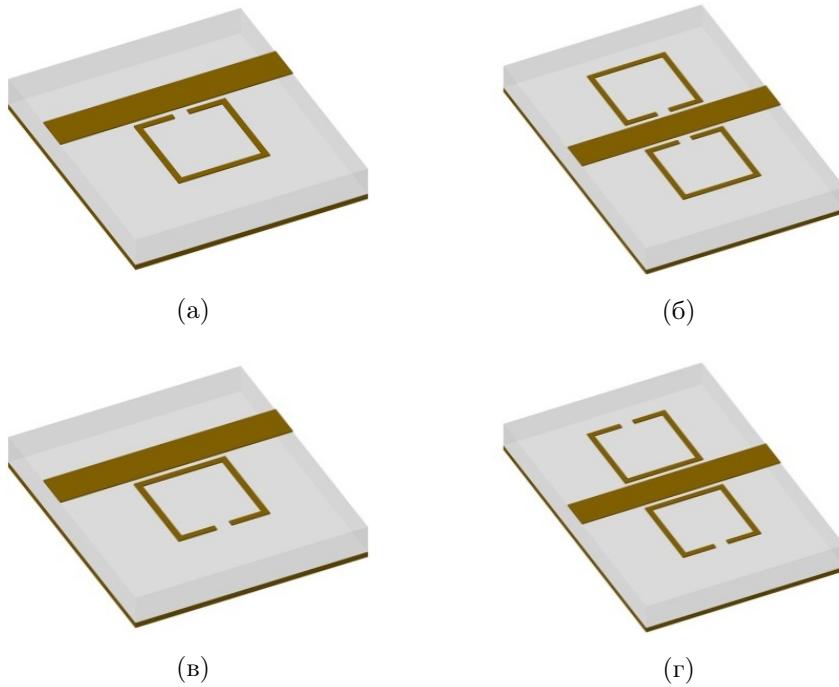
За сваку топологију, могу се извести аналитички изрази за резонантну фреквенцију и фреквенцију минимума рефлексије. Ови изрази ће бити искоришћени за одређивање преосталих параметара (кофицијент магнетне спреге,  $k_m$ , капацитивност CPP-а,  $C_s$ ), полазећи од фреквенција добијених у нумеричким симулацијама. 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. 3.3.3).

### 3.3.1 CPP са процепом паралелним воду

Микрострип водови оптерећени са CPP-овима са паралелним процепом приказани су на сл. 3.3. Параметри еквивалентне шеме  $L$ ,  $C$  и  $L_S$  дати су у табели 3.1 за све конфигурације са сл. 3.3 (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. 3.2б) 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:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_S C_s}} . \quad (3.1)$$



Слика 3.3: 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.

### 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. 3.2. Како би се поједноставило израчунавање, биће примењена Бартлетова бисекциона теорема [54]. Кофицијент  $k_m$  се онда добија као функција  $f_{\min}$ , резонантне фреквенције  $f_r$  и параметара вода  $L$  и  $C$ ,

$$k_m^2 = \left(1 - \frac{\omega_r^2}{\omega_{\min}^2}\right) (1 - a_{1,2}) \quad (3.2)$$

где  $a_1$  одговара колу са једном ћелијом (сл. 3.2a), а  $a_2$  колу са две ћелије (сл. 3.2b). Ови кофицијенти су дати са

$$a_1 = \left[ \frac{L}{C} Y_0^2 + 2b \right]^{-1} \quad (3.3)$$

$$a_2 = \left[ \frac{L}{C} Y_0^2 \left(1 - \frac{b}{2-b}\right) + b \right]^{-1} \quad (3.4)$$

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. 3.3 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 спрете  $k_m$ , (која омогућава слагање фреквенција првог минимума  $S_{11}$  добијених из еквивалентне шеме и симулације), неопходно је да десна страна једначине буде позитивна, што захтева  $a_{1,2} > 1$ .

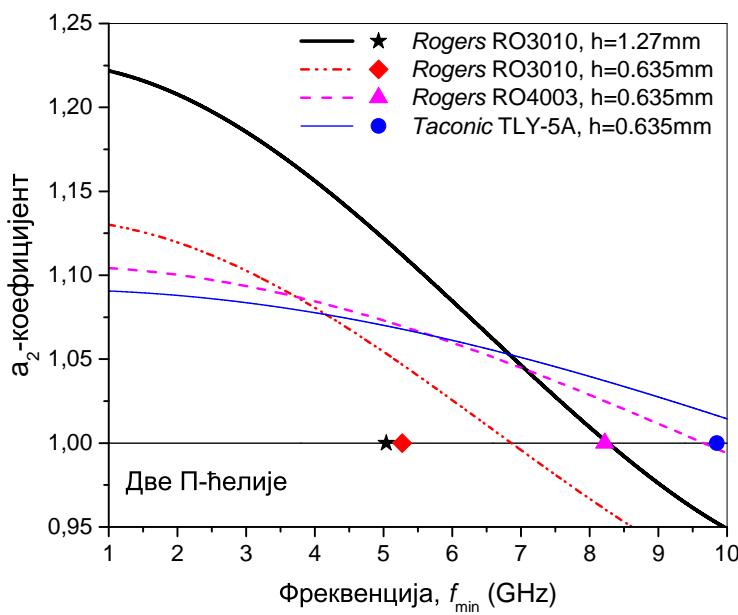
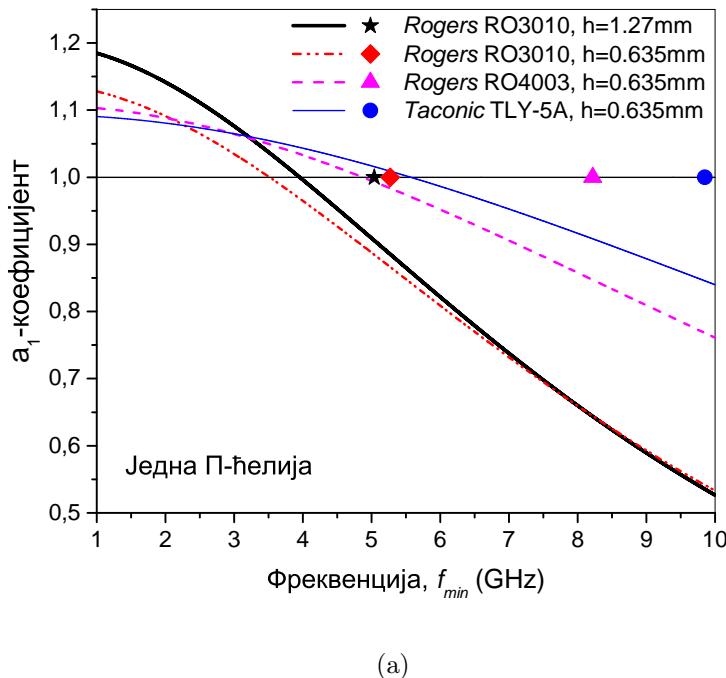
На сл. 3.4а и 3.4б приказано је поређење коефицијената  $a$  израчунатих за шеме са једном и две ћелије, респективно, за CPP спрегнут са 50-омским микрострип водом (сл. 3.3а) на различитим супстратима. На основу позиције минимума  $S_{11}$  (одговарајући маркери), може се видети да услов  $a > 1$  није задовољен ни за један случај са сл. 3.4а. С друге стране, услов је испуњен за све случајеве са сл. 3.4б. 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 параметра вода.

Сл. 3.4а и 3.4б 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 узимање преко вије било присутно, добио би се одзив пропушника 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 [50]. Тада би овде предложена шема била врло слична моделу пријављеном у [47], где је једна ћелија модификована како би се омогућило централно позиционирање индуктивности вије.

### Минимум $S_{11}$ изнад резонансе

Обе еквивалентне шеме са сл. 3.2 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 по-



Слика 3.4: Поређење коефицијената  $a$  за еквивалентну шему са (а) једном (б) две П-ћелије за случај са сл. 3.3а. 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  $a_{1,2} > 1$ .

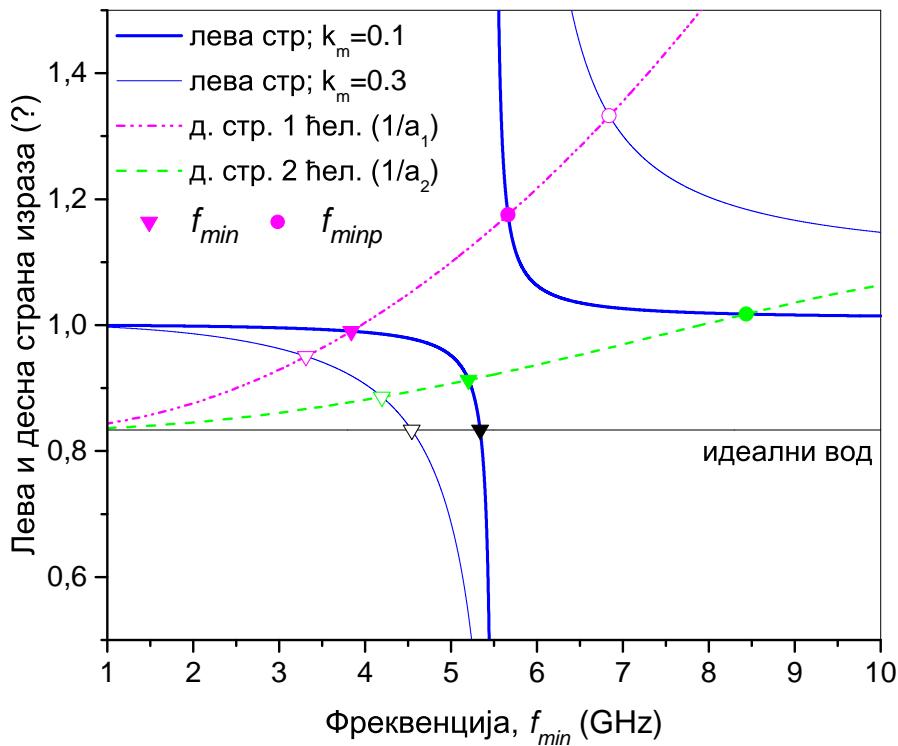
моћу елемената са концентрисаним параметрима. Како би се повећао опсег у коме се еквивалентна шема може користити, неопходно је потиснути овај минимум ка што већим фреквенцијама. Ово се постиже коришћењем шеме са две ћелије.

Како би се разјаснило 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 отворене везе, односно кратког споја у раван симetriје. После преуређења, услов се може преформулисати као

$$\frac{\omega_r^2 - \omega_{\min}^2}{\omega_r^2 - (1 - k_m^2)\omega_{\min}^2} = a_{1,2}^{-1} \quad (3.5)$$

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. 3.5 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. 3.3а). 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



Слика 3.5: График зависности леве (пуне линије) и десне (испрекидане линије) стране израза (5). Тачке пресека представљају минимуме  $S_{11}$  за одговарајуће случајеве.

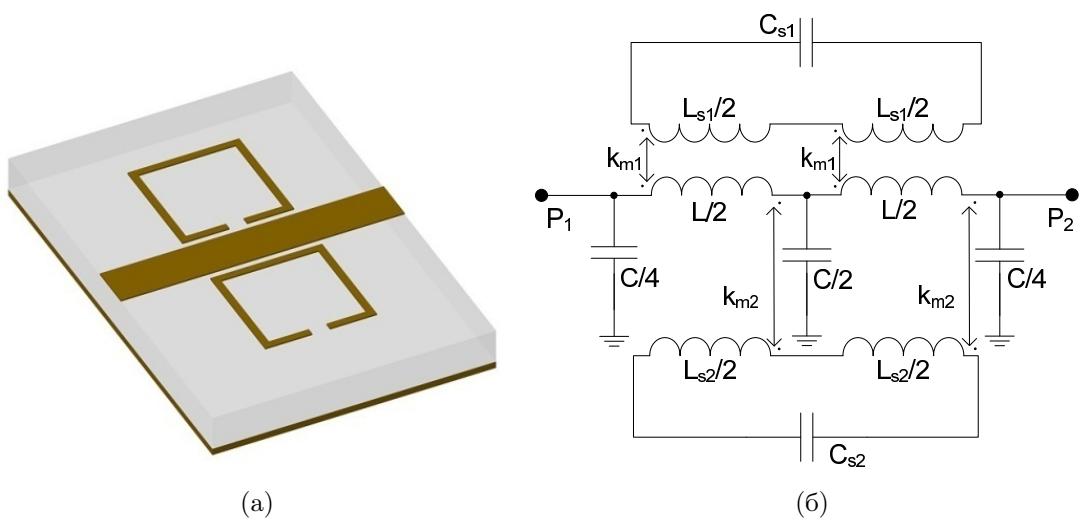
повољнија што се тиче паразитног минимума, који се јавља на много вишим фреквенцијама. Конкретно, за мале вредности коефицијента спреге ( $k_m \sim 0,1$ ), други минимум  $S_{11}$  јавља се одмах иза резонансе CPP-а за коло са једном ћелијом, чиме се драстично смањује његов фреквенцијски опсег.

### Екстравованы параметри еквивалентног кола

Екстравованы параметри за коло са две ћелије (сл. 3.2б) дати су у табели 3.2 за све конфигурације са сл. 3.3. 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.

Табела 3.2: Екстраговани параметри за конфигурације са сл. 3.3.

модел	$f_r$ (GHz)	$f_{\min}$ (GHz)	$C$ (pF)	$C_S$ (pF)	$k_m$
сл. 3.3а	5,47	5,04	0,72	0,107	0,14
сл. 3.3б	5,48	5,14	0,82	0,106	0,167
сл. 3.3в	6,19	4,84	0,74	0,084	0,28
сл. 3.3г	6,14	4,72	0,86	0,088	0,41



Слика 3.6: (а) Микрострип вод спрегнут са два CPP-а са асиметричним процесима и (б) одговарајућа еквивалентна шема.

**3.3.2 Микрострип вод спрегнат 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. 3.6а) има компликованију еквивалентну шему (сл. 3.6б) него у претходном случају. Она је суперпозиција две шеме са сл. 3.2б, зато што CPP-ови имају различите спреге и резонантне фреквенције.

Вредности екстрахованих параметара  $C_{s1} = 0,105 \text{ pF}$  и  $C_{s2} = 0,081 \text{ pF}$  одређене су на основу резонантних фреквенција  $f_{r1}$  и  $f_{r2}$ , добијених симулацијом.

Кофицијент магнетне спреге  $k_{m1,2}$  одређен је применом Бартлетове теореме на коло са сл. 3.6б, на сличан начин као и за сл. 3.2б. Да би се добили  $k_{m1,2}$  треба

решити следећи систем (пошто постоје два минимума  $S_{11}$ ,  $f_{\min 1,2}$ ):

$$\begin{aligned} \frac{\omega_{\min 1}^2}{\omega_{r1}^2 - \omega_{\min 1}^2} k_{m1}^2 + \frac{\omega_{\min 1}^2}{\omega_{r2}^2 - \omega_{\min 1}^2} k_{m2}^2 &= a_2^{(1)} - 1, \\ \frac{\omega_{\min 2}^2}{\omega_{r1}^2 - \omega_{\min 2}^2} k_{m1}^2 + \frac{\omega_{\min 2}^2}{\omega_{r2}^2 - \omega_{\min 2}^2} k_{m2}^2 &= a_2^{(2)} - 1; \end{aligned} \quad (3.6)$$

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:

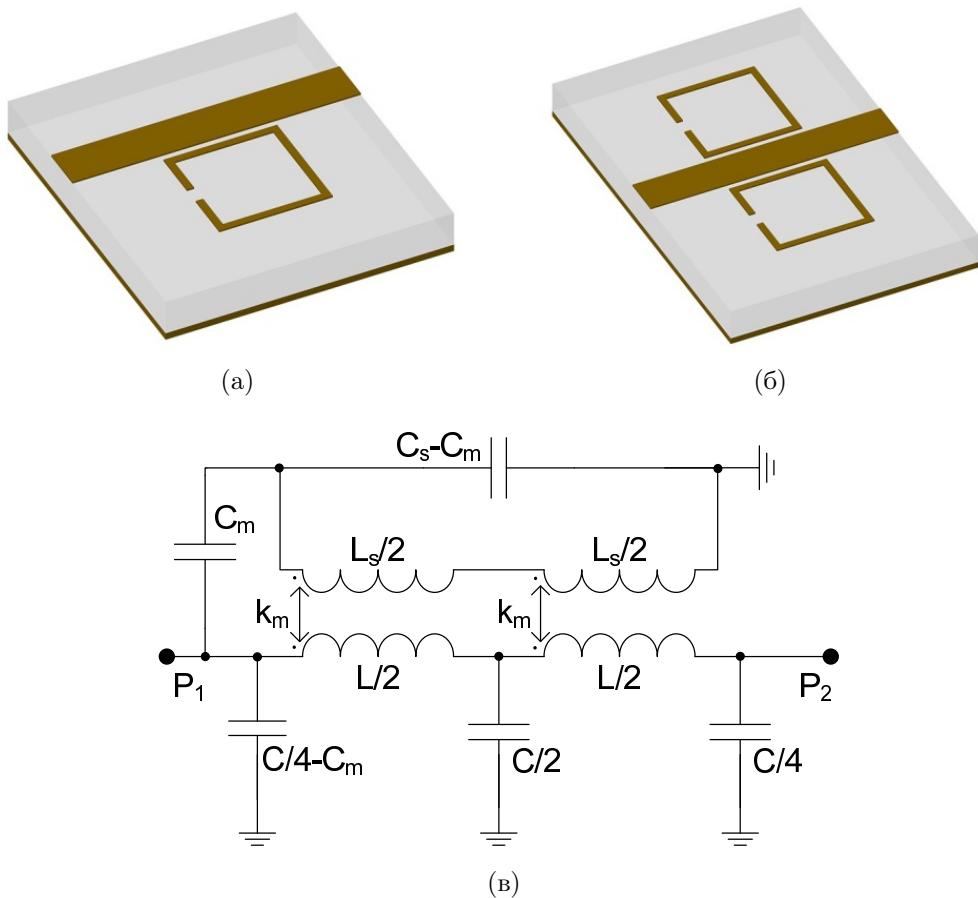
$$k_{m1}^2 = (\omega_{\min 2}^2 - \omega_{r1}^2) \left( \frac{k_{m2}^2}{\omega_{r2}^2 - \omega_{\min 2}^2} - \frac{a_1^{(2)} - 1}{\omega_{\min 2}^2} \right). \quad (3.7)$$

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

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

CPP-ови приказани на сл. 3.7 разликују се од претходних конфигурација, утолико што су заротирани за 90 степени, што значи да цела структура више није симетрична у односу на микрострип вод. У овом случају, електрично поље вода паралелно је у односу на процеп, што узрокује додатну електричну спрегу, укључену у еквивалентну шему приказану на сл. 3.7в.

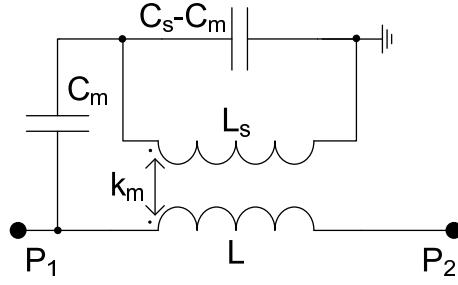
Микрострип вод, оптерећен са једним CPP-ом са нормалним процепом (сл. 3.7а), има исту еквивалентну шему као и два CPP-а симетрично постављена с обе стране (сл. 3.7б), само са различитим вредностима параметара.



Слика 3.7: 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).

Вредности одговарајућих елемената кола  $L$ ,  $C$  и  $L_S$  дате су у табели 3.1 за конфигурације са сл. 3.7. Коефицијент магнетне спреге  $k_m$  за структуре са сл. 3.7а и 3.7б апроксимиране су вредностима добијеним за одговарајуће CPP-ове са процепима паралелним и даље од вода (сл. 3.3в и 3.3г, 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 фреквиенција (односно минимум  $S_{21}$ ), биће коришћена шема са сл. 3.8, на којој су паралелно везани кондензатори уклоњени, у поређењу са сл. 3.7в. Ово значајно олакшава анализу, док је утицај на резонансу занемарљив.



Слика 3.8: Поједностављена шема за рачунање резонантне учестаности.

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

$$\begin{bmatrix} j\omega(1 - L_S/L_m) & 1 \\ \frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S) + j\omega C_m & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1 \\ I_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -j\omega C_m L_S / L_m & 1 - \omega^2 L_m C_m (1/k_m^2 - 1) \\ \frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S) & \frac{L}{L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S(1 - k_m^2)) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_2 \\ I_2 \end{bmatrix}. \quad (3.8)$$

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:

$$\frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S) + j\omega C_m = \frac{j}{\omega L_m}(1 - \omega^2 L_S C_S + \omega^2 L_m C_m) = 0 \quad (3.9)$$

што даје следећу резонантну фреквенцију:

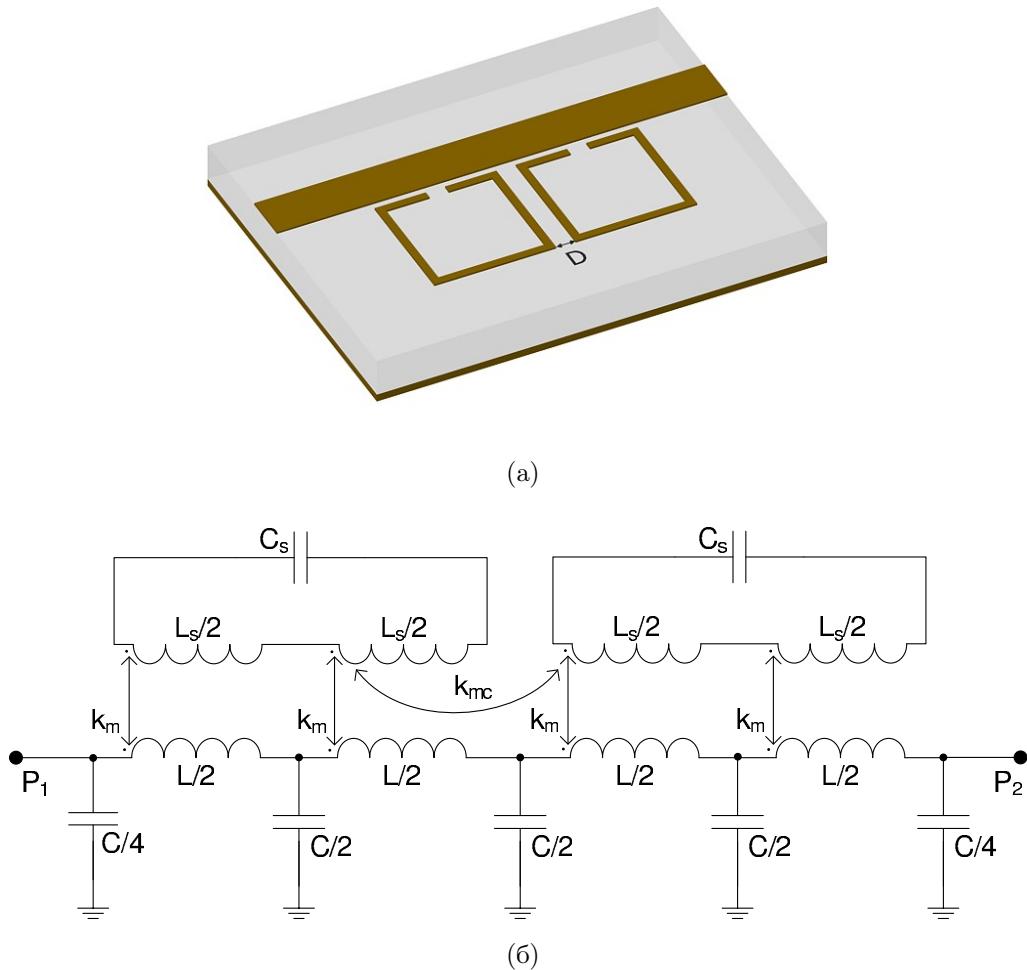
$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_S C_S - L_m C_m}} \quad (3.10)$$

са  $L_m = k_m \sqrt{L L_S}$ . Може се показати да, услед реципрочности ( $S_{12} = S_{21}$ ), матрице на левој и десној страни (3.8) једнаке, али у овом случају је једноставније разматрати ону на левој страни.

Екстраговане вредности елемената кола (табела 3.3) 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 спреге са два CPP-а.

Табела 3.3: Екстражовани параметри за конфигурације са сл. 3.7.

Конфигурације	$f_r$ (GHz)	$C$ (pF)	$C_S$ (pF)	$k_m$	$C_m$ (pF)
сл. 3.7a	5,8	<b>0,74</b>	0,102	<b>0,29</b>	<b>0,055</b>
сл. 3.7б	5,86	<b>0,86</b>	0,108	<b>0,42</b>	<b>0,08</b>



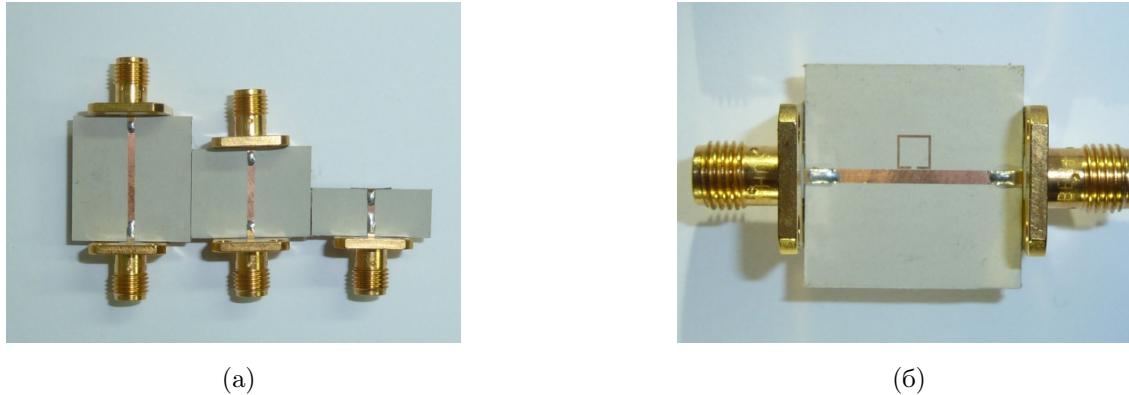
Слика 3.9: (а) Каскадирани CPP-ови (б) одговарајуће еквивалентно коло.

### 3.3.4 Каскадиране структуре

Јединичне ћелије, разматране горе, могу се каскадирати како би се добили филтри са унапређеним опсегом, као што је приказано на сл. 3.9а за CPP-ове са процепом паралелним и близу вода. Ова структуре се моделује еквивалентним колом са сл. 3.9б, са претходно екстражованим параметрима, и додатном спрегом између резонатора, која се одређује из симулације два резонатора, и може се

Табела 3.4: Екстравховани 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

Слика 3.10: (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.

користити за моделовање произволног броја спрегнутих 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 3.4.

### 3.4 Валидација модела и резултати

Како би се валидирали предложени еквивалентни модели и екстракција њивих параметара, биће упоређене магнитуде и фазе  $S$ -параметара добијених мерењем, симулацијама и на основу еквивалентних шема. Симулације су вршene 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 [46], и резултати су деембедованi на референтним равнима, означеним на сл. 3.1. Измерени  $S$ -параметри су такође деембедованi на референтним рав-

нима коришћењем *LRL* (*Line-Reflect-Line*) калибрационог сета приказаног на сл. 3.10а, на анализатору мрежа Anritsu ME7838A. Фабриковани прототип микрострип вода оптерећеног са једним CPP-ом са паралелним процепом ближе воду приказан је на сл. 3.10б.

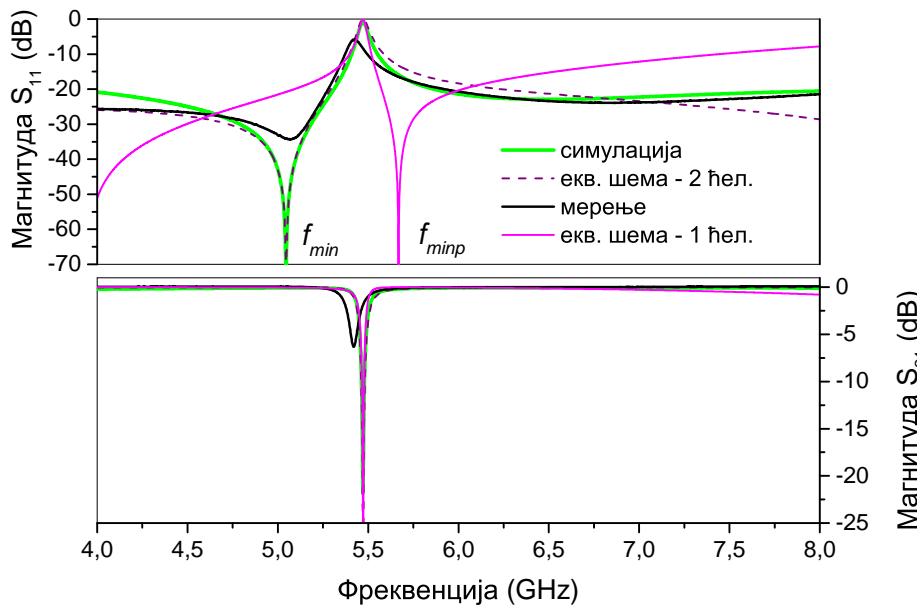
### 3.4.1 CPP-ови са паралелним процепом

Резултати добијени мерењем, симулацијом и анализом помоћу еквивалентне шеме коришћењем две П-ћелије (сл. 3.2б) за структуре са сл. 3.3а и 3.3в приказане су на сл. 3.11 и 3.12, респективно. Резултати се међусобно добро слажу у целом опсегу од 4 до 8 GHz. Мања одступања у магнитуди између еквивалентне шеме и мерења на сл. 3.11 налазе се на kraју 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. 3.5). Насупрот томе, резултати добијени са еквивалентном шемом која користи једну ћелију (сл. 3.2а) показују велико неслагање са симулацијама и мерењима, без обзира на вредност  $k_m$ . За право, 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. 3.11 и  $k_m = 0,23$  за сл. 3.12, за CPP са процепом даље од вода.

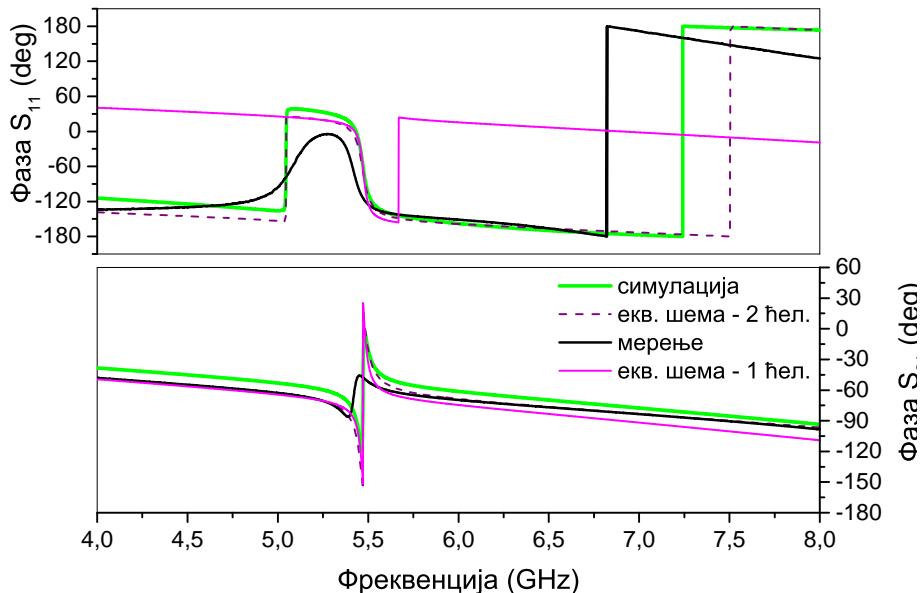
### 3.4.2 Микрострип вод са два CPP-а са асиметричним процепима

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. 3.13. За случај са шеме са две ћелије, може се видети скоро савршено слагање, и у магнитуди и у фази, у целом опсегу од 4 до 8 GHz.

За коло са једном ћелијом, добро поклапање се добија само око другог ми-

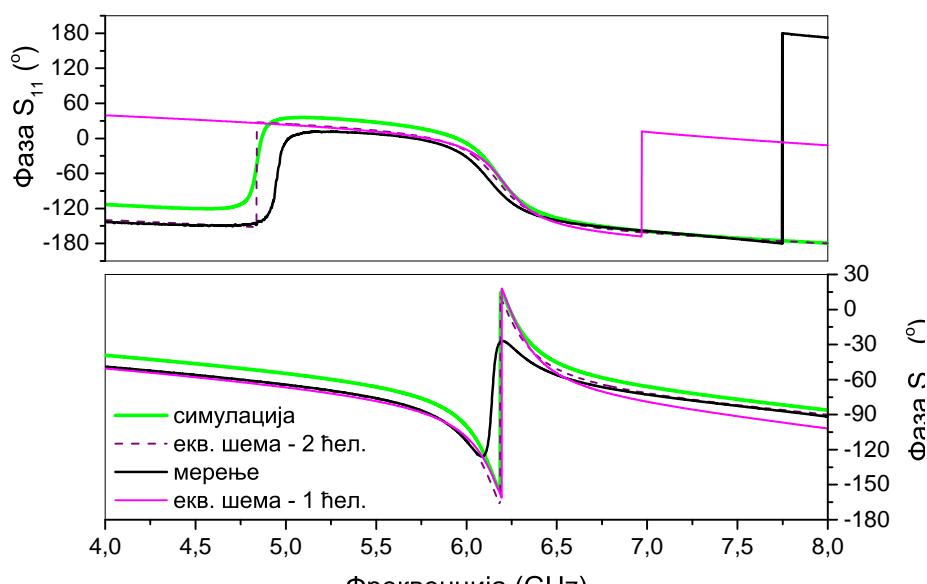
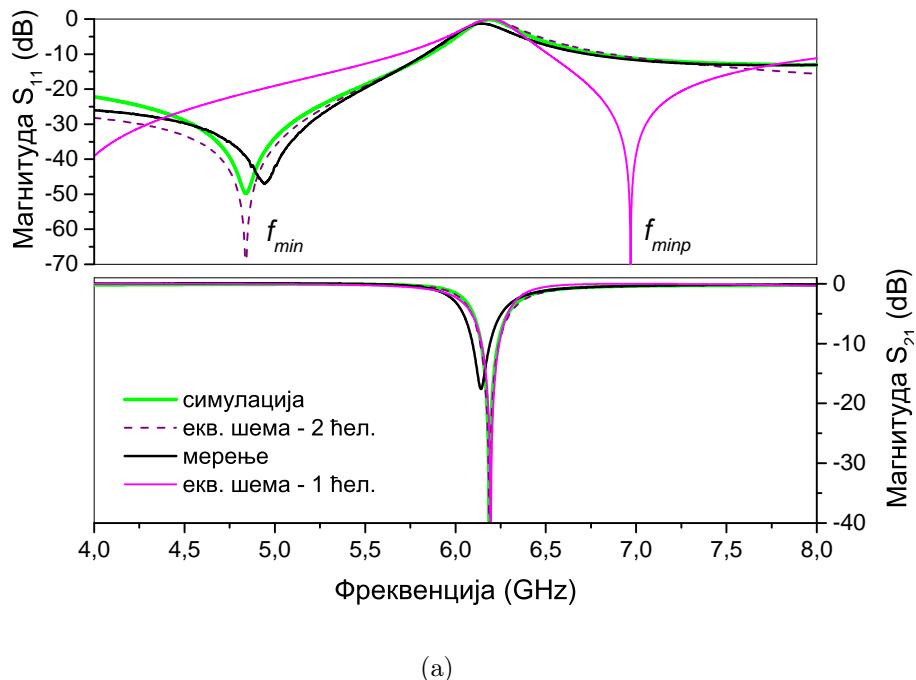


(a)

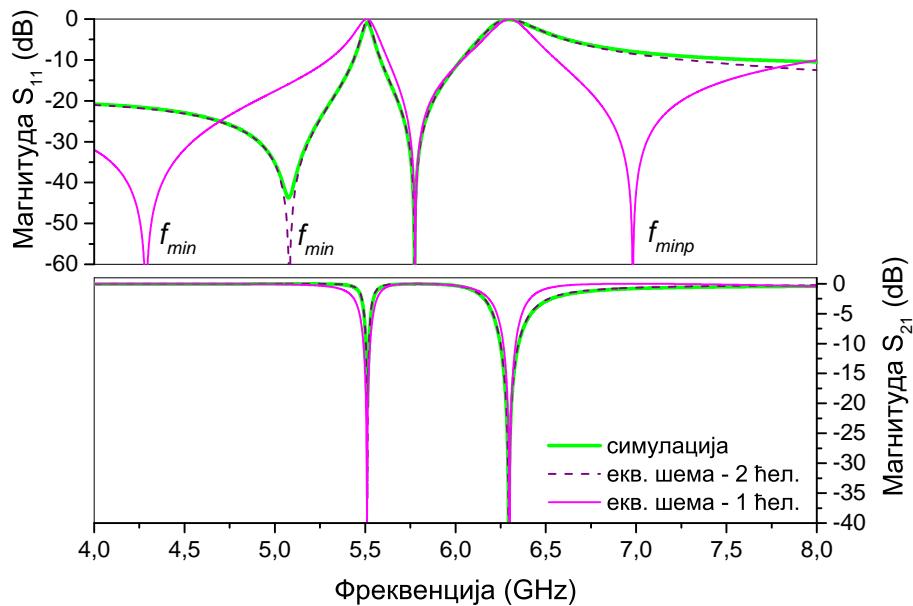


(б)

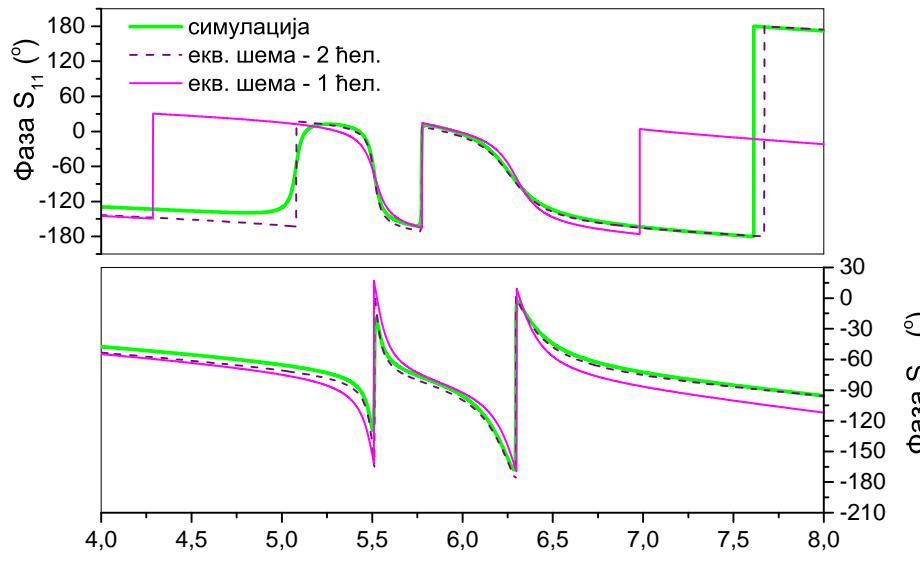
Слика 3.11: Поређење магнитуда (а) и фаза (б) за S-параметре добијене мерењем, симулацијом и на основу еквивалентне шеме са једном и две  $\Pi$ -ћелије за конфигурацију са сл. 3.3а.



Слика 3.12: 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. 3.3в.



(a)



(б)

Слика 3.13: 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. 3.6а.

нимума, 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 3.3.1.

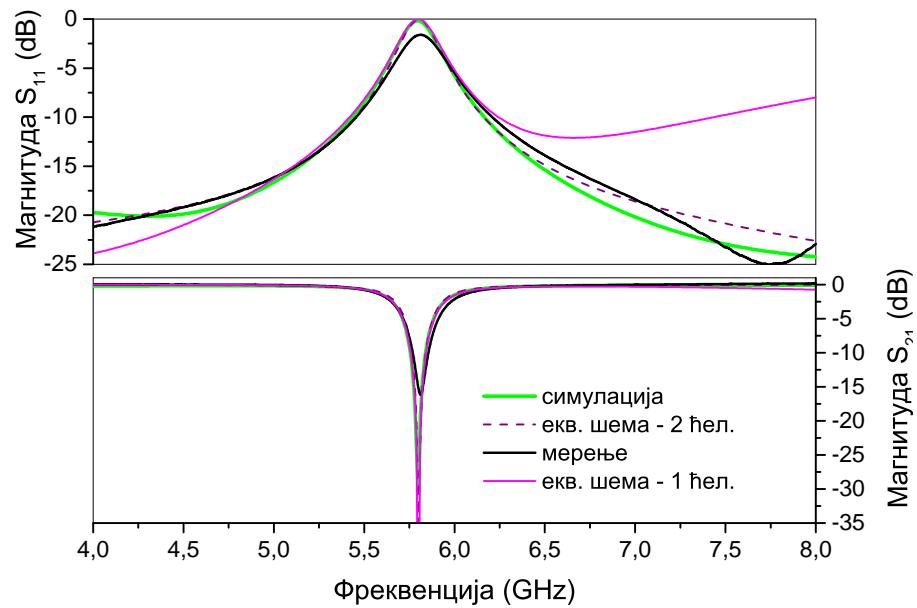
### 3.4.3 CPP-ови са нормалним процепом у односу на вод

Како би се показале предности унапређене шеме (сл. 3.7в) у односу на модел са једном ћелијом за CPP са нормалним процепом (сл. 3.7а), на сл. 3.14 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 понаша много боље него у случајевима са паралелним процепом, али предложена шема са две ћелије је ипак боља у ширем опсегу. Екстравованы параметри за модел са једном ћелијом су  $k_m = 0,28$ ,  $C_m = 0,062$  pF.

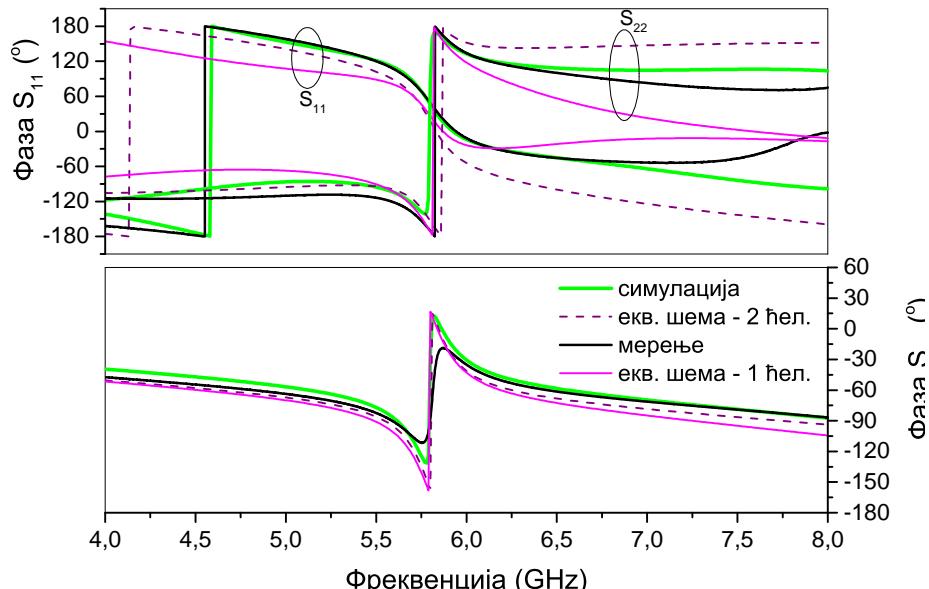
Резултати симулације и анализе помоћу еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 3.7б приказани су на сл. 3.15. Резултати за две ћелије су у веома добром слагању са симулацијом. Модел са једном ћелијом одговара симулацији у ширем опсегу него у случају само једног CPP-а, и слагање је добро до 7,5 GHz. Екстравованы параметри кола за шему са једном ћелијом су  $k_m = 0,39$  и  $C_m = 0,095$  pF.

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

Резултати симулације и еквивалентне шеме са једном и две П-ћелије за конфигурацију са сл. 3.9, за растојање између резонатора  $D = 0,5$  mm, приказани

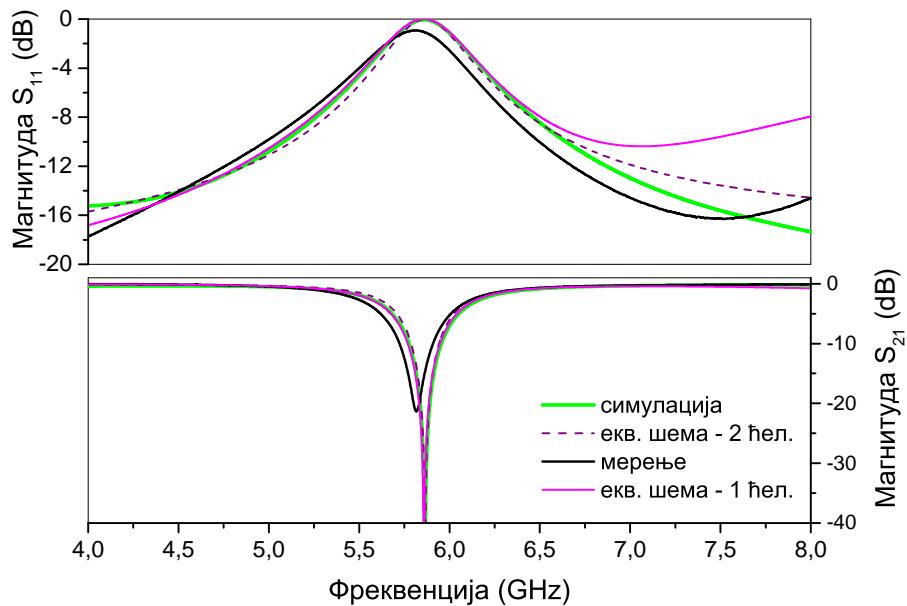


(a)

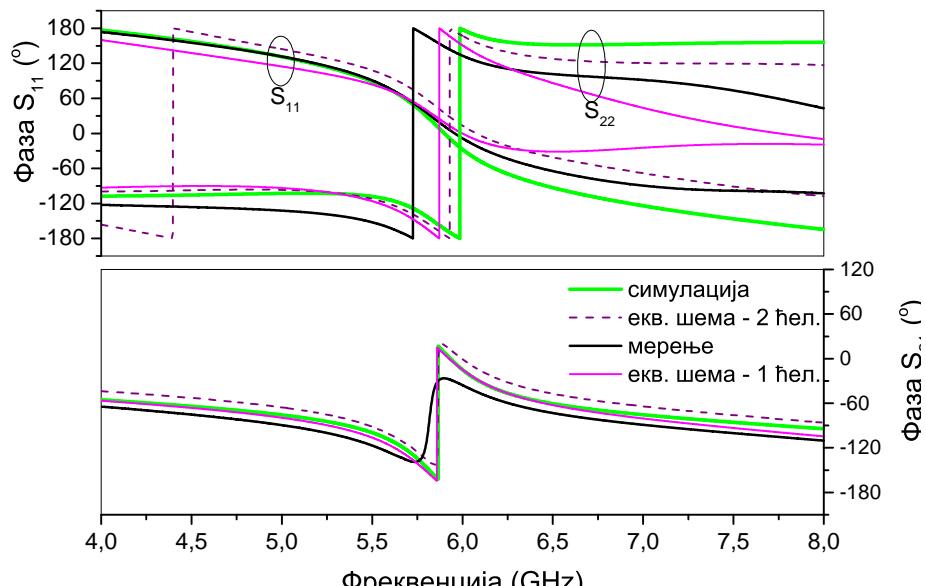


(б)

Слика 3.14: 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. 3.7а.

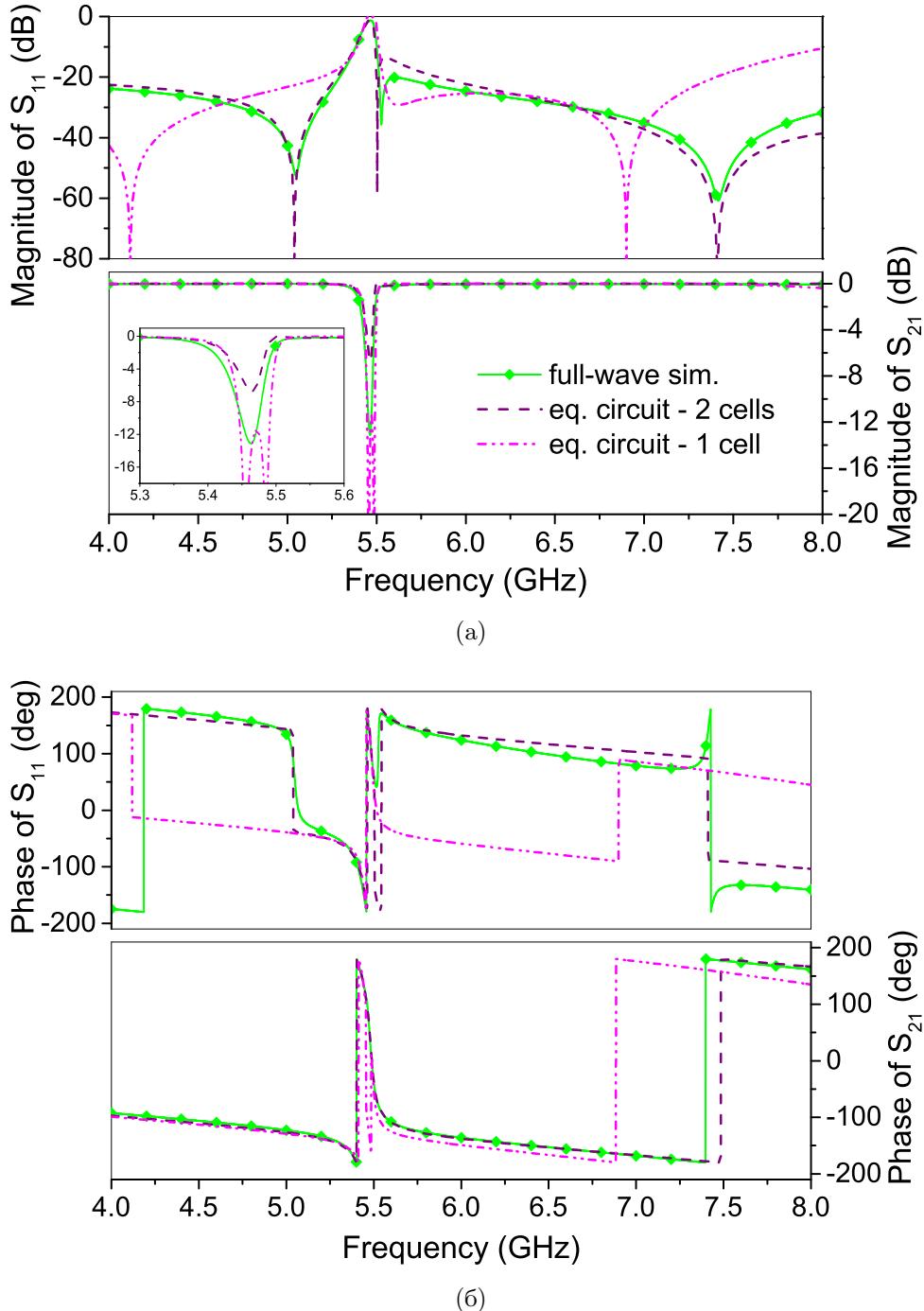


(a)



(б)

Слика 3.15: 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. 3.7б.



Слика 3.16: 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. 3.9, за растојање  $D = 0,5$  mm.

су на сл. 3.16. Веома добро слагање добијено је у целом опсегу од интереса, и у магнитуди и у фази S-параметара, за модел са две  $\Pi$ -ћелије. Насупрот томе, модел са једном  $\Pi$ -ћелијом није у стању да поклопи рефлексију, осим у уском

опсегу око резонансе. Вредности коефицијената спрете добијене су фитовањем, и износе  $k_m = 0,1$  и  $k_{mc} = 0,015$ .

### 3.5 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 спрета 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 воде, 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 добрым 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 магнитуди 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 валидирању помоћу симулације, и веома добро слагање је добијено.

# Глава 4

## Теорија спрегнутих модова

### 4.1 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.

### 4.2 Увод

#### 4.2.1 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 [22, 47, 51, 55]. 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, наспрот 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).

#### 4.2.2 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 [56], *backward-wave* осцилатора [57], као и параметарских појачавача, осцилатора и конвертора фреквенције [58]. Паралелно су се јавиле примене у таласоводима [59, 60], где су касније укључене и периодичне структуре [61].

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 ТСМ дао је Шелкунов, помоћу развоја поља преко модова неспрегнутог система [62]. Једначине ТСМ су еквивалентне Мак-свеловим једначинама уколико модови чине комплетан скуп. У пракси, обично се користи мањи број модова; у том случају једначине ТСМ могу се извести из варијационог принципа, при чему стационарност обезбеђује могућност добре апроксимације [63].

Током седамдесетих година, ТСМ је развијена за оптичке таласоводе [64, 65, 66]. Успешно је примењивана за анализу многих оптоелектронских и фибер

---

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

оптичких уређаја, као што су различити таласоводи и оптичка влакна [67, 68], спрежници [69], ласери [70], 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 [71, 72].

Независна променљива у ТСМ може бити или просторна координата или време; у зависности од тога говоримо о спрезању модова у простору или времену [73]. 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*) [74]. Временска (темпорална) ТСМ није примењивана за проучавање структура на бази метаматеријала у микроталасном опсегу...

### 4.2.3 Хеуристички приступ

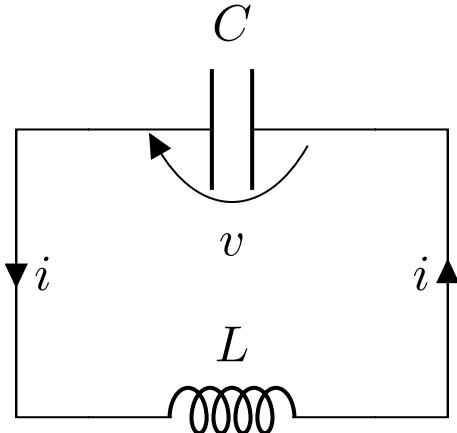
У овој секцији биће изложене основе теорије спрегнутих модова, следећи [73]. Овај приступ није строго формалан, и донекле се заснива на интуитивним аргументима. Међусобни утицаји различитих модова ће се узимати преко линеарних чланова; математички, ово је апроксимација која је оправдана ако је спрега слаба. Претпостављаће се да су сви системи без губитака; уколико је потребно, губици се могу узети у обзир као додатна пертурбација [73].

Прво ће бити размотрено  $LC$  коло као пример изолованог резонатора (сл. 4.1). Напон и струја задовољавају диференцијалне једначине:

$$v = L \frac{di}{dt}; \quad i = -C \frac{dv}{dt}. \quad (4.1)$$

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

$$\alpha = \sqrt{\frac{C}{2}} \left( v + j \sqrt{\frac{L}{C}} i \right), \quad (4.2)$$



Слика 4.1: Резонантно коло.

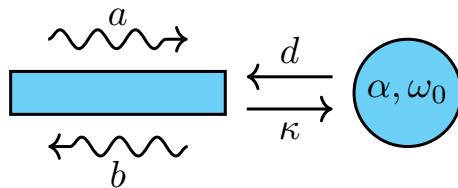
која задовољава диференцијалну једначину првог реда

$$\frac{d\alpha}{dt} = j\omega_0\alpha. \quad (4.3)$$

Нормализација у 4.2 је погодно одабрана тако да квадрат амплитуде  $\alpha$  одговара снази:

$$|\alpha|^2 = \frac{C}{2}|V|^2 = W, \quad (4.4)$$

док фаза одговара тренутној фази осцилација. За комплетан опис, потребно би било увести и променљиву, комплексно-конјуговану у односу на (4.2), али показује се да је њу могуће занемарити. На овај начин је опис резонатора поједностављен.



Слика 4.2: 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. 4.2, где је вод на свом крају спрегнут са резонантним модом. Поље на воду описано је таласним кофицијентима инцидентног,  $a$ , и рефлектираног таласа,  $b$ , према уобичајеној дефиницији за  $S$ -параметре. Математички, једначина (4.3) ће бити модификована на следећи начин

$$\frac{d\alpha}{dt} = j\omega_0\alpha - \gamma\alpha + \kappa a, \quad (4.5)$$

где  $\gamma$  представља кофицијент слабљења, а  $\kappa$  кофицијент спрете инцидентног таласа и резонантног мода. За побуду константне фреквенције  $\omega$ , решење (4.5) гласи:

$$\alpha = \frac{\kappa a}{j(\omega - \omega_0) + \gamma}. \quad (4.6)$$

С друге стране, рефлектовани талас на воду износиће

$$b = S_{11}^{(0)}a + d\alpha, \quad (4.7)$$

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

$$\kappa = d, \quad \gamma = \frac{1}{2}|d|^2. \quad (4.8)$$

Комбиновањем (4.6) и (4.7) лако се добија израз за модификовани кофицијент рефлексије услед присуства резонатора:

$$S_{11} = \frac{b}{a} = S_{11}^{(0)} + \frac{d}{j(\omega - \omega_0) + |d|^2/2}. \quad (4.9)$$

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

$$\frac{d\alpha_1}{dt} = j\omega_1\alpha_1 + \kappa_{12}\alpha_2, \quad (4.10)$$

$$\frac{d\alpha_2}{dt} = j\omega_2\alpha_2 + \kappa_{21}\alpha_1, \quad (4.11)$$

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

Изразе (4.3)–(4.11) могуће је генералисати на случај  $n$  (потенцијално спрегнутих) резонатора и  $m$  улазно/излазних таласних портова

$$\frac{\partial}{\partial t} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix} = (j\Omega - \Gamma) \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix} + \mathbf{D}^T \begin{bmatrix} a_1 \\ \dots \\ a_m \end{bmatrix} \quad (4.12)$$

за резонаторе, и

$$\begin{bmatrix} b_1 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix} = \mathbf{S}^{(0)} \begin{bmatrix} a_1 \\ \vdots \\ a_m \end{bmatrix} + \mathbf{D} \begin{bmatrix} \alpha_1 \\ \vdots \\ \alpha_n \end{bmatrix}; \quad (4.13)$$

за рефлексоване таласе, где су

$$\Omega = \begin{bmatrix} \omega_1 & \dots & \kappa_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \kappa_{1n}^* & \dots & \omega_n \end{bmatrix}; \quad \mathbf{D} = \begin{bmatrix} d_{11} & \dots & d_{1m} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ d_{n1} & \dots & d_{nm} \end{bmatrix}; \quad \Gamma = \frac{1}{2}\mathbf{D}^\dagger \mathbf{D}; \quad (4.14)$$

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

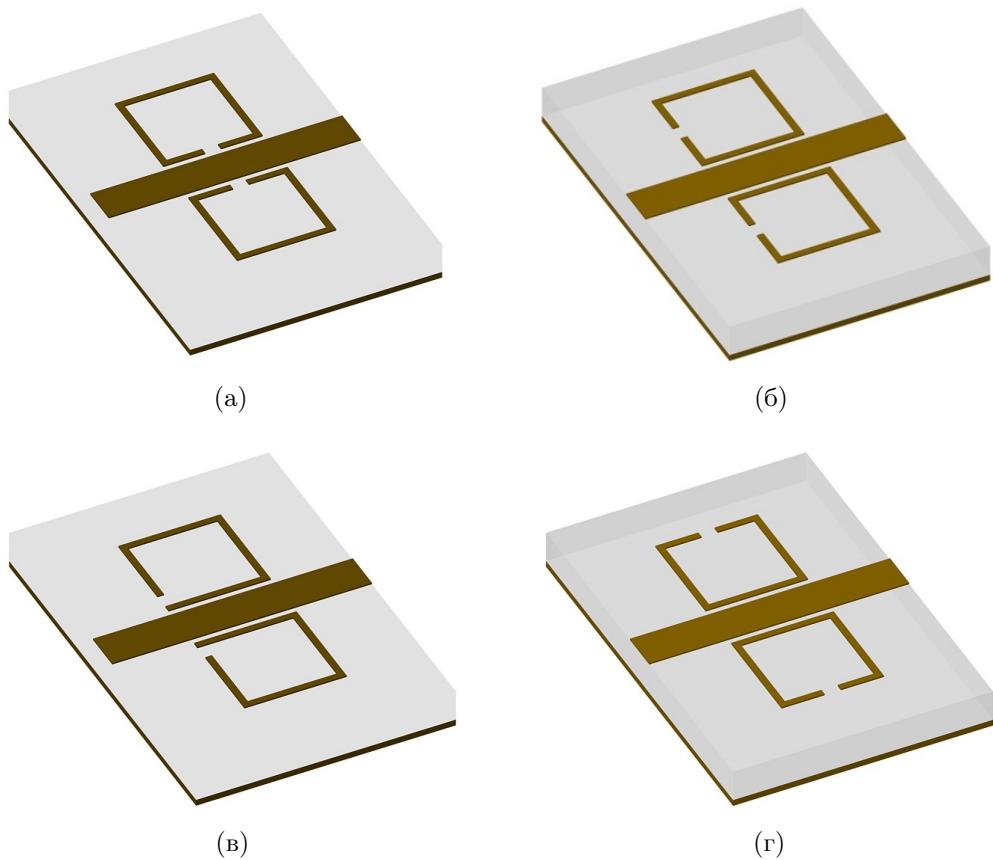
$$\mathbf{S}^{(0)} \mathbf{D}^* = -\mathbf{D}, \quad (4.15)$$

помоћу које је могуће одредити фазе елемената матрице  $\mathbf{D}$  [72].

## 4.3 Примена

### 4.3.1 Антисиметрични сплит рингови

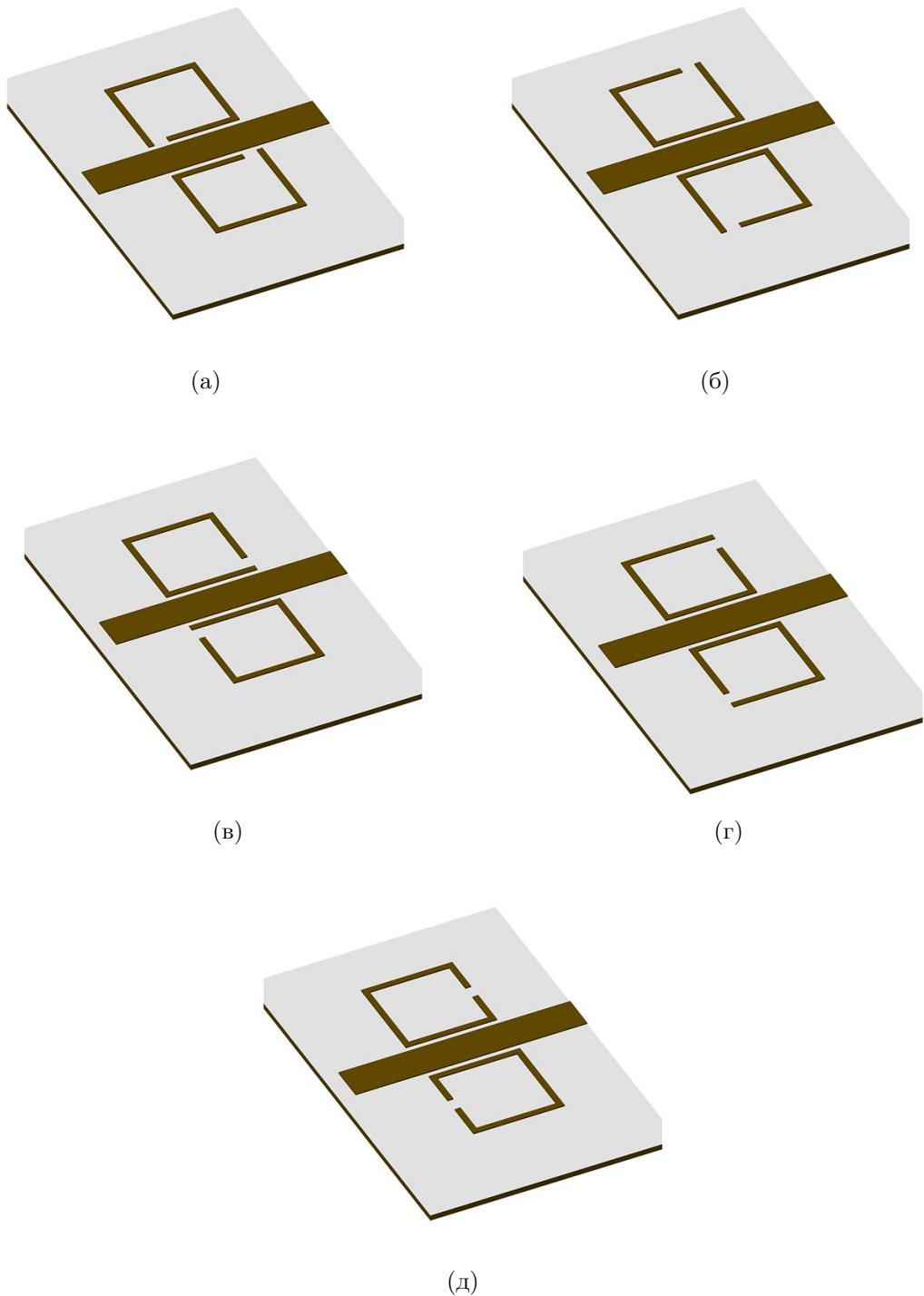
Микрострип водови, оптерећени са CPP резонаторима са варијабилним положајем процепа, приказани су на сл. 4.3-4.4. У општем случају, постојаће спрега између два CPP-а, на основу чега се очекују две резонансе у спектру, услед цепања(?). Геометрије на сл. 4.3 поседују рефлексиону симетрију у односу на раван, 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 [55]. С друге стране, геометрије на сл. 4.4, које



Слика 4.3: Микрострип вод спрегнут са два CPP-а у симетричној конфигурацији.

ћемо називати *антисиметричним*, не поседују раван симетрије; уместо тога, симетричне су у односу на ротацију од  $180^\circ$  око централне тачке. У наставку ће TCM и анализа помоћу еквивалентне шеме бити примењена на структуре са сл. 4.4.

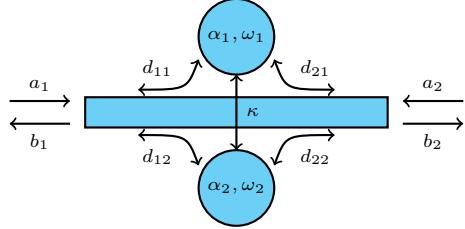
Оно што антисиметричне структуре чини занимљивим јесте да испољавају мешовиту (електричну и магнетну) спрегу CPP-ова са водом, као и незанемарљиву спрегу између самих прстенова, а притом су електрично симетричне, због чега је могуће поједностављено их анализирати преко парне и непарне побуде. За разлику 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 [75, 76, 77].



Слика 4.4: Микрострип вод спрегнут са два CPP-а у антисиметричној конфигурацији.

#### 4.3.2 Анализа помоћу ТСМ

Шематски приказ геометрија са сл. 4.3–4.4, у контексту ТСМ, дат је на сл. 4.5. Систем се састоји од два резонатора и поседује два улазно/излазна



Слика 4.5: Вод бочно спрегнут са два резонатора.

порта, због чега димензије матрица  $\mathbf{D}$ ,  $\mathbf{S}$  и  $\boldsymbol{\Omega}$ , дефинисаних у (4.14), износе  $2 \times 2$ . Узимајући у обзир ротациону симетрију система, може се закључити да ове матрице имају следећи облик:

$$\mathbf{S}^{(0)} = \begin{bmatrix} S_{11}^{(0)} & S_{21}^{(0)} \\ S_{21}^{(0)} & S_{11}^{(0)} \end{bmatrix}, \quad \mathbf{D} = \begin{bmatrix} d_1 & d_2 \\ d_2 & d_1 \end{bmatrix}, \quad \boldsymbol{\Omega} = \begin{bmatrix} \omega_0 & -\kappa \\ -\kappa & \omega_0 \end{bmatrix}, \quad (4.16)$$

при чему  $\kappa \in \mathbb{R}$  у овом случају. У усталјеном режиму побуде, после замене (4.12) и (4.16) у (4.13), лако се добија решење за укупну трансмисију кроз систем:

$$S_{21} = S_{21}^{(0)} + \frac{(d_1 + d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 - \kappa) + |d_1 + d_2|^2} - \frac{(d_1 - d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 + \kappa) + |d_1 - d_2|^2}, \quad (4.17)$$

и за рефлексију:

$$S_{11} = S_{11}^{(0)} + \frac{(d_1 + d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 - \kappa) + |d_1 + d_2|^2} + \frac{(d_1 - d_2)^2}{2j(\omega - \omega_0 + \kappa) + |d_1 - d_2|^2}. \quad (4.18)$$

У изразима (4.17)-(4.18), 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:

$$Q_{\pm} = \omega_{\pm}/\gamma_{\pm}, \quad \gamma_{\pm} = |d_1 \pm d_2|^2 \quad (4.19)$$

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

### 4.3.3 Анализа помоћу еквивалентне шеме

Еквивалентна шема за антисиметричну геометрију (сл. 4.4) приказана је на сл. 4.6. Укључује електричну и магнетну спрегу СРР-ова са водом, као

Табела 4.1: 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

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

Шема са сл. 4.6 је електрично симетрична, због чега је погодно анализирати је преко парне/непарне побуде [78]. 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.

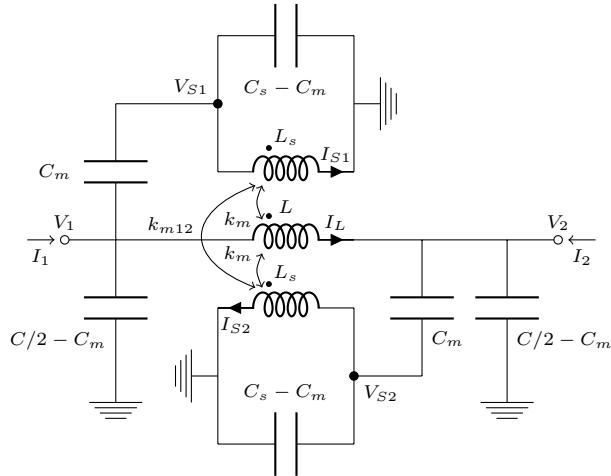
На почетку приметимо да сви одзиви у колу представљају билинеарне функције улазних параметара, нпр.

$$I_{S1} = \mathcal{L}_{I_{S1}}(V_1, V_2) = -\mathcal{L}_{I_{S1}}(-V_1, -V_2). \quad (4.20)$$

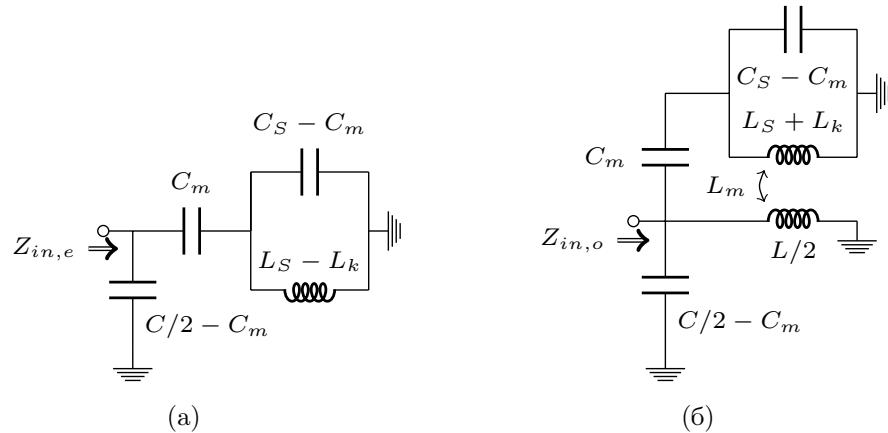
Услед антисиметрије, следећа релација мора важити (за референтне смерове са сл. 4.6):

$$I_{S2} = \mathcal{L}_{I_{S2}}(V_1, V_2) = \mathcal{L}_{I_{S1}}(V_2, V_1). \quad (4.21)$$

Коришћењем (4.20) и (4.21), могуће је одредити релације за одзиве у колу, при парној и непарној побуди, и оне су сумиране у табели 4.1. На основу тога, могуће је одредити поједностављена кола за парну и непарну екситацију, која су приказана на сл. 4.7. На основу њих можемо израчунати парну и непарну



Слика 4.6: Еквивалентна шема за структуре са сл. 4.4.

Слика 4.7: Еквивалентна шема за (а) парну и (б) непарну побуду ( $L_k = k_{m12}L_S$ ).

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

$$\begin{aligned}
 y_e &= y_e^{\Pi} + \frac{j}{2\omega_{LC}} \frac{\omega}{\omega_e^2} \frac{2\gamma_e^2}{1 - \omega^2/\omega_e^2}, \\
 y_e^{\Pi} &= \frac{j}{2\omega_{LC}} \frac{\omega}{\omega_e^2} (1 - 2k_e^2), \\
 y_o &= y_o^{\Pi} + \frac{j}{2\omega_{LC}} \frac{\omega}{\omega_o^2} \frac{2\gamma_o^2}{1 - \omega^2/\omega_o^2}, \\
 y_o^{\Pi} &= \frac{j}{2\omega_{LC}} \frac{\omega}{\omega_o^2} (1 - 2k_e^2) - 2j \frac{\omega_{LC}}{\omega}.
 \end{aligned} \tag{4.22}$$

где је

$$\begin{aligned}\gamma_e &= k_e, \\ \gamma_o &= 2\omega_{LC}\sqrt{L_S C_S}k_m - k_e, \\ \omega_e &= 1/\sqrt{L_S C_S(1 - k_{m12})}, \\ \omega_o &= 1/\sqrt{L_S C_S(1 + k_{m12} - 2k_m^2)}, \\ \omega_{LC} &= 1/\sqrt{LC}.\end{aligned}\tag{4.23}$$

У (4.22) раздвојени су нерезонантни делови адмитанси преко чланова  $y_{e,o}^\Pi$ . Они представљају парну и непарну адмитансу само  $\Pi$ -ћелије на. 4.6, односно потичу само од вода.<sup>2</sup> Ова нотација ће олакшати поређење са резултатима ТСМ, као што ће се видети касније. Према [78], коефицијент трансмисије,  $S_{21}$ , износи:

$$\begin{aligned}S_{21} &= \frac{1}{2}(S_{11,e} - S_{11,o}) \\ &= \frac{1}{2} \left( \frac{1 - y_e}{1 + y_e} - \frac{1 - y_o}{1 + y_o} \right).\end{aligned}\tag{4.24}$$

Нерезонантни део трансмисије може се изразити преко чланова  $y_{e,o}^\Pi$  (4.22):

$$S_{21}^\Pi = \frac{1}{2} (S_{11e}^\Pi - S_{11o}^\Pi), \quad S_{11e,o}^\Pi = \frac{1 - y_{e,o}^\Pi}{1 + y_{e,o}^\Pi},\tag{4.25}$$

Што је еквивалентно матрици „директног“ расејања  $\mathbf{S}^{(0)}$  из секције 4.3.2. Заменом (4.22), (4.23) и (4.25), после сређивања, добија се коначни израз за трансмисију:

$$S_{21} = S_{21}^\Pi - \frac{S_{11,e}^\Pi \gamma'_e}{j(\omega^2 - \varpi_e^2) + \gamma'_e} + \frac{S_{11,o}^\Pi \gamma'_o}{j(\omega^2 - \varpi_o^2) + \gamma'_o},\tag{4.26}$$

где је

$$\gamma'_{e,o} = \text{Re} \left\{ \frac{1}{1 + y_{e,o}^\Pi} \right\} \frac{\omega}{\omega_{LC}} \omega_{e,o}^2 \gamma_{e,o}^2,\tag{4.27}$$

$$\varpi_{e,o} = \omega_{e,o} - \text{Im} \left\{ \frac{1}{1 + y_{e,o}^\Pi} \right\} \frac{\omega}{\omega_{LC}} \omega_{e,o}^2 \gamma_{e,o}^2.\tag{4.28}$$

Облик (4.26) је намерно изабран како би се нагласила аналогија са резултатом ТСМ (4.17). Важна разлика је да, уместо константних вредности за ТСМ, у (4.26) имамо функције учестаности, дефинисане са (4.27)-(4.28). Ипак, ове функције споро варирају у поређењу са резонантним члановима, због чега су оба

---

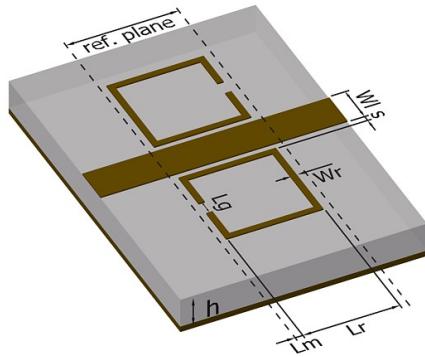
<sup>2</sup>Треба приметити да су  $y_{e,o}^\Pi$  пертурбовани у односу на изоловани вод, услед присуства CPP-ова, али овај ефекат је врло мали.

Табела 4.2: Релације између константи за ТСМ и параметара кола.

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

израза приближно еквивалентна у околини резонанси. У табели 4.2 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 (4.26)–(4.28) може бити образложена на следећи начин. П-ћелија која у колу представља вод се такође понапа као резонатор, додуше са знатно вишом резонантном фреквенцијом од СРР-ова. Ипак, спрега са водом узрокује фреквенцијски зависну пертурбацију, евидентну у (4.27)–(4.28). 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 (4.17) директно, зато што инхерентно раздваја трансмисиони медијум и резонаторе, осим спреге првог реда. Због тога, она представља природни алат за анализу расејања у



Слика 4.8: 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  $s = 0,1 \text{ mm}$ .



Слика 4.9: Еквивалентна шема вода са: (а) једном, и (б) две П-ћелије.

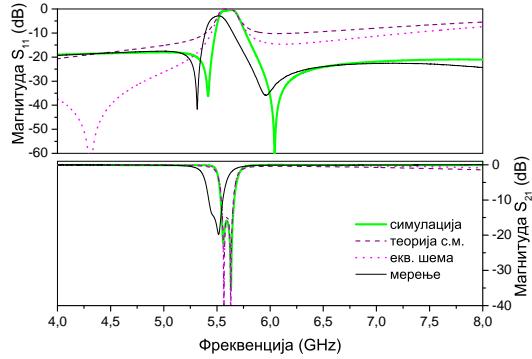
системима спрегнутих резонатора.

## 4.4 Резултати и поређење

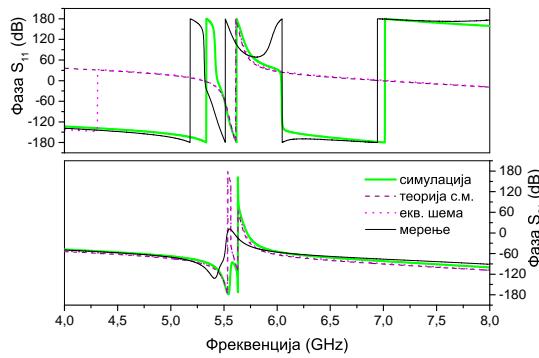
### 4.4.1 Валидација аналогије између два модела

Како би се тестирали предложени модели и упоредили њихови резултати, извршена је 3Д електромагнетна симулација структуре са сл. 4.4, док су (а), (б), (в) и (д) такође фабриковани и измерени. Релевантне димензије дате су на сл. 4.8, 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 [53] 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



(a)



(б)

Слика 4.10: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 4.4а

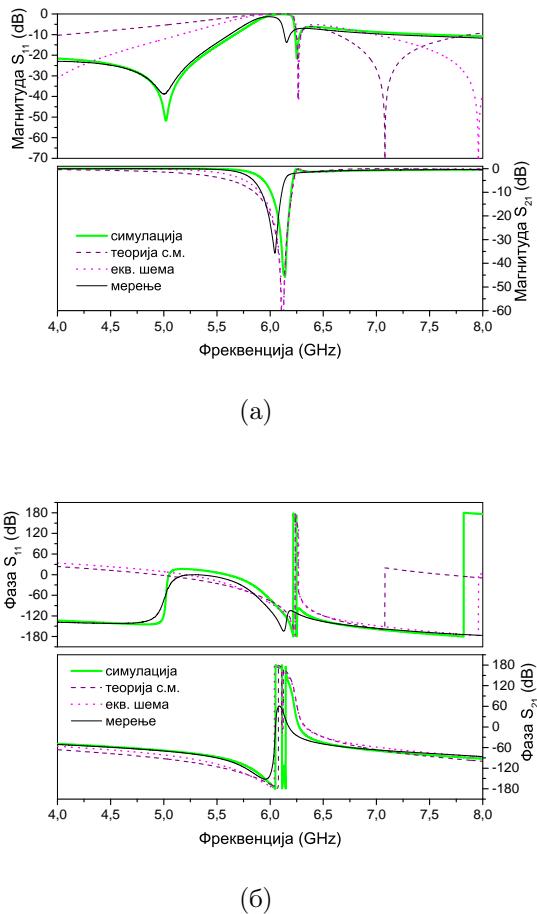
множењем са одговарајућим дужинама [55]. Преостали параметри се добијају фитовањем кривих на резултате симулација.

Нелдер–Мидова симплекс метода [79] 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:

$$\text{Err} = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^2 |S_{ij}^{\text{model}} - S_{ij}^{\text{sim}}| df. \quad (4.29)$$

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.

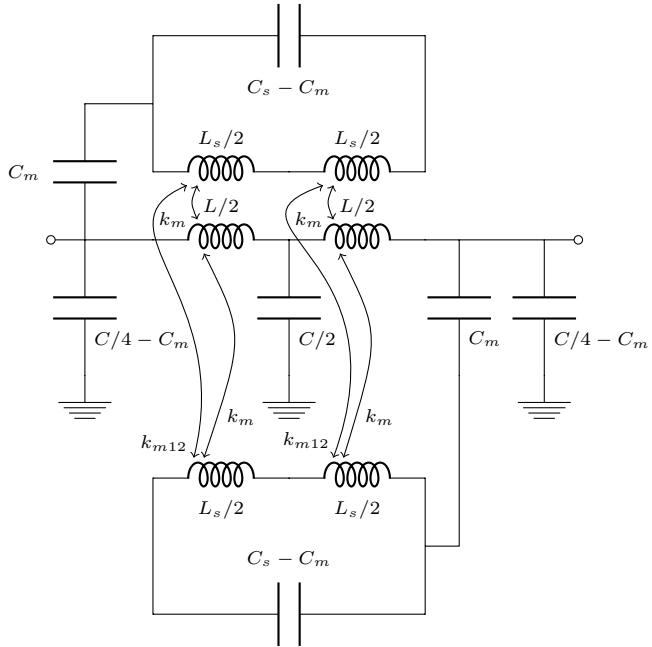
Константе за TCM добијене су коришћењем израза на десној страни табеле 4.2, који су израчунати на фреквенцији између резонанси. Преостаје да се одреди матрица директног расејања  $\mathbf{S}^{(0)}$ , што се може извести на више начина.



Слика 4.11: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 4.46

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. 4.9a), са истим вредностима  $L$  и  $C$  као у еквивалентном колу. Ово омогућава најприближније поређење два модела.

Резултати за две структуре са 4.4 су приказани на сл. 4.10-4.11. Може се видети да се еквивалентна шема и TCM скоро у потпуности поклапају око резонанси, док постоје одступања у ширем опсегу, у складу са закључцима из секције 4.3.3. 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.

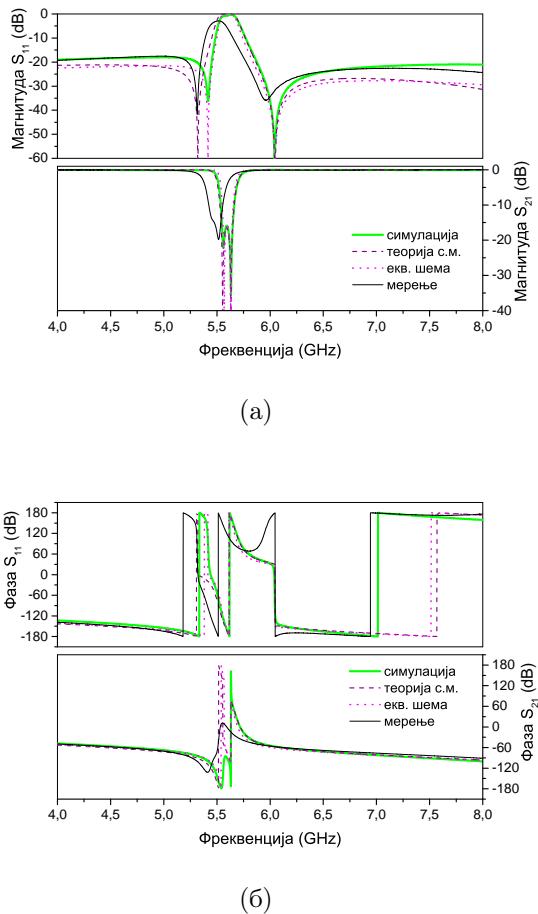


Слика 4.12: Еквивалентна шема за антисиметричне структуре са две П-ћелије.

#### 4.4.2 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. 4.12), пошто је очекивано да оно даје добру апроксимацију у ширем опсегу у односу на сл. 4.6 [55]. Треба истаћи да оба кола имају подједнак број параметара, али топологија на сл. 4.12 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).

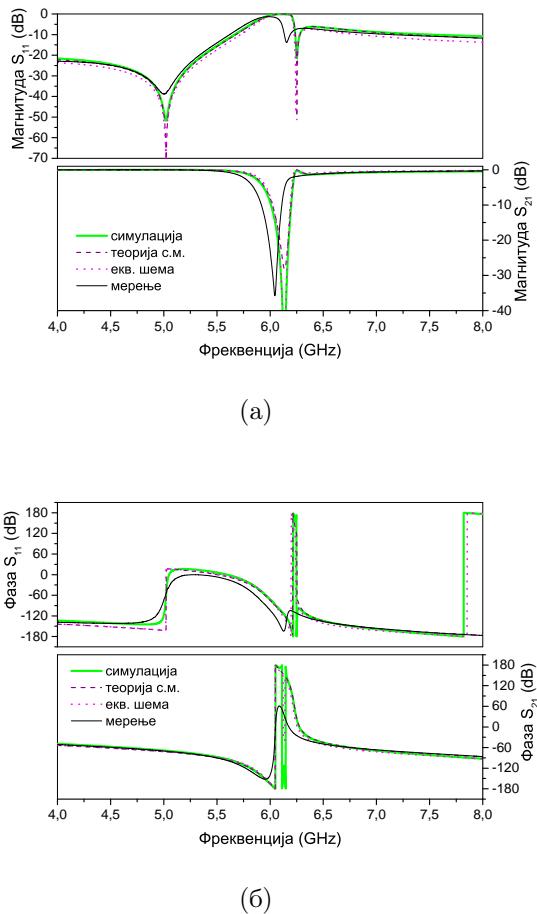
У случају ТСМ, за оређивање нерезонантних параметара  $\mathbf{S}^{(0)}$  користиће се модел вода са две П-ћелије (сл. 4.9б), како би више одговарао побољшаном колу. Затим, како би се добило најбоље слагање, процедура фитовања кривих биће примењена на све параметре у ТСМ моделу ( $L$ ,  $C$  са сл. 4.9, 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



Слика 4.13: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 4.4а

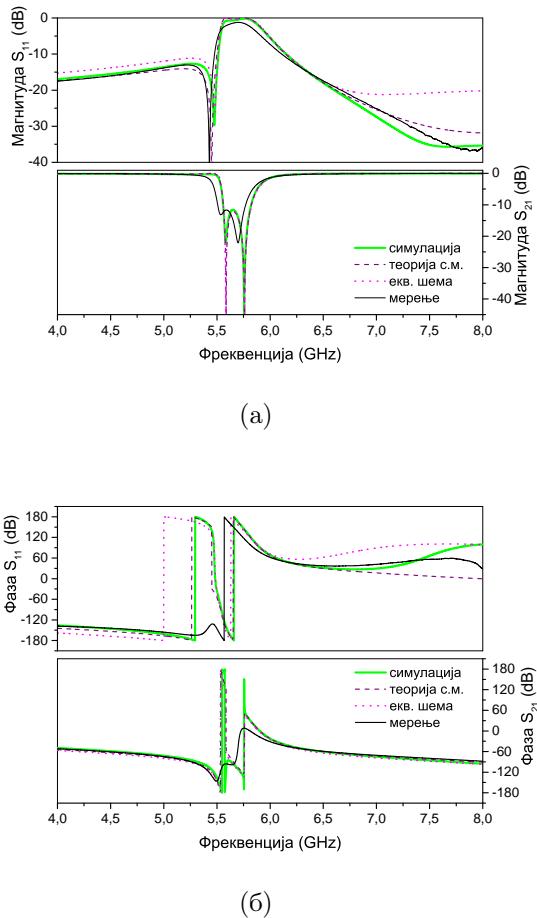
резонатора, као што је констатовано у секцији 4.3.3. Очекивано је да ће овај ефекат бити израженији код побољшане шеме са две ћелије, пошто је спрега CPP-ова и вода више дистрибуирана. Због тога, независно подешавање  $L$  и  $C$  је неопходно како би се узео у обзир ефекат ове пертурбације у ТСМ моделу.

Нови резултати за све моделе са сл. 4.4 приказани су на сл. 4.13-4.17, а параметри, добијени описаном процедуром, сумирани су у табели 4.3. 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. 4.13. Узимајући о обзир мерења на сл. 4.13, 4.14, 4.15 и 4.17, 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

Слика 4.14: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 4.46

сл. 4.14, 4.16, само једна резонанса видљива у трансмисији, зато што је разлика у фреквенцијама мала у поређењу са резонантним ширина.

Разматрањем вредности у табели 4.3, 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. 4.96), дефинисане као  $Z_C = \sqrt{L/C}$ , такође варирају (последње две врсте у табели 4.3). 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. 4.46). На крају, може се видети како спрега узрокује померање резонанси ка вишим учестаностима.



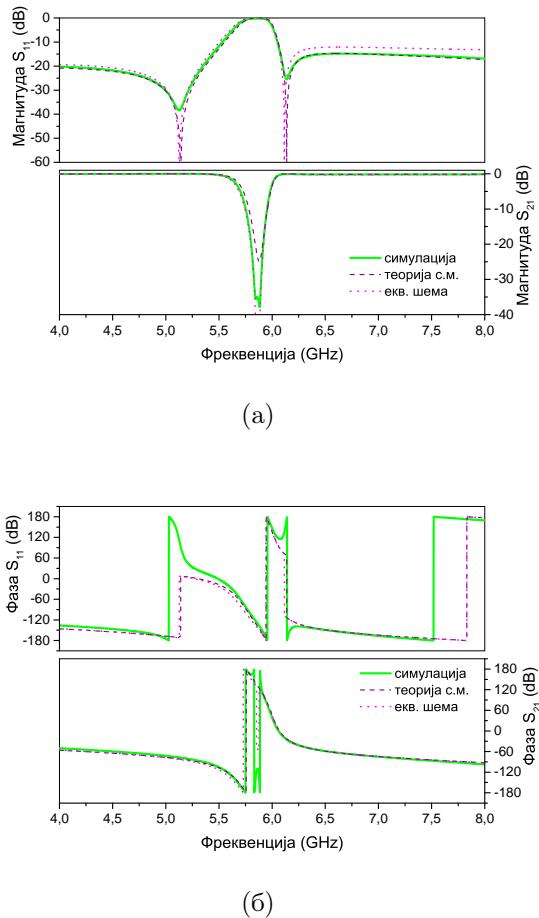
Слика 4.15: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 4.4в

Како би се тестирала њена универзалност, ТСМ је такође применљена на симетричну структуру (сл. 3с из [55]). У овом случају, изрази (4.17)–(4.18) су поједностављени, пошто је присутан само симетрични мод. Резултати су приказани на сл. 4.18, где се види одлично слагање и у рефлексији и у трансмисији.

## 4.5 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 спрег-

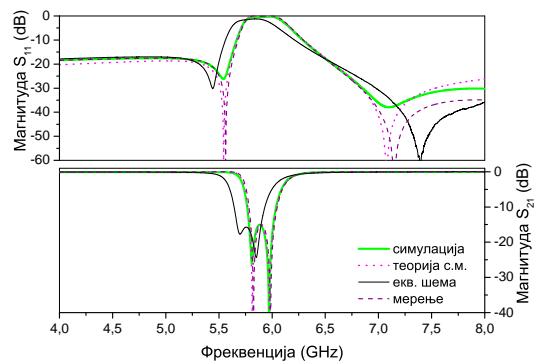


Слика 4.16: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 4.4г

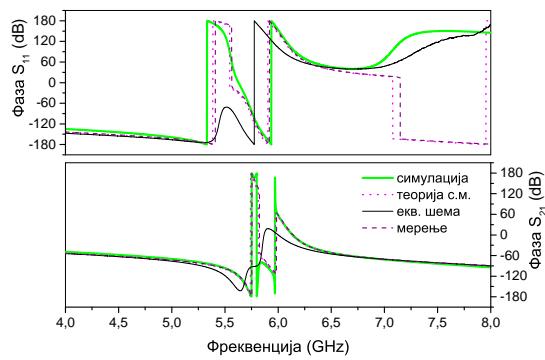
нутог са антисиметричним сплит ринговима, и поседују симетрију у односу на ротацију од  $180^\circ$  око централне тачке. За разлику од структура са раванском симетријом, генерално поседују две резонансе у трансмисионом спектру, што их чини занимљивим за практичне примене.

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-



(а)

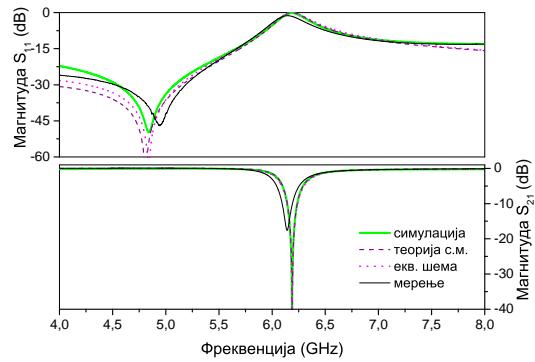


(б)

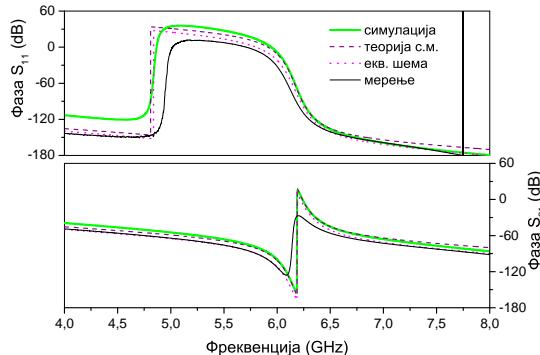
Слика 4.17: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за модел са сл. 4.4д

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.



(a)



(б)

Слика 4.18: Магнитуда и фаза  $S$ -параметара за симетрични модел. Измерени, симулирани и резултати еквивалентне шеме су преузети са сл. 12 из [55], а константе за ТСМ износе  $L = 1,23 \text{ nH}$ ,  $C = 0,671 \text{ pF}$ ,  $\omega_+ = 6,17 \text{ GHz}$  и  $\gamma_+ = 8.71 \times 10^8$ .

Табела 4.3: Добијени резултати за моделе са сл. 4.4.

сл.	4.4а	4.4б	4.4в	4.4г	4.4д
<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

# Глава 5

## Класична аналогија ЕИТ-а

### 5.1 Увод

У ласерској физици, електромагнетно-индукована транспаренција (ЕИТ) је ефекат у којем се, у оквиру апсорpcione линије медијума, јавља веома узак опсег транспаренције. Типично се ради о системима са три нивоа, између којих је остварена одговарајућа кохеренција помоћу два ласерска спона. Ефекат је пропраћен израженом дисперзијом, која доводи до тзв. „споре светлости“ [80].

Често су вршена истраживања класичних аналогија одређених квантних ефеката, као што је тунеловање у таласоводима [81, 82], или тополошки изолатори у фотоници [83]. У случају ЕИТ-а, показује се да постоји формална сличност са спрегнутим класичним осцилаторима [84]. Одговарајућа спрега између осцилатора може се реализовати у различитим системима, као што су нпр. спрегнути механички/електрични осцилатори, при чему је ефекат познат под називом *класична аналогија ЕИТ-а*.

Од посебног интереса је реализација класичног ЕИТ-а у метаматеријалима који са спрегнутим резонаторима. Ефекат се манифестијује као оштар трансмисиони максимум у оквиру шире резонантне апсорције [75, 77, 85]. Дисперзија резултује високом вредношћу групног кашњења, односно малом групном брзином. Измерене су вредности више од 200 пута спорије пропагације таласа него у слободном простору, што чини ову врсту метаматеријала погодним за примене са успоравањем светлости у терахерцном опсегу [75], као и за линије

за кашњење у микроталасном опсегу [85]. Такође, због високог  $Q$ -фактора и израженог конфинирања поља, резонантни максимум је веома осетљив на промене индекса преламања у окружујућој средини, што је пожељно за сензорске примене.

## 5.2 Интеракција атома са ласерским зрачењем

Најпре ће бити размотрен најједноставнији случај атома у пољу резонантног ласерског зрачења. Користиће се семикласична анализа, у којој је атом представљен као квантни систем са два нивоа, основним стањем,  $|2\rangle$ , и побуђеним стањем,  $|1\rangle$ . Претпоставка је да су стања различите парности, тако да је дозвољен диполни прелаз између њих, са фреквенцијом  $\omega_{21}$ . С друге стране, ЕМ талас се третира на класичан начин преко Максвелове теорије. За монохроматско електрично поље  $E = E_0 \cos \omega_L t$ , Хамилтонијан интеракције износи  $H_{int} = E_0 \mu_e \cos \omega_L t |2\rangle\langle 1|$ , где је  $\mu_e = \langle 2|\hat{d}|1\rangle$  матрични елемент оператора електричног дипола, паралелан пољу [86]. Уобичајено се користи апроксимација ротирајућег таласа (*rotating wave approximation*), уз одговарајућу трансформацију базиса, како би се отклонила временска зависност интеракције. У том случају укупни Хамилтонијан система има облик:

$$H = \hbar \left\{ -\delta_p |2\rangle\langle 2| - \frac{1}{2} \Omega_p |2\rangle\langle 1| + x.\kappa. \right\}, \quad (5.1)$$

где је  $\delta_p = \omega_{21} - \omega_L$ , а  $\Omega_p = E_0 \mu_e$  представља фреквенцију Рабијевих осцилација.

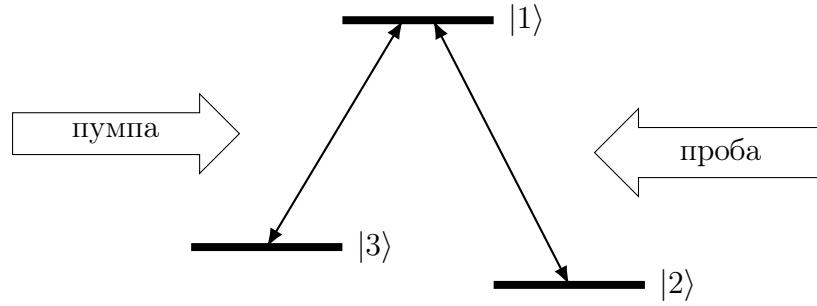
Сада се може добити временска зависност матрице густине као:

$$\dot{\rho} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho] + \text{слабљење}, \quad (5.2)$$

на основу чега се за елемент матрице  $\rho_{21}$  добија [87]:

$$\dot{\rho}_{21} = \frac{i}{2} \Omega_p (\rho_{11} - \rho_{22}) + i\delta_p \rho_{21} - \gamma_{21} \rho_{21}. \quad (5.3)$$

Израз (5.3) може се упоредити са класичним осцилаторм, као што је честица на крају еластичне опруге, или резонантно  $LC$  коло, под дејством спољашње силе. У том случају,  $\delta_p$  одговара сопственој резонантној учестаности,  $\gamma_{21}$  представља коефицијент губитака, а члан који садржи Рабијеву фреквенцију одговара спољној побуди.

Слика 5.1:  $\Lambda$  конфигурација.

Систем са три нивоа приказан је на сл. 5.1. Претпоставимо да су прелази  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  и  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  дозвољени, а  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$  забрањен, због чега је стање  $|3\rangle$  метастабилно. Уколико је прелаз  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  побуђен пробним ласером (*probe*), са Рабијевом фреквенцијом  $\Omega_p$ , а прелаз  $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$  пумпајућим ласером (*pump*), Рабијеве фреквенције  $\Omega_c$ , Хамилтонијан система има следећи облик:

$$H = \hbar \left\{ -\delta_p |2\rangle\langle 2| - \delta_c |3\rangle\langle 3| - \frac{1}{2} (\Omega_p |2\rangle\langle 1| + \Omega_c |3\rangle\langle 1|) + x.\kappa. \right\}, \quad (5.4)$$

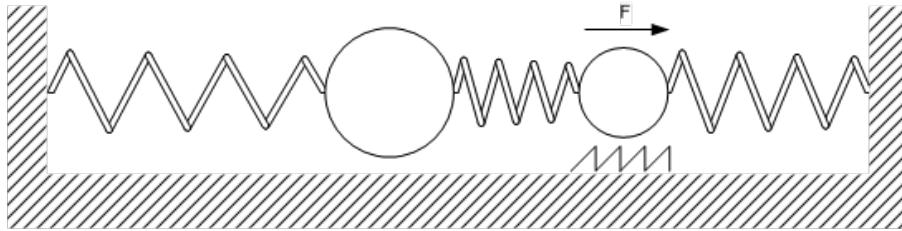
на основу кога се добија једначина кретања за матрични елемент:

$$\dot{\rho}_{21} = \frac{i}{2} \Omega_p (\rho_{11} - \rho_{22}) + \frac{i}{2} \Omega_c \rho_{32} + i \delta_p \rho_{21} - \gamma_{21} \rho_{21}. \quad (5.5)$$

Додатни члан у (5.5) у односу на (5.3) у контексту класичне аналогије може се интерпретирати као спрега са другим осцилаторма. У случају када је детјунинг оба ласера једнак,  $\delta_p = \delta_c$ , показује се да постоји суперпозиција стања  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  која је потпуно неспречнута са побудом, тзв. „тамно стање“ (*dark state, trapping state*). Приликом интеракције са пољем, атом пролази кроз циклусе апсорпције и реемисије, при чему увек постоји вероватноћа да падне у тамно стање, где након тога и остаје. После неког времена, сви атоми ће се наћи у тамном стању, и апсорпција у систему ће нестати [86].

### 5.3 Спргнути класични осцилатори

На сл. 5.2 је приказан систем два спречнута механичка осцилатора. Претпоставимо да честице обележене са 1 и 2 имају масе  $m_1$  и  $m_2$ , респективно. Оба



Слика 5.2: Спругнути механички осцилатори.

осцилатора, када нису спрегнута (тј. без опруге у средини), имају исту резонантну учестаност  $\omega_0$ , док је константа слабљења, услед трења, за честицу 2 много мања него за честицу 1,  $\gamma_2 \ll \gamma_1$ . Коефицијент спреге је  $\kappa$ . Онда, ако спољашња синусоидална сила делује на честицу 1,  $F = F_0 e^{j\omega t}$ , једначине кретања имају следећи облик ( $x_{1,2}$  представља растојање одговарајућих честица од њиховог равнотежног положаја):

$$\ddot{x}_1 + \gamma_1 \dot{x}_1 + \omega_0^2 x_1 + \kappa x_2 = F = F_0 e^{j\omega t}, \quad (5.6)$$

$$\ddot{x}_2 + \gamma_2 \dot{x}_2 + \omega_0^2 x_2 + \kappa x_1 = 0. \quad (5.7)$$

Кретање честице 1 је повезано са апсорпцијом због трења; уколико ова честица мирује, апсорпција неће бити присутна. Решавањем система (5.6)–(5.7) добија се следећи израз за померај:

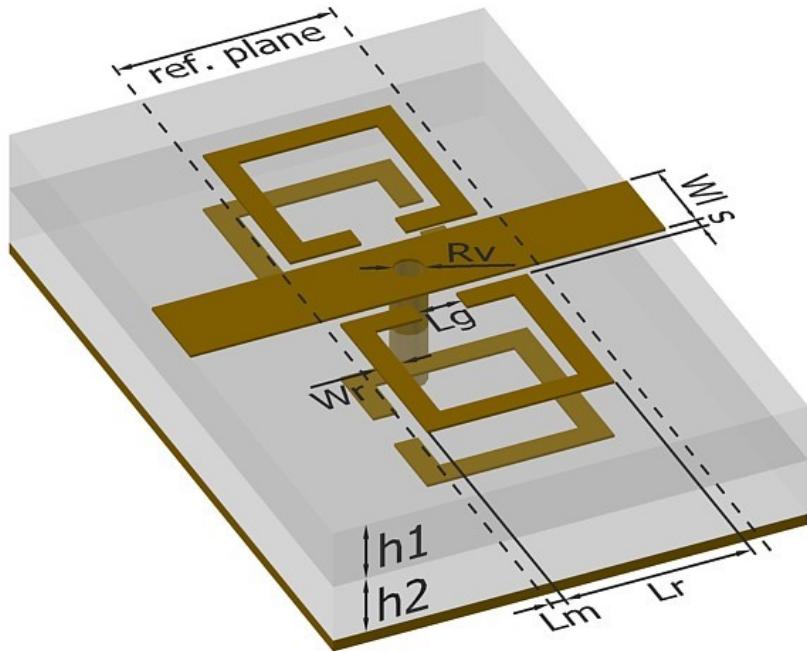
$$x_1 = \frac{(\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_2) F_0}{\kappa^2 + (\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_1)(\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega\gamma_2)}. \quad (5.8)$$

Из (5.8) се види да је померај прве честице, на резонантној учестаности  $\omega_0$ , пропорционалан константи слабљења друге честице,  $\gamma_2$ , за који је претпоставка да је веома мали, због чега је и апсорпција такође мала. У граничном случају  $\gamma_2 \rightarrow 0$ , очигледно је да  $x_1$  такође тежи нули, дакле апсорпција у систему је у потпуности уклоњена [84].

Један од првих покушаја реализације овакве спреге код резонатора у метаматеријалима дата је у реф. [75]. Коришћени су сплит рингови са асиметричним процепима, или асиметрично постављени у односу на спољашње поље, како би се обезбедила асиметрична побуда. Такође су коришћени диелектрици са различитим тангенсом губитака, како би се остварила потребна разлика у факто-рима доброте. Остварена је вредност групног индекса око 100, уз истовремено

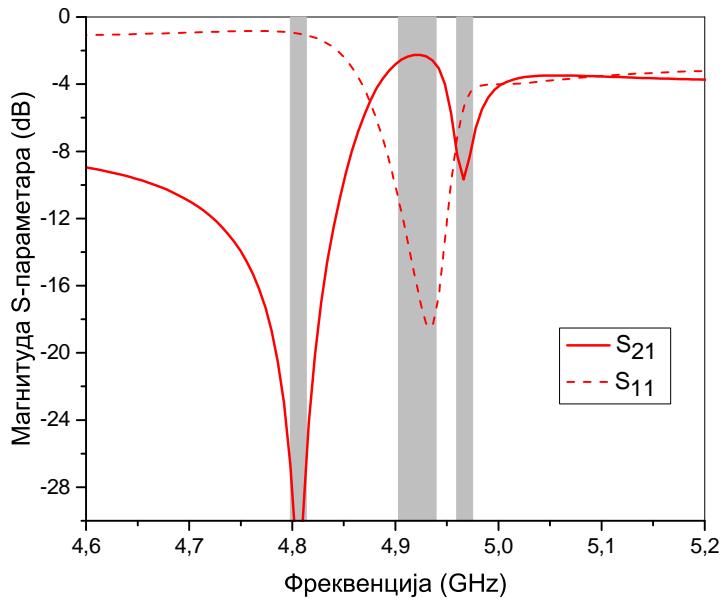
веома мале губитке у трансмисији. Други рад истих аутора користи другачији приступ, са различитим врстама резонатора (сплит ринг и кратке жице), како би се остварила разлика у  $Q$ -факторима [88]. Како би се избегла ограничења због губитака у металима, предложено је коришћење суперпроводних ниобијумских (Nb) филмова [77]. Додатна предност овог приступа је могућност укључивања/искључивања ефекта регулацијом температуре.

## 5.4 Аналогија ЕИТ-а побуђена водом



Слика 5.3: Димензије:  $h_1 = 0,635 \text{ mm}$ ,  $h_2 = 1,575 \text{ mm}$ ,  $\epsilon_{r1} = 10,2$ ,  $\epsilon_{r2} = 2,2$ ,  $L_r = 3,15 \text{ mm}$ ,  $L_m = 0,25 \text{ mm}$ ,  $L_g = 0,75 \text{ mm}$ ,  $S = 0,2 \text{ mm}$ ,  $W_1 = 1,4 \text{ mm}$ ,  $W_2 = 0,4 \text{ mm}$ ,  $W_3 = 0,5 \text{ mm}$

У свим претходним примерима класичне аналогије ЕИТ-а, систем је побуђиван раванским таласима или помоћу таласовода. У наставку ће бити приказан случај побуде водом, приказан у [76]. Геометрија је дата на сл. 5.3, где су прстенови у средњем слоју заротирани за  $90^\circ$  у односу на уобичајену конфигурацију, како би се обезбедила асиметрична побуда.



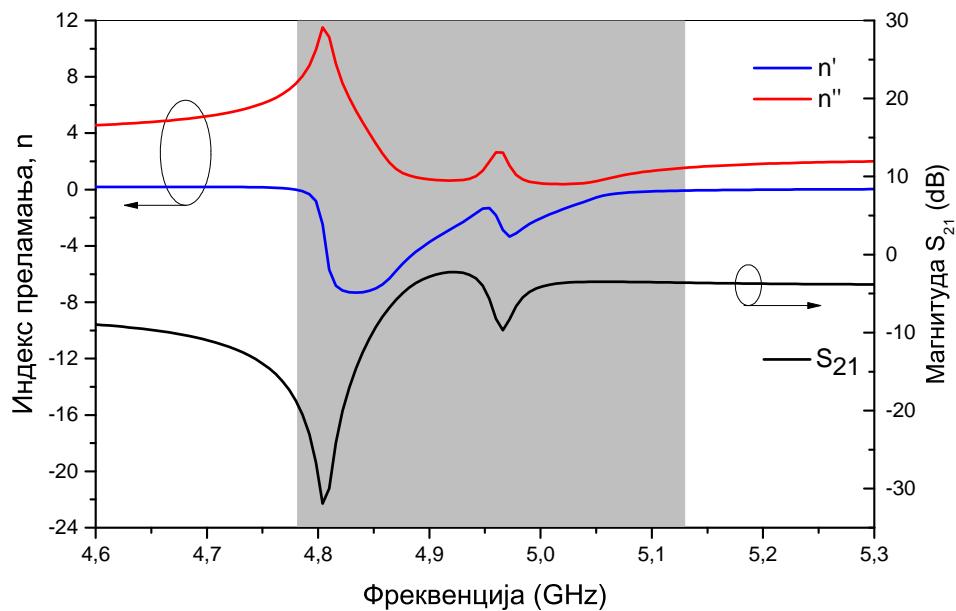
Слика 5.4: Спектар симулираних параметара расејања.

Симулирани спектар приказан је на сл. 5.4, где се види присуство трансмисионог максимума, окруженог апсорpcionим резонансама са обе стране (осенчени делови на графику). Даље је екстражован ефективни индекс преламања, на основу кога је прорачунат групни индекс према формулама  $n_g = n + \omega(\partial n / \partial \omega)$ , и добијени резултати су приказани на сл. 5.5. Максимална вредност групног индекса износи око 220, што је за ред величине веће него у случају када прстенови нису заротирани ( $\approx 25$ ).

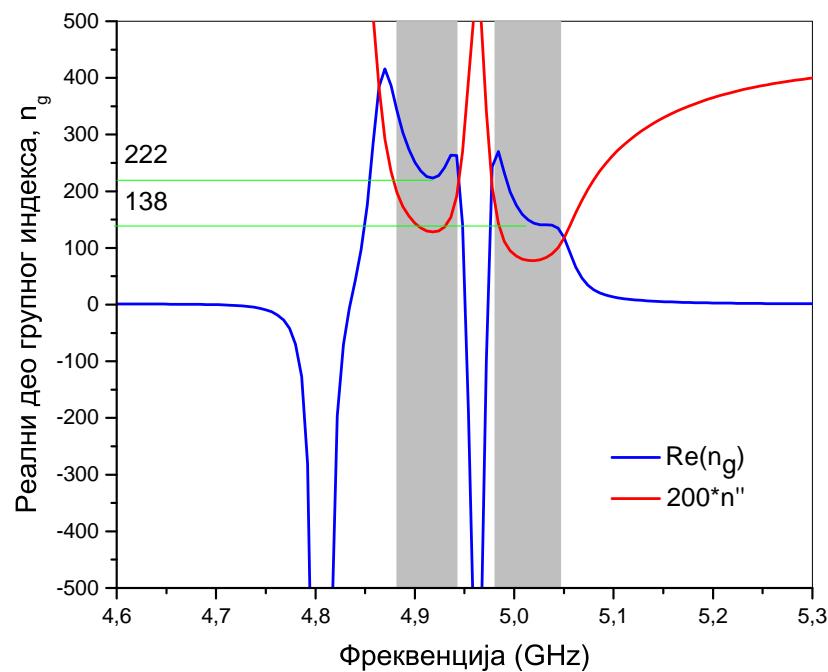
Како би се пружио додатни увид, расподела струје је прорачуната на карактеристичним фреквенцијама и приказана на сл. 5.6. Са ње се види како један пар прстенова потпуно непобуђен на фреквенцији, која одговара максимуму трансмисије, тј. да се понавља као „тамни“ елемент.

## 5.5 Анализа помоћу теорије спрегнутих модова

Недостатак структуре описане у претходној секцији је њена релативна сложеност, с обзиром да се састоји од укупно пет резонатора (четири прстена и

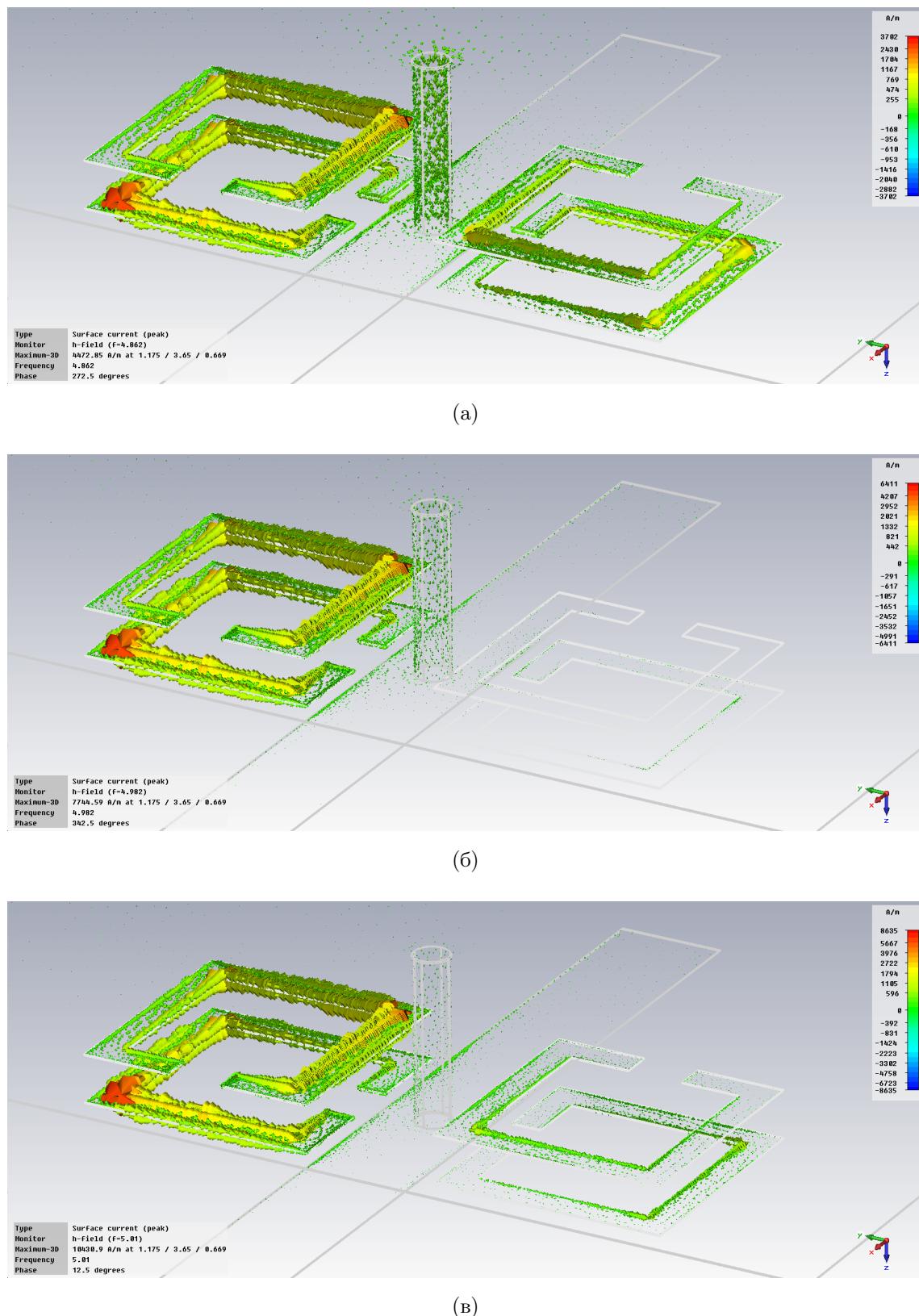


(а)

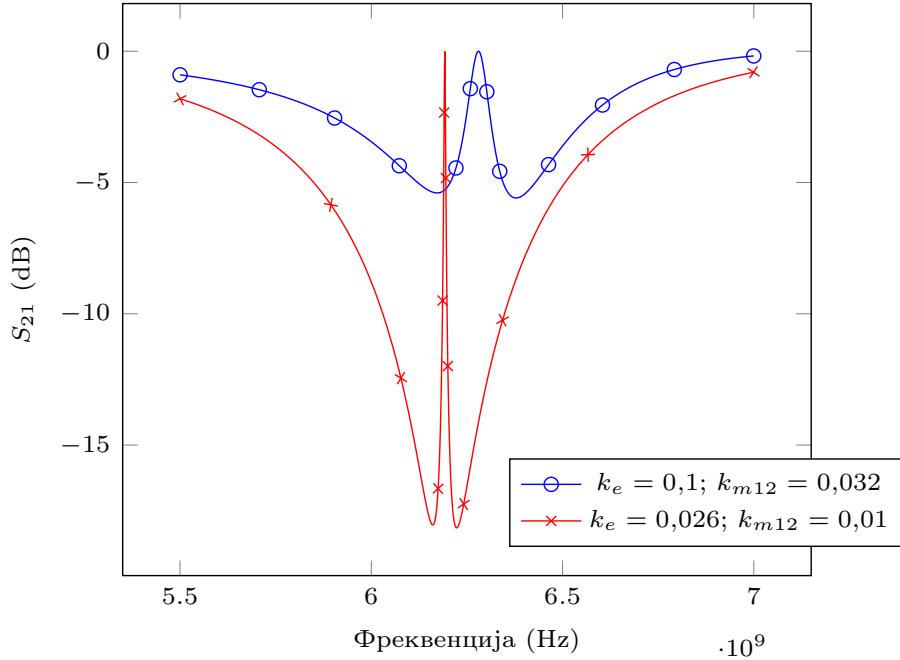


(б)

Слика 5.5: Екстражовани индекс преламања (а) и групни индекс (б).



Слика 5.6: Расподела струје на карактеристичним учестаностима.



Слика 5.7:  $L = 1,47 \text{ nH}$ ,  $C = 0,84 \text{ pF}$ ,  $L_S = 7,91 \text{ nH}$ ,  $C_S = 0,101 \text{ pF}$  и  $k_m = 0,3$ , док су преостале спреге дате у легенди.

вије). Од интереса је реализација класичног ЕИТ-а у једноставнијој структури, како би се олакшала анализа. Показује се да је ово могуће у случају структуре из поглавља 4, које се састоје само од паре прстенова спречнутих са водом [89]. Конкретно, коришћењем електричне шеме са сл. 4.6, могуће је добити спектре приказане на сл. 5.7, за вредности параметара дате у опису.

Предност коришћења ове структуре јесте то што је детаљно анализирана у глави 4, што се сада може искористити за тумачење. Наиме, пар спречнутих прстенова поседује два резонантна мода, симетрични и антисиметрични, чији  $Q$ -фактори су дати изразима (4.23). Одговарајућим подешавањем јачине електричне и магнетне спреге, могуће је остварити драстичну разлику у  $Q$ -факторима модова, уз истовремено преклапање резонантних учестаности. На овај начин се остварују раније наведени услови за класичну аналогију ЕИТ-а.

За разлику од механичког модела, теорија спречнутих модова даје комплетнију слику, зато што може да опише не само међусобну спрегу резонатора, већ и њихову спрегу са водом. У том контексту, ефекат класичне аналогије ЕИТ-а се може тумачити као резултат ускопојасне деструктивне интерференције два

резонантна мода на њиховом излазном порту.

Резултати са сл. 5.7 су рачунати не узимајући у обзир губитке. У пракси, показује се да укључивање губитака деградира приказани ефекат у значајној мери, у случају разматраних структура са сплит ринг резонаторима у микрострип технологији. У даљем истраживању планирано је испитивање других реализација, које би имале мање изражене губитке.

# Библиографија

- [1] L. Solymar and E. Shamonina: *Waves in metamaterials.* Oxford University Press, Oxford, U.K., 2009, ISBN 9780199215331.
- [2] Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшиц: *Электродинамика сплошных сред.* Теоретическая физика. Наука, Москва, 1982.
- [3] C. Simovski: *Material parameters of metamaterials (a review).* Optics and Spectroscopy, 107:726–753, 2009, ISSN 0030-400X.
- [4] Антоније Р Ђорђевић и Дејан В Тошић: *Микроталасна техника.* Академска мисао, 2005.
- [5] David M Pozar: *Microwave engineering.* John Wiley & Sons, 2009.
- [6] R. Marqués, F. Martín, and M. Sorolla: *Metamaterials with Negative Parameters: Theory, Design, and Microwave Applications.* Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 2011, ISBN 9781118211564.
- [7] Виктор Георгиевич Веселаго: *Электродинамика веществ с одновременно отрицательными значениями  $\epsilon$  и  $\mu$ .* Успехи физических наук, 92(7):517–526, 1967.
- [8] J. B. Pendry: *Negative refraction makes a perfect lens.* Phys. Rev. Lett., 85:3966–3969, Oct 2000.
- [9] Anthony Grbic and George V Eleftheriades: *Overcoming the diffraction limit with a planar left-handed transmission-line lens.* Physical Review Letters, 92(11):117403, 2004.

- [10] D. R. Smith, Willie J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz: *Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity*. Phys. Rev. Lett., 84:4184–4187, May 2000.
- [11] Walter Rotman: *Plasma simulation by artificial dielectrics and parallel-plate media*. IRE Transactions on Antennas and Propagation, 10(1):82–95, 1962.
- [12] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart: *Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 47(11):2075–2084, Nov 1999, ISSN 0018-9480.
- [13] Ashwin K Iyer and George V Eleftheriades: *Negative refractive index metamaterials supporting 2-d waves*. In *Microwave Symposium Digest, 2002 IEEE MTT-S International*, volume 2, pages 1067–1070. IEEE, 2002.
- [14] Arthur A Oliner: *A periodic-structure negative-refractive-index medium without resonant elements*. In *IEEE-APS/URSI Int'l Symp. Digest, 2002*, volume 41, 2002.
- [15] Christophe Caloz and Tatsuo 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*, volume 2, pages 412–415. IEEE, 2002.
- [16] C. Caloz and T. Itoh: *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*. Wiley, 2005, ISBN 9780471754312.
- [17] Christophe Caloz, Atsushi Sanada, and Tatsuo Itoh: *A novel composite right-/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 52(3):980–992, 2004.
- [18] Christian Damm, Jens Freese, Martin Schubler, and Rolf Jakoby: *Electrically controllable artificial transmission line transformer for matching purposes*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 55(6):1348–1354, 2007.

- [19] María Roig, Matthias Maasch, Christian Damm, Onur Hamza Karabey, and Rolf Jakoby: *Liquid crystal based tunable composite right/left-handed leaky-wave antenna for ka-band applications*. In *Microwave Conference (EuMC), 2013 European*, pages 759–762. IEEE, 2013.
- [20] D. Sievenpiper, Lijun Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexopolous, and E. Yablonovitch: *High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 47(11):2059–2074, Nov 1999, ISSN 0018-9480.
- [21] F. Martín, J. Bonache, F. Falcone, M. Sorolla, and R. Marqués: *Split ring resonator-based left-handed coplanar waveguide*. Applied Physics Letters, 83(22):4652–4654, 2003.
- [22] 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 Trans. Microw. Theor. Tech., 53(4):1451–1461, April 2005, ISSN 0018-9480.
- [23] 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 Trans. Microw. Theor. Tech., 54(6):2628–2635, June 2006, ISSN 0018-9480.
- [24] Jordi Naqui, Miguel Durán-Sindreu, and Ferran Martín: *Alignment and position sensors based on split ring resonators*. Sensors, 12(9):11790–11797, 2012.
- [25] F. J. Herraiz-Martinez, F. Paredes, G. Zamora Gonzalez, F. Martin, and J. Bonache: *Printed magnetoinductive-wave (miw) delay lines for chipless rfid applications*. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 60(11):5075–5082, Nov 2012, ISSN 0018-926X.

- [26] A. M. Nicolson and G. F. Ross: *Measurement of the intrinsic properties of materials by time-domain techniques.* IEEE Trans. Instrum. Meas., 19(4):377 –382, nov. 1970, ISSN 0018-9456.
- [27] W.B. Weir: *Automatic measurement of complex dielectric constant and permeability at microwave frequencies.* Proc. IEEE, 62(1):33 – 36, jan. 1974, ISSN 0018-9219.
- [28] 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, 65:195104, Apr 2002.
- [29] Peter Markos and Costas Soukoulis: *Transmission properties and effective electromagnetic parameters of double negative metamaterials.* Opt. Express, 11(7):649–661, Apr 2003.
- [30] Shau Gang Mao, Shiou Li Chen, and Chen Wei Huang: *Effective electromagnetic parameters of novel distributed left-handed microstrip lines.* IEEE Trans. Microw. Theory Tech., 53(4):1515 – 1521, april 2005, ISSN 0018-9480.
- [31] Ricardo Marqués, Francisco Medina, and Rachid Rafii-El-Idrissi: *Role of bianisotropy in negative permeability and left-handed metamaterials.* Phys. Rev. B, 65:144440, Apr 2002.
- [32] Xudong Chen, Bae Ian Wu, Jin Au Kong, and Tomasz M. Grzegorczyk: *Retrieval of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials.* Phys. Rev. E, 71:046610, Apr 2005.
- [33] C.E. Kriegler, M.S. Rill, S. Linden, and M. Wegener: *Bianisotropic photonic metamaterials.* IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron., 16(2):367 –375, 2010, ISSN 1077-260X.
- [34] A.V. Kildishev, J.D. Borneman, X. Ni, V.M. Shalaev, and V.P. Drachev: *Bianisotropic effective parameters of optical metamagnetics and negative-index materials.* Proc. IEEE, 99(10):1691 –1700, oct. 2011, ISSN 0018-9219.

- [35] V. Milosevic, B. Jokanovic, and R. Bojanic: *Effective electromagnetic parameters of metamaterial transmission line loaded with asymmetric unit cells*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 61(8):2761–2772, August 2013, ISSN 0018-9480.
- [36] V Milosevic, B Jokanovic, and R Bojanic: *Retrieval and validation of the effective constitutive parameters of bianisotropic metamaterials*. Physica Scripta, 2014(T162):014046, 2014.
- [37] Ari Sihvola and Ismo V. Lindell: *Bianisotropic materials and PEMC*. In F. Capolino (editor): *Theory and Phenomena of Metamaterials*, pages 26.1–26.7. CRC Press/Taylor & Francis, Boca Raton, FL, 2009, ISBN 9781420054255.
- [38] Martin W McCall, Akhlesh Lakhtakia, and Werner S Weiglhofer: *The negative index of refraction demystified*. European Journal of Physics, 23(3):353, 2002.
- [39] Akhlesh Lakhtakia, Martin W McCall, and Werner S Weiglhofer: *Negative phase-velocity mediums*. In W.S. Weiglhofer and A. Lakhtakia (editors): *Introduction to Complex Mediums for Optics and Electromagnetics*, Spie Press Monograph, pages 347–363. SPIE Press, Bellingham, WA, 2003, ISBN 9780819449474.
- [40] D.M. Pozar: *Microwave engineering*. J. Wiley, New York, 3rd edition, 2005, ISBN 9780471448785.
- [41] 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., 58(10):2646–2653, Oct 2010, ISSN 0018-9480.
- [42] Xudong Chen, Tomasz M. Grzegorczyk, Bae Ian Wu, Joe Pacheco, and Jin Au Kong: *Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials*. Phys. Rev. E, 70:016608, Jul 2004.
- [43] D. R. Smith, D. C. Vier, Th. Koschny, and C. M. Soukoulis: *Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials*. Phys. Rev. E, 71:036617, Mar 2005.

- [44] Na Liu, Hui Liu, Shining Zhu, and Harald Giessen: *Stereometamaterials*. Nat. Photon., 3:157–162, March 2009.
- [45] 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.
- [46] B. Kolundzija, J.S. Ognjanovic, and T.K. Sarkar: *WIPL-D Microwave: Circuit and 3D Em Simulation for RF and Microwave Applications: Software and User's Manual*. Artech House, 2005, ISBN 9781580539654.
- [47] F. Aznar, J. Bonache, and F. Martín: *Improved circuit model for left-handed lines loaded with split ring resonators*. Applied Physics Letters, 92(4):043512, 2008.
- [48] 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, 14(6):280–282, June 2004, ISSN 1531-1309.
- [49] V. Crnojevic-Bengin, V. Radonic, and B. Jokanovic: *Fractal geometries of complementary split-ring resonators*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 56(10):2312–2321, Oct 2008, ISSN 0018-9480.
- [50] 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*, volume 1A, pages 668–671 Vol. 1A, July 2005.
- [51] 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, 12:178–181, 2013, ISSN 1536-1225.

- [52] Jia Sheng Hong and M. J. Lancaster: *Couplings of microstrip square open-loop resonators for cross-coupled planar microwave filters*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 44(11):2099–2109, Nov 1996, ISSN 0018-9480.
- [53] A.R. Djordjevic, M.B. Bazdar, T.K. Sarkar, and R.F. Harrington: *Linpar for Windows: Matrix Parameters for Multiconductor Transmission Lines, Software and User's Manual, Version 2.0*. Artech House microwave library. Artech House, 1999, ISBN 9781580530613.
- [54] E. A. Guillemin: *Synthesis of Passive Networks: Theory and Methods Appropriate to the Realization and Approximation Problems*. Krieger Publishing, 1977.
- [55] R. Bojanic, V. Milosevic, B. Jokanovic, F. Medina-Mena, and F. Mesa: *Enhanced modelling of split-ring resonators couplings in printed circuits*. IEEE Trans. Microw. Theor. Tech., 62(8):1605–1615, Aug 2014, ISSN 0018-9480.
- [56] John Robinson Pierce: *Coupling of modes of propagation*. Journal of Applied Physics, 25(2):179–183, 1954.
- [57] R. W. Gould: *A coupled mode description of the backward-wave oscillator and the kompfner dip condition*. IRE Transactions on Electron Devices, 2(4):37–42, Oct 1955, ISSN 0096-2430.
- [58] W.H. Louisell: *Coupled Mode and Parametric Electronics*. Wiley, 1960.
- [59] S. E. Miller: *Some coupled-wave theory and application to waveguides (abstract)*. Transactions of the IRE Professional Group on Microwave Theory and Techniques, 1(1):14–14, March 1953, ISSN 0276-1173.
- [60] WH Louisell: *Analysis of the single tapered mode coupler*. Bell Labs Technical Journal, 34(4):853–870, 1955.
- [61] CCH Tang: *Mode conversion in nonuniform multimode waveguides and transitions*. In *Advances in Microwaves*, volume 4, pages 301–372. Elsevier, 1969.

- [62] S. A. Schelkunoff: *Conversion of maxwell's equations into generalized telegraphist's equations*. The Bell System Technical Journal, 34(5):995–1043, Sept 1955, ISSN 0005-8580.
- [63] H. A. Haus and W. Huang: *Coupled-mode theory*. Proc. IEEE, 79(10):1505–1518, Oct 1991, ISSN 0018-9219.
- [64] D. Marcuse: *The coupling of degenerate modes in two parallel dielectric waveguides*. The Bell System Technical Journal, 50(6):1791–1816, July 1971, ISSN 0005-8580.
- [65] Allan W Snyder: *Coupled-mode theory for optical fibers*. JOSA, 62(11):1267–1277, 1972.
- [66] A. Yariv: *Coupled-mode theory for guided-wave optics*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 9(9):919–933, Sep 1973, ISSN 0018-9197.
- [67] HF Taylor: *Optical switching and modulation in parallel dielectric waveguides*. Journal of Applied Physics, 44(7):3257–3262, 1973.
- [68] Peter D McIntyre and Allan W Snyder: *Power transfer between optical fibers*. JOSA, 63(12):1518–1527, 1973.
- [69] H. Kogelnik and R. Schmidt: *Switched directional couplers with alternating  $\delta\beta$* . IEEE Journal of Quantum Electronics, 12(7):396–401, July 1976, ISSN 0018-9197.
- [70] JK Butler, DE Ackley, and D Botez: *Coupled-mode analysis of phase-locked injection laser arrays*. Applied Physics Letters, 44(3):293–295, 1984.
- [71] H Haus, W Huang, S Kawakami, and N Whitaker: *Coupled-mode theory of optical waveguides*. Journal of Lightwave Technology, 5(1):16–23, 1987.
- [72] Wonjoo Suh, Zheng Wang, and Shanhui Fan: *Temporal coupled-mode theory and the presence of non-orthogonal modes in lossless multimode cavities*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 40(10):1511–1518, Oct 2004, ISSN 0018-9197.

- [73] H.A. Haus: *Waves and fields in optoelectronics.* Prentice-Hall Series in Solid State Physical Electronics. Prentice Hall, Incorporated, 1984, ISBN 9780139460531.
- [74] 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, 12(11):441–443, Nov 2002, ISSN 1531-1309.
- [75] P. Tassin, Lei Zhang, Th. Koschny, E. N. Economou, and C. M. Soukoulis: *Low-loss metamaterials based on classical electromagnetically induced transparency.* Phys. Rev. Lett., 102:053901, Feb 2009.
- [76] V. Milosevic, B. Jokanovic, R. Bojanic, and B. Jelenkovic: *Classical electromagnetically induced transparency in metamaterials.* Microwave Review, 19(2):76–81, dec 2013.
- [77] Cihan Kurter, Philippe Tassin, Lei Zhang, Thomas Koschny, Alexander P. Zhuravel, Alexey V. Ustinov, Steven M. Anlage, and Costas M. Soukoulis: *Classical analogue of electromagnetically induced transparency with a metal-superconductor hybrid metamaterial.* Phys. Rev. Lett., 107:043901, Jul 2011.
- [78] J.S.G. Hong and M.J. Lancaster: *Microstrip Filters for RF / Microwave Applications.* Wiley Series in Microwave and Optical Engineering. Wiley, 2004, ISBN 9780471464204.
- [79] Jeffrey C Lagarias, James A Reeds, Margaret H Wright, and Paul E Wright: *Convergence properties of the Nelder–Mead simplex method in low dimensions.* SIAM Journal on optimization, 9(1):112–147, 1998.
- [80] Stephen E Harris, JE Field, and A Imamoğlu: *Nonlinear optical processes using electromagnetically induced transparency.* Physical Review Letters, 64(10):1107, 1990.
- [81] Mário Silveirinha and Nader Engheta: *Tunneling of electromagnetic energy through subwavelength channels and bends using  $\epsilon$ -*

- near-zero materials.* Phys. Rev. Lett., 97:157403, Oct 2006.  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.157403>.
- [82] M. Mitrovic, B. Jokanovic, and N. Vojnovic: *Wideband tuning of the tunneling frequency in a narrowed epsilon-near-zero channel.* IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, 12:631–634, 2013, ISSN 1536-1225.
- [83] Alexander B Khanikaev, S Hossein Mousavi, Wang Kong Tse, Mehdi Kargarian, Allan H MacDonald, and Gennady Shvets: *Photonic topological insulators.* Nature materials, 12(3):233, 2013.
- [84] CL Garrido Alzar, MAG Martinez, and P Nussenzveig: *Classical analog of electromagnetically induced transparency.* American Journal of Physics, 70(1):37–41, 2002.
- [85] R. Bojanic, B. Jokanovic, and V. Milosevic: *Reconfigurable delay lines with split-ring resonators.* Microwave Review, 17(2):7–12, December 2011.
- [86] D. Suter, P.L. Knight, and A. Miller: *The Physics of Laser-Atom Interactions.* Cambridge Studies in Modern Optics. Cambridge University Press, 1997, ISBN 9780521462396.
- [87] Hua Xu, Yuehui Lu, YoungPak Lee, and Byoung Seung Ham: *Studies of electromagnetically induced transparency in metamaterials.* Optics express, 18(17):17736–17747, 2010.
- [88] Philippe Tassin, Lei Zhang, Thomas Koschny, EN Economou, and Costas M Soukoulis: *Planar designs for electromagnetically induced transparency in metamaterials.* Optics express, 17(7):5595–2605, 2009.
- [89] V. Milosevic, R. Bojanic, and B. Jokanovic: *Analiza antisimetričnih split-ring rezonatora s pregnutih sa vodom pomoću parnog i neparnog moda.* In *ETRAN 2016 – Zbornik radova 60. konferencije za elektroniku, telekomunikacije, računarstvo, automatiku i nuklearnu tehniku*, 2016.