

**ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE**

Fakulta elektrotechnická

katedra elektromagnetického pole

**DIPLOMOVÁ PRÁCE**

2007

Pavel Protiva

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

Fakulta elektrotechnická

katedra elektromagnetického pole

Kompozitní materiál se zápornou permitivitou

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Vedoucí práce: Doc. Ing. Jan Macháč, DrSc.

Student: Pavel Protiva

leden 2007

# **Abstrakt**

## **Kompozitní materiál se zápornou permitivitou**

Tato diplomová práce se zabývá novým druhem kompozitního materiálu (metamateriálu), který vykazuje zápornou efektivní permitivitu v mikrovlnném pásmu. Popsány jsou dva druhy částic vykazujících zápornou efektivní permitivitu. Vlastnosti obou částic byly zkoumány simulací a také měřením. Planární částice tvořená jednoduchým dipólem zatíženým indukčností se chová značně anizotropně, zatímco vlastnosti částice s křížovým dipólem jsou izotropní za předpokladu, že směr šíření elektromagnetické vlny je kolmý k rovině substrátu částice. Vhodným rozmístěním šesti vyrobených planárních částic na stěny krychle byla realizována trojrozměrná základní buňka izotropního materiálu se zápornou efektivní permitivitou. Měření ukazuje, že pouze částice s jednoduchým dipólem je použitelná k realizaci trojrozměrné izotropní struktury. Představenou částici spolu s částicí vykazující zápornou efektivní permeabilitu lze využít k realizaci materiálu se záporným indexem lomu nazývaným obvykle „*Left-Handed*“ materiál (LHM).

## **Klíčová slova**

kompozitní materiál, metamateriál, izotropní materiál, efektivní parametry, záporná permitivita, částice se zápornou permitivitou, dipól zatížený indukčností

# **Abstract**

## **Composite material with a negative permittivity**

This thesis deals with a novel metamaterial structure with negative effective permittivity in microwave frequency band. Two kinds of epsilon-negative particles are presented. The response of both particles was tested by simulation and checked by measurement as well. The particle consisting of a single inductively loaded dipole behaves strongly anisotropic while the response of a „spider“ dipole is isotropic, supposing the electromagnetic wave is incident perpendicular to the particle substrate. A three-dimensional unit cell of an isotropic epsilon-negative metamaterial was realized by placing six fabricated planar particles on faces of a cube. It was shown by an experiment that only the single dipole particle is suitable for isotropic three-dimensional unit cell design. Proposed isotropic particle together with a mu-negative particle may be used to manufacture a double-negative metamaterial also called negative refractive index material or left-handed material (LHM).

## **Keywords**

composite material, metamaterial, left-handed material, isotropic material, effective parameters, negative permittivity, epsilon-negative particle, dipole loaded by an inductance

## **Poděkování**

Rád bych poděkoval Doc.Ing. Janu Macháčovi, DrSc., Ing. Lukáši Jelínkovi a Ing. Pavlu Bucharovi za cenné rady a pomoc při vypracování této diplomové práce.

## **Prohlášení**

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci „Kompozitní materiál se zápornou permitivitou“ vypracoval samostatně a použil k tomu úplný výčet citací použitých pramenů, které uvádím v seznamu přiloženém k diplomové práci.

Nemám námitky proti půjčování, zveřejnění a dalšímu využití práce, pokud s tím bude souhlasit katedra elektromagnetického pole.

V Praze dne 4. ledna 2007

Podpis autora .....

# Obsah

<b>1</b>	<b>Úvod</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Materiál se zápornou permitivitou</b>	<b>4</b>
2.1	Přehled . . . . .	4
2.2	Kompozitní materiál tvořený vhodně zatíženými elektrickými dipoly . . . . .	9
2.2.1	Materiál se zápornou efektivní permitivitou . . . . .	9
2.2.2	Elektrický dipól zatížený vhodnou zátěží . . . . .	11
2.2.3	Vlastnosti materiálu v závislosti na zátěži dipolu . . . . .	13
2.2.3.1	Odpорová zátěž . . . . .	13
2.2.3.2	Kapacitní zátěž . . . . .	13
2.2.3.3	Induktivní zátěž . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Návrh částice</b>	<b>15</b>
3.1	Návrh částice materiálu se zápornou permitivitou . . . . .	15
3.2	Výpočet materiálových parametrů . . . . .	20
3.2.1	Přehled . . . . .	20
3.2.2	Výpočet efektivní permitivity a permeability z S-parametrů . . . . .	22
3.2.2.1	Definice efektivních parametrů materiálu . . . . .	22
3.2.2.2	Odvození vztahů mezi S-parametry a efektivními materiálovými parametry . . . . .	24
3.2.2.3	Automatizovaný výpočet v širokém kmitočtovém pásmu . . . . .	26
3.2.3	Analýza navržených struktur . . . . .	27
<b>4</b>	<b>Izotropní materiál</b>	<b>32</b>
4.1	Úvod . . . . .	32
4.2	Realizace izotropní struktury . . . . .	32
<b>5</b>	<b>Experimentální část</b>	<b>35</b>
5.1	Realizace a měření planárních částic . . . . .	35
5.2	Realizace a měření trojrozměrných základních buněk . . . . .	36
<b>6</b>	<b>Závěr</b>	<b>41</b>

<b>A Seznam matematických symbolů a zkratek</b>	<b>44</b>
A.1 Seznam matematických symbolů . . . . .	44
A.2 Seznam zkratek . . . . .	47
<b>Literatura</b>	<b>48</b>

# Kapitola 1

## Úvod

Umělé kompozitní materiály (metamateriály) získávají v oblasti vysokofrekvenční techniky stále větší význam. Metamateriál je složen z umělých částic, které jsou vhodně navržené tak, aby materiál vykazoval požadované vlastnosti. Pokud je rozměr částic metamateriálu dostatečně malý ve srovnání s délkou dopadající elektromagnetické vlny, pak lze na tento metamateriál nahlížet podobně jako na běžný přírodní homogenní materiál složený z atomů a molekul. Specialitou metamateriálů jsou jejich vlastnosti nemající v přírodě obdobu. Velkou pozornost budí především struktury se záporným indexem lomu označované jako „*Left-Handed*“ materiály (LHM). Ačkoliv je tento jev známý již mnoho desítek let, teprve v poslední době se podařilo zhotovit první experimentální vzorky a LH struktury se začínají objevovat ve skutečných aplikacích s cílem vylepšit dosavadní řešení nebo jako zcela nové koncepty. LHM bývají navrhovány ve formě prostorových struktur tvořených vloženými částicemi (kompozitní materiál) nebo jako planární mikrovlnná vedení periodicky zatížená vhodnými prvky. LH struktury lze prakticky využít pro konstrukci čoček se záporným indexem lomu [1, 2, 3], zlepšení vlastností, rozšíření šířky pásma a zmenšení rozměrů mikrovlnných planárních filtrů [4], rezonátorů [2, 5], vazebních nebo hybridních členů [2, 6, 7]. Další známou aplikací metamateriálů je například substrát pro mikropáskové antény zamezující vybuzení povrchových vln [8] nebo umožňující zmenšení rozměrů antény [9].

LHM jsou charakterizovány současně zápornou efektivní permitivitou i permeabilitou. Realizace prostorové varianty LHM bývá obvykle tvořena kombinací přerušených prstencových rezonátorů (*Split-Ring Resonator – SRR*) zajišťujících zápornou efektivní permeabilitu a struktury tenkých kovových drátků (*wire media*) charakterizovaných zápornou efektivní permitivitou. Použití této drátové struktury je však spojeno s celou řadou problémů počínaje obtížnou realizací pomocí planární technologie. Dalším nedostatkem mnoha dosud navržených metamateriálů je jejich silná anizotropie. Alternativní možností realizace materiálu se zápornou efektivní permitivitou je periodický systém skládající se ze soustavy vodivých tělísek (částic) tvořených elektricky krátkými dipóly zatíženými indukčností, které lze snadno realizovat planární technologií. Cílem této diplomové práce je prozkoumat vlastnosti takové struktury, analyzovat chování jedné částice materiálu pomocí simulátoru pole CST Microwave Studio, částici realizovat a výsledky simulací ověřit experimentem. Cílem je nalézt částici využitelnou k realizaci izotropního materiálu se zápornou efektivní permitivitou, který je spolu s izotropním materiélem se zápornou efektivní permeabilitou [10] předpokladem realizace izotropního LHM.

# Kapitola 2

## Materiál se zápornou permitivitou

### 2.1 Přehled

Obdobně jako jsou běžné přírodní materiály složené z atomů a molekul, je umělý kompozitní materiál tvořený systémem určitých základních buněk. Každá základní buňka obsahuje umělou částici (molekulu) zajišťující požadované elektromagnetické vlastnosti materiálu. Za předpokladu působení statického elektromagnetického pole nebo splnění podmínky

$$d \ll \lambda_0, \quad (2.1)$$

kde  $d$  je největší rozměr základní buňky a  $\lambda_0$  je vlnová délka vlny ve volném prostředí, elektromagnetická vlna při průchodu strukturou kompozitního materiálu nevnímá jednotlivé prvky struktury a materiál se pro vlnu jeví jako spojitý homogenní materiál. Podobně jako jsme zvyklí popisovat vlastnosti přírodních homogenních materiálů pomocí materiálových parametrů elektrická permitivita a permeabilita, je možné charakterizovat materiál tvořený makroskopickými základními buňkami pomocí parametrů efektivních – efektivní permitivity a efektivní permeability. Pro tento homogenizovaný materiál lze obecně psát

$$\mathbf{B} = \mu_0 \bar{\mu}_{ef} \mathbf{H}, \quad (2.2)$$

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \bar{\epsilon}_{ef} \mathbf{E}, \quad (2.3)$$

kde  $\mathbf{B}$  je vektor magnetické indukce,  $\mathbf{H}$  vektor intenzity magnetického pole,  $\mathbf{D}$  vektor elektrické indukce,  $\mathbf{E}$  vektor intenzity elektrického pole,  $\mu_0$  permeabilita vakua,  $\epsilon_0$  permitivita vakua,  $\bar{\mu}_{ef}$  tenzor efektivní permeability a  $\bar{\epsilon}_{ef}$  tenzor efektivní permitivity. Tenzory efektivní permitivity a permeability nemusí vždy poskytovat dostatečnou informaci pro řešení Maxwellových rovnic, jak je tomu například u chirálních a bianizotropních struktur. V dalším textu vyjmeme tyto materiály z našich úvah, zaměříme se pouze na lineární pasivní struktury, jejichž parametry lze úplně specifikovat pomocí tenzorů  $\bar{\mu}_{ef}$  a  $\bar{\epsilon}_{ef}$ . Dále budeme zkoumat vlastnosti materiálu obvykle pro jeden směr šíření a k popisu materiálu nám postačí skalární efektivní permitivita  $\epsilon_{ef}$  a permeabilita  $\mu_{ef}$ .

Takto definovaný umělý materiál bývá nazýván kompozitní materiál nebo metamateriál. V literatuře bývá často pojednaný metamateriál zaměňován s tzv. fotonickými krystaly (PBG – *Photonic Band Gap*). Není to ale zcela správné, neboť rozměry základní buňky těchto fotonických krystalů, původně konstruovaných pro optické aplikace, bývají srovnatelné nebo větší než délka vlny  $\lambda_0$  a homogenizace zde již není možná.

Dalším efektivním parametrem používaným k popisu metamateriálů je efektivní index lomu, který je definován

$$n_{ef} = \pm \sqrt{\epsilon_{ef}\mu_{ef}}. \quad (2.4)$$

Podle znamének efektivní permitivity a permeability rozlišujeme z hlediska šíření vln tři případy. Pro jednoduchost budeme předpokládat nulové imaginární části efektivní permitivity a permeability.

1.  $\epsilon_{ef} > 0$  a zároveň  $\mu_{ef} > 0$

V tomto případě je  $n_{ef}$  reálný a kladný, konstanta šíření daná vztahem

$$k = \frac{\omega}{c} n_{ef}, \quad (2.5)$$

kde  $\omega$  je úhlový kmotocet a  $c$  je rychlosť světla ve vakuu, je rovněž reálná a kladná. Dosazením kladných hodnot efektivní permitivity a permeability do vztahů vzniklých vhodnou úpravou Maxwellových rovnic

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mu_{ef} \mu_0 \mathbf{H}, \quad (2.6)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \epsilon_{ef} \epsilon_0 \mathbf{E}, \quad (2.7)$$

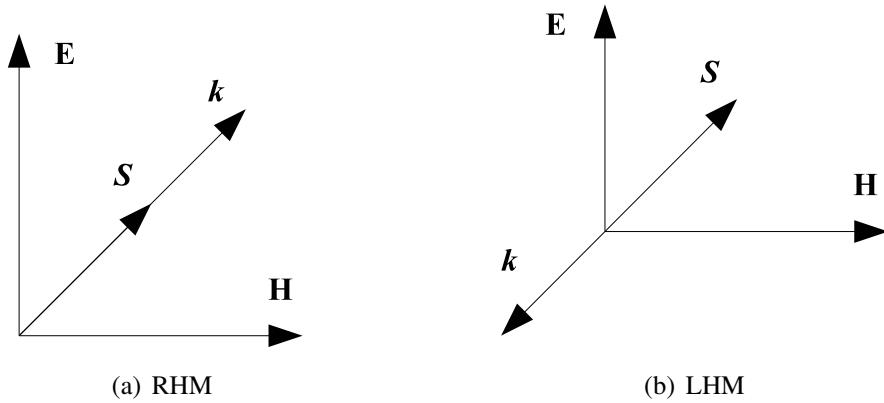
kde  $\mathbf{B}$  je fázor vektoru magnetické indukce,  $\mathbf{H}$  fázor vektoru intenzity magnetického pole,  $\mathbf{D}$  fázor vektoru elektrické indukce,  $\mathbf{E}$  fázor vektoru intenzity elektrického pole a  $\mathbf{k}$  vlnový vektor, lze snadno ukázat, že vektory  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  a  $\mathbf{k}$  jsou vázány pravidlem pravé ruky. Situace je názorně zobrazena na obrázku 2.1. Materiál pak označujeme jako „*Right-Handed*“ (RHM).

2.  $\epsilon_{ef} > 0$  a zároveň  $\mu_{ef} < 0$  nebo  $\epsilon_{ef} < 0$  a zároveň  $\mu_{ef} > 0$

Zde je efektivní index lomu i konstanta šíření imaginární, vlna se v tomto prostředí nešíří.

3.  $\epsilon_{ef} < 0$  a zároveň  $\mu_{ef} < 0$

V tomto případě je  $n_{ef}$  z důvodu dodržení kauzality [11] reálný a záporný,  $k$  je rovněž reálná a záporná. Dosazením záporných hodnot efektivní permitivity a permeability do rovnic (2.6, 2.7) lze ověřit, že vektory  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  a  $\mathbf{k}$  jsou zde vázány pravidlem levé ruky. Materiál pak označujeme jako „*Left-Handed*“ (LHM), resp. „*Double Negative*“ (DNM). Elektromagnetická vlna se tímto prostředím šířit může, ale orientace vlnového vektoru  $\mathbf{k}$  udávajícího směr změny fáze a Poyntingova vektoru  $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$  udávajícího směr šíření energie jsou opačné. Tuto elektromagnetickou vlnu nazýváme zpětná vlna (*backward wave*). Opačné jsou i směry fázové a skupinové rychlosti. Tyto vlastnosti poskytují materiálu vlastnosti nemající v přírodě obdobu.



**Obrázek 2.1:** Orientace vektorů pole  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{k}$  a  $\mathbf{S}$  v RH (*Right-Handed*) a LH (*Left-Handed*) materiálu. V klasickém RHM jsou vektory  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  a  $\mathbf{k}$  vázány pravidlem pravé ruky, Poyntingův vektor  $\mathbf{S}$  má stejný směr jako vektor  $\mathbf{k}$ . V LHM jsou vektory  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$  a  $\mathbf{k}$  vázány pravidlem levé ruky, orientace vlnového vektoru  $\mathbf{k}$  udávajícího směr změny fáze a Poyntingova vektoru  $\mathbf{S}$  udávajícího směr šíření energie jsou opačné. Opačné jsou proto i směry fázové a skupinové rychlosti.

Poznamenejme, že existence zároveň záporných hodnot efektivní permitivity a permeability je podmíněna přítomností frekvenční disperze [12]. Lze to odvodit z rovnice pro hustotu energie

$$w = \varepsilon_0 \varepsilon_{ef} |E|^2 + \mu_0 \mu_{ef} |H|^2, \quad (2.8)$$

která nepřipouští, aby celková energie byla menší než nula. Za přítomnosti frekvenční disperze musí být rovnice přepsána

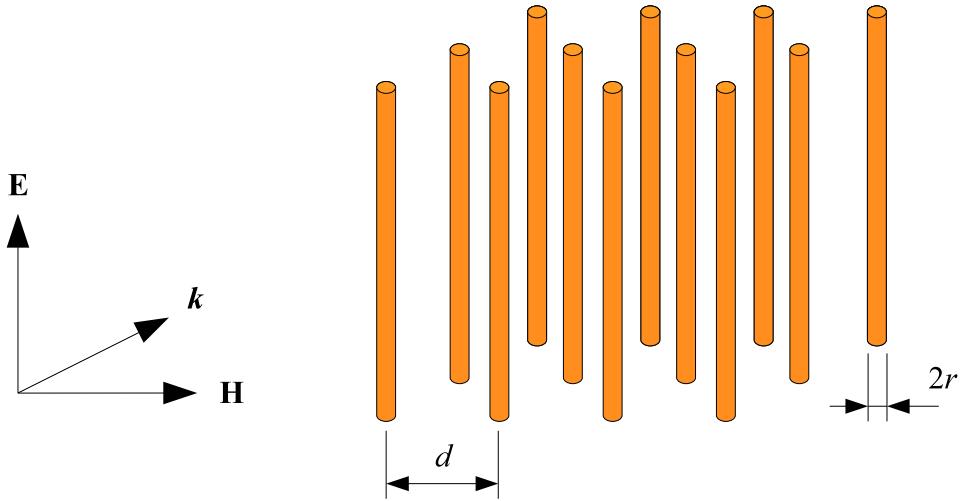
$$w = \varepsilon_0 \frac{\partial (\varepsilon_{ef}\omega)}{\partial \omega} |E|^2 + \mu_0 \frac{\partial (\mu_{ef}\omega)}{\partial \omega} |H|^2. \quad (2.9)$$

Z této upravené formy vyplývají pouze požadavky

$$\frac{\partial (\varepsilon_{ef}\omega)}{\partial \omega} > 0, \quad \frac{\partial (\mu_{ef}\omega)}{\partial \omega} > 0. \quad (2.10)$$

Tyto nerovnosti neznamenají, že efektivní permitivita a permeabilita nesmí být současně záporná, přináší ale požadavek frekvenční závislosti.

První významná práce týkající se materiálů se záporným indexem lomu publikoval Veselago v roce 1967 [12]. V tomto článku spekuluje o možné existenci LHM a předpovídá unikátní vlastnosti těchto materiálů jako jsou inverzní Dopplerův jev (při vzájemném přibližování vysílače a přijímače je přijímaný kmitočet menší než vysílaný), inverzní Vavilov-Čerenkovovo záření (záření emitované částicí pohybující se prostředím) nebo inverzní Snellův zákon (paprsek dopadající na rozhraní RHM a LHM se láme na stejnou stranu od normály k rozhraní, ve které leží dopadající paprsek). Pro LHM ale nenašel žádnou realizaci. Obě potřebné komponenty potřebné k jeho sestavení přitom byly již v tu dobu známé z jiných aplikací.



**Obrázek 2.2:** Materiál se zápornou efektivní permitivitou realizovaný tzv. drátovou strukturou (*wire media*). Struktura je tvořena periodickou sítí rovnoběžných, teoreticky nekonečně dlouhých, tenkých drátků s poloměrem  $r$  umístěných v prostoru ve vzájemné vzdálenosti  $d$ . Pro rovinou vlnu s vyznačenou orientací vektoru intenzity elektrického pole se tato struktura chová na kmitočtech nižších než plazmový kmitočet  $f_p$  jako magnetovaná plazma se zápornou efektivní permitivitou.

Materiál se zápornou efektivní permitivitou lze vytvořit pomocí periodické struktury rovnoběžných, teoreticky nekonečně dlouhých, tenkých drátků umístěných v prostoru ve vzájemné vzdálenosti  $d$  [13, 14, 15]. V literatuře bývá tato drátová struktura označována jako *wire media*. Nákres struktury a orientace dopadající elektromagnetické vlny je na obrázku 2.2. Pro rovinou vlnu s vektorem intenzity elektrického pole orientovaným rovnoběžně s drátky se struktura chová jako magnetovaná plazma s průběhem efektivní permitivity daným vztahem

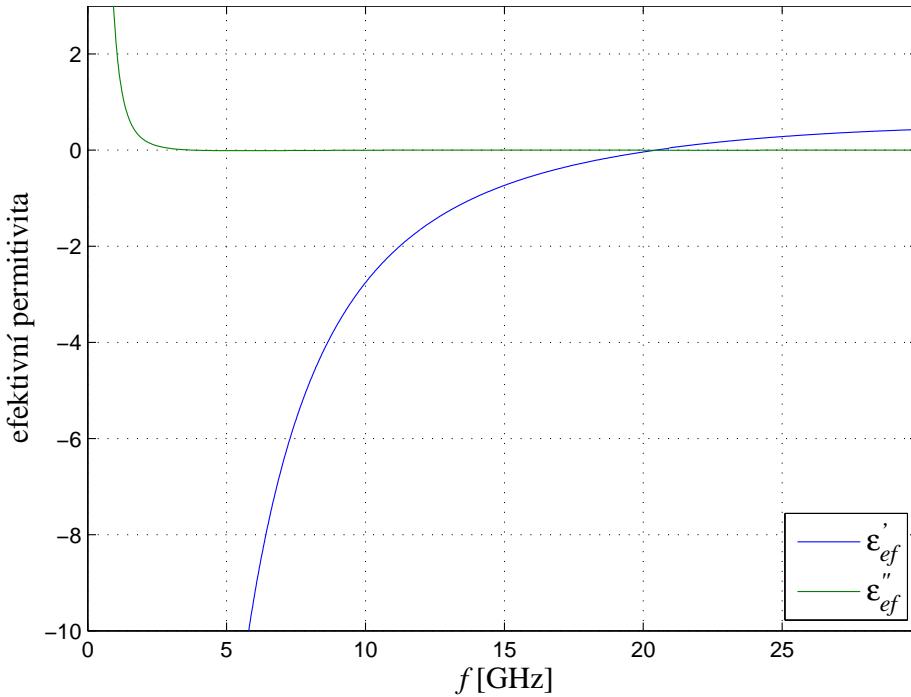
$$\epsilon_{ef} = 1 - \frac{f_p^2}{f^2 + 2j\gamma f}, \quad (2.11)$$

kde  $\gamma$  představuje ztráty a  $f_p$  je plazmový kmitočet, který lze relativně přesně určit z rozměrů struktury [13]

$$f_p^2 = \frac{c_0^2}{2\pi d^2 \ln \left( \frac{d^2}{4r(d-r)} \right)}, \quad (2.12)$$

kde  $d$  je vzájemná vzdálenost drátků a  $r$  jejich poloměr. Ze vztahu (2.11) vyplývá, že efektivní permitivita je vždy menší než jedna a na kmitočtech nižších než plazmový kmitočet  $f_p$  je záporná. Struktura se chová jako horní propust s mezním kmitočtem  $f_p$ . Příklad kmitočtové závislosti efektivní permitivity pro drátky s poloměrem  $r = 0.033$  mm vzájemně vzdálenými  $d = 3.33$  mm je zobrazen na obrázku 2.3.

Prudký růst zájmu o LHM nastal po roce 1999, kdy Pendry [16] představil strukturu vykazující zápornou efektivní permeabilitu zhotovenou výhradně z nemagnetických vodivých těles.



**Obrázek 2.3:** Kmitočtová závislost efektivní permitivity drátové struktury s parametry  $r = 0.033\text{ mm}$ ,  $d = 3.33\text{ mm}$ . Zobrazena je reálná a imaginární část permitivity. Pod plazmovým kmitočtem  $f_p$  je efektivní permitivita této struktury záporná.

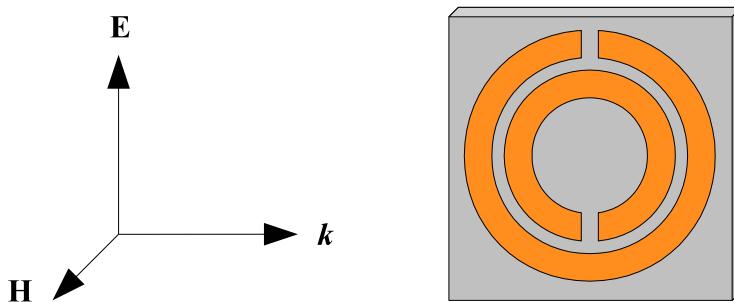
Struktura je složena z přerušených prstencových rezonátorů (SRR – *Split-Ring Resonator*). Nákres základní buňky struktury a orientace dopadající elektromagnetické vlny je na obrázku 2.4. Pro rovinou vlnu s vektorem intenzity magnetického pole orientovaným rovnoběžně s osou rezonátoru má efektivní permeabilita průběh odpovídající Lorentzovu modelu dielektrika

$$\mu_{ef} = \frac{Ff_0^2}{f^2 - f_0^2 + jf\Gamma}, \quad (2.13)$$

kde  $f_0$  je rezonanční kmitočet rezonátoru,  $F$  je činitel plnění a  $\Gamma$  zahrnuje ztráty. Příklad kmitočtové závislosti efektivní permeability jedné základní buňky s rozměrem  $d = 8\text{ mm}$  obsahující SRR je na obrázku 2.5. V určitém kmitočtovém pásmu je efektivní permeabilita struktury záporná.

Kombinace obou popsaných struktur navržených tak, aby zádržné pásmo SRR (oblast záporné efektivní permeability) leželo v oblasti záporné efektivní permitivity drátové struktury, umožní vznik propustného pásmo v místě, kde obě původní struktury značně tlumily [17]. V této oblasti je záporná jak efektivní permitivita, tak permeabilita, stejně jako efektivní index lomu a získáváme LHM. Tímto druhem metamateriálu se v poslední době zabývala celá řada autorů a existence záporného indexu lomu byla ověřena experimentálně [18, 19, 20, 21, 22].

Alternativní metodou realizace LHM je využití vlastností elektrického dipolu a magnetické smyčky. Materiál tvořený umělými částicemi obsahujícími elektricky krátké dipoly zatížené vhodnou impedancí lze navrhnut tak, aby v určitém kmitočtovém pásmu vykazoval zápornou



**Obrázek 2.4:** Základní buňka materiálu se zápornou efektivní permeabilitou. Tvoří ji kombinace přerušovaných prstencových rezonátorů (SRR – *Split-Ring Resonator*) zhotovených například planární technologií. Rozměry základní buňky obsahující zobrazený rezonátor jsou  $8 \times 8 \times 8$  mm, první rezonance se objevuje na kmitočtu 3.5 GHz.

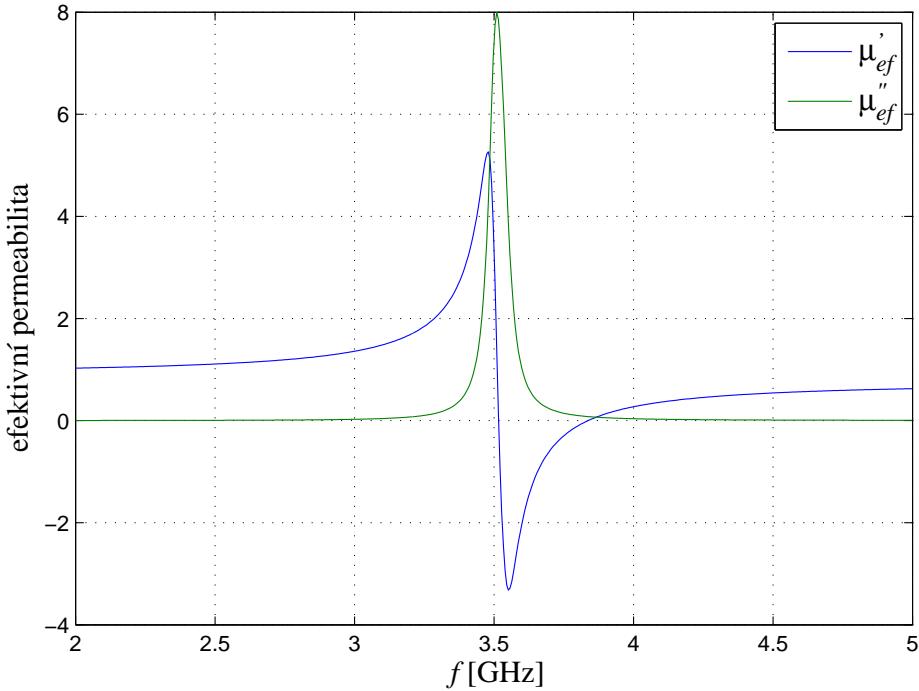
efektivní permitivitu. Podobně vhodným zatížením magnetické smyčky lze získat zápornou efektivní permeabilitu. Kombinace obou struktur se zápornou efektivní permitivitou a permeabilitou ve stejném kmitočtovém pásmu opět vede na LHM.

Jistou nevýhodou popsaných řešení je úzkopásmovost a nezanedbatelné ztráty. Menší ztráty a větší šířku pásmo mají nerezonanční struktury založené na teorii vedení [2, 23]. Pokud v obvodovém modelu elementu vedení zaměníme prvky podélnou indukčnost a příčnou kapacitu tak, že kapacita bude prvkem podélným a indukčnost prvkem příčným, bude vedení vykazovat LH vlastnosti. Vzhledem k parazitním kapacitám a indukčnostem reálné struktury nelze takto vytvořit čistý LHM. Tyto LHM bývají proto nazývány CRLH (*Composite Right/Left Handed*) struktury, využití nacházejí především v planárních obvodech.

## 2.2 Kompozitní materiál tvořený vhodně zatíženými elektrickými dipóly

### 2.2.1 Materiál se zápornou efektivní permitivitou

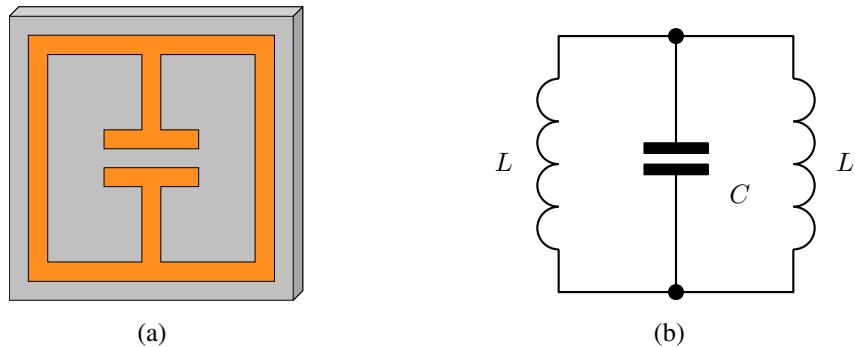
Jak bylo naznačeno v předchozí části, nejčastějším způsobem realizace prostorové varianty metamateriálů je kombinace SRR a drátové struktury. Použití drátové struktury pro tento účel je však problematické. Drátky by jednak měly být nekonečně dlouhé. Obvykle tento požadavek není splněn a bývá považováno za dostačující použití drátků konečné délky odpovídající několikanásobku velikosti základní buňky. Vodiče musí být mezi sousedními základními buňkami vodivě spojené. Problematická je zvláště realizace trojrozměrné izotropní drátové struktury tvořené třemi ortogonálními poli rovnoběžných drátků. Drátová struktura obvykle v oblasti záporné permitivity rovněž porušuje zásadu, aby rozdíl základní buňky  $d$  byl mnohonásobně menší než vlnová délka  $\lambda_0$ . Dodržení této zásady by vyžadovalo použití extrémně tenkého drátku. Ačkoliv homogenizace struktury by v tomto případě neměla být možná, lze v literatuře běžně najít LHM s drátovou strukturou, kde vlnová délka  $\lambda_0$  dopadající vlny je na požadovaném kmitočtu pouze



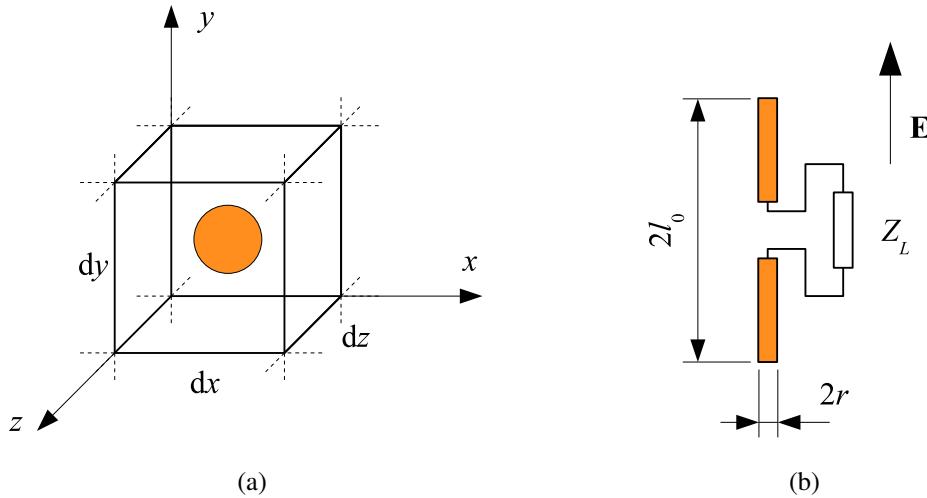
**Obrázek 2.5:** Kmitočtová závislost efektivní permeability struktury tvořené rezonátory SRR podle obrázku 2.4. V úzkém kmitočtovém pásmu v oblasti vlastní rezonance SRR je pro rovinou vlnu s vektorem intenzity magnetického pole orientovaným rovnoběžně s osou rezonátoru efektivní permeabilita záporná. Průběh odpovídá Lorentzovu modelu dielektrika.

několikanásobkem rozměru základní buňky  $d$ .

Kompozitní materiál se zápornou efektivní permitivitou, který netrpí popsanými nedostatky a lze podobně jako SRR realizovat planární technologií, byl představen v [24]. Materiál je tvořen systémem planárních paralelních rezonátorů podle obrázku 2.6 (a). Kmitočtová závislost efektivní permitivity těchto rezonátorů odpovídá Lorentzovu modelu dielektrika a v určitém kmitočtovém



**Obrázek 2.6:** Planární rezonátor podle [24] tvořící základní částici kompozitního materiálu se zápornou efektivní permitivitou (a). Náhradní schéma tohoto rezonátoru (b).



**Obrázek 2.7:** Základní buňka struktury s vloženou částicí (a). Touto částicí může být elektrický dipól zatížený impedancí  $Z_L$  (b). Vyznačena je orientace vektoru intenzity elektrického pole, na kterou je dipól citlivý.

pásma je efektivní permitivita záporná. Větší vazby na dopadající elektromagnetické pole, než umožňuje popsaný rezonátor, lze dosáhnout náhradou kapacity elektricky krátkým dipolem, který má rovněž kapacitní charakter. Materiálu tvořenému elektricky krátkými dipoly zatíženými indukčností je věnována pozornost v dalším textu.

## 2.2.2 Elektrický dipól zatížený vhodnou zátěží

Popišme kompozitní materiál tvořený systémem umělých částic obsahujících elektricky krátké dipoly ( $kl_0 \ll 1$ ) zatížené obecnou zátěží  $Z_L$ . Uvažujme prostor rozdelený pravoúhlou sítí na jednotlivé základní buňky ve tvaru hranolu s rozměry  $dx$ ,  $dy$  a  $dz$ . Umělá částice, v našem případě elektrický dipól zatížený impedancí  $Z_L$ , je umístěna vždy ve středu těchto buněk. Rozměry buňky přitom musí být značně menší než vlnová délka dopadající elektromagnetické vlny  $dx$ ,  $dy$ ,  $dz \ll \lambda_0$ , aby bylo možné považovat materiál za homogenní. Nákres uspořádání základní buňky popisovaného metamateriálu je na obrázku 2.7 (a) a částice určující vlastnosti materiálu, tedy elektrický dipól zatížený impedancí  $Z_L$ , je zobrazena na obrázku 2.7 (b). Elektrický dipól je citlivý na složku intenzity elektrického pole rovnoběžnou s vodiči dipólu. Vypočteme nejprve elektrický moment dipólu, ze kterého je možné určit vektor magnetizace a následně efektivní permitivitu materiálu.

Uvažujme dopadající elektromagnetickou vlnu s vektorem intenzity elektrického pole orientovaným paralelně s osou dipólu. Rozložení indukovaného proudu na velmi krátkém dipólu ( $\lambda_0/50 < l_0 < \lambda_0/10$ ) lze approximovat trojúhelníkovým rozložením [25]

$$I(z) = I_0 \left( 1 - \frac{|z|}{l_0} \right), \quad (2.14)$$

kde  $2l_0$  je fyzická délka dipólu a  $I_0$  je amplituda proudu ve středu dipólu. Efektivní délka této antény je

$$l_{ef} = l_0 \sin \theta, \quad (2.15)$$

kde  $\theta$  je úhel mezi osou dipólu a směrem šíření. Indukované napětí na vstupu dipólu je

$$U = El_{ef}, \quad (2.16)$$

kde  $E$  je složka intenzity elektrického pole rovnoběžná s osou dipólu. Z náhradního obvodu dipólu zatíženého impedancí  $Z_L$  lze odvodit proud na vstupu dipólu

$$I_{in} = I(z=0) = \frac{U}{Z_{in} + Z_L}, \quad (2.17)$$

kde  $Z_{in}$  je vstupní impedance dipólu. Dipólový moment je definován za předpokladu, že elektrický náboj je umístěn ve středu ramen dipólu

$$p = \frac{I_{in}l_0}{j\omega}. \quad (2.18)$$

Neuvažujeme zde takzvané bianizotropní částice, jejichž moment závisí na elektrickém i magnetickém poli. Vektor polarizace po úpravě

$$P = \frac{p}{V} = \frac{1}{dxdydz} \frac{El_0l_{ef} |\cos \Psi_e|}{j\omega(Z_{in} + Z_L)} = \epsilon_0 \chi_e E, \quad (2.19)$$

kde  $\chi_e$  je elektrická susceptibilita definující permitivitu,  $V = dxdydz$  je objem základní buňky a  $\Psi_e$  je polarizační úhel mezi osou antény a vektorem intenzity elektrického pole. Zanedbáme-li vzájemné ovlivňování částic, platí pro relativní efektivní permitivitu

$$\epsilon_{ef} = 1 + \chi_e = 1 + \frac{K_e}{j\omega(Z_{in} + Z_L)}, \quad (2.20)$$

kde  $K_e$  je kladná konstanta

$$K_e = \frac{l_0^2 \sin \theta |\cos \Psi_e|}{dxdydz \epsilon_0}. \quad (2.21)$$

Vstupní impedance elektricky krátkého dipólu má dominantně kapacitní charakter

$$Z_{in} = \frac{1}{j\omega C_d}, \quad (2.22)$$

kde  $C_d$  je vstupní kapacita dipólu. Například pro dipól s rameny ve tvaru válce o poloměru  $r$  a délky  $l_0$  platí [26]

$$C_d = \frac{\pi \epsilon_0 l_0}{\ln \frac{2l_0}{r}}. \quad (2.23)$$

### 2.2.3 Vlastnosti materiálu v závislosti na zátěži dipólu

K elektrickému dipólu je možné připojit celou řadu zátěží  $Z_L$ . Vhodnou volbou pasivní zátěže tvořené kombinací prvků RLC lze vytvořit materiál s požadovanými disperzními vlastnostmi a ztrátami [27, 28, 26]. Zátěž může být i aktivní prvek, například impedanční invertor [29], kompenzující ztráty a rozšiřující šířku pásma. Pokud na vstup dipólu připojíme proudovou smyčku, lze získat bianizotropní částici vykazující zápornou efektivní permitivitu a permeabilitu současně [27, 30]. Těmito speciálními případy se zde nebudeme dále zabývat, věnujme pozornost pouze pasivním zátěžím tvořeným samostatnými prvky RLC. Složitější varianty pasivní zátěže s odpovídajícími modely dielektrika lze nalézt v [27, 28].

#### 2.2.3.1 Odporová zátěž

Kmitočtový průběh efektivní permitivity pro odporovou zátěž

$$\epsilon_{ef} = 1 + \frac{K_e C_d}{1 + j\omega R C_d}, \quad (2.24)$$

kde  $R$  je odpor zátěže a konstanta  $K_e$  je definována vztahem (2.21). Průběh odpovídá Debayovu modelu dielektrika.

#### 2.2.3.2 Kapacitní zátěž

Kmitočtový průběh efektivní permitivity pro kapacitní zátěž je

$$\epsilon_{ef} = 1 + \frac{K_e}{\frac{C_d + C}{C_d C}}, \quad (2.25)$$

kde  $C$  je kapacita zátěže. Dielektrikum vytvořené vložením kapacitně zatížených dipólů do základní buňky struktury má uměle zvýšenou efektivní permitivitu, která není závislá na kmitočtu. Takový materiál lze například použít jako substrát pro realizaci mikrovlnných planárních obvodů, mohl by nahradit drahé vysokodielektrické substráty [26, 31].

#### 2.2.3.3 Induktivní zátěž

Kmitočtový průběh efektivní permitivity pro induktivní zátěž je

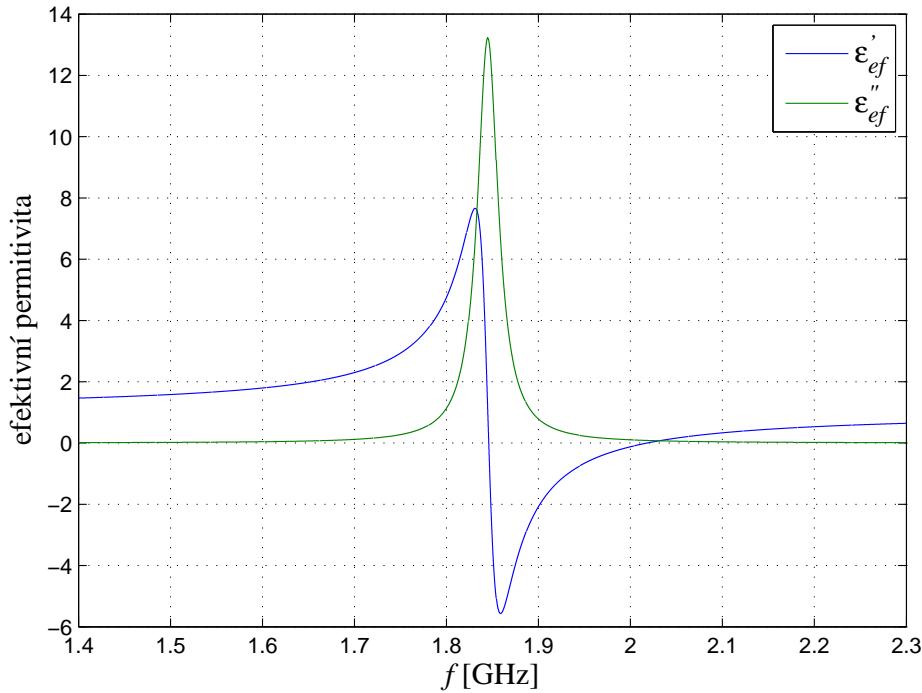
$$\epsilon_{ef} = 1 + \frac{K_e C_d}{1 - \omega^2 C_d L}, \quad (2.26)$$

kde  $L$  je indukčnost zátěže. Rezonanční kmitočet částice je

$$\omega_0 = 1 / \sqrt{LC_d}, \quad (2.27)$$

pro  $\omega = 0$  dosahuje efektivní permitivita hodnoty

$$\epsilon_{ef} = 1 + K_e C_d, \quad (2.28)$$



**Obrázek 2.8:** Příklad kmitočtové závislosti efektivní permitivity materiálu tvořeného elektrickými dipóly zatíženými indukčností. Průběh odpovídá Lorentzovu modelu dielektrika. Efektivní permitivita je v úzkém kmitočtovém pásmu nad vlastním rezonančním kmitočtem částice záporná. Parametry struktury jsou  $dx = dy = dz = 30$  mm,  $L = 30$  nH,  $C_d = 0.248$  pF,  $R = 5.2\Omega$  a  $l_0 = 13.8$  mm. Jde o parametry jedné z částic navržených v následující kapitole.

pro  $\omega \rightarrow \infty$  hodnoty  $\epsilon_{ef} = 1$ . Pokud do modelu zavedeme ztráty ve formě přídavného sériového odporu  $R$ , lze odvodit vztah

$$\epsilon_{ef} = 1 + \frac{K_e C_d \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 + j\omega \frac{R}{L}}, \quad (2.29)$$

který odpovídá klasickému Lorentzovu modelu dielektrika.  $R$  přitom může představovat jak ztráty v zátěži, tak i reálnou část impedance dipólu. Na obrázku 2.8 je zobrazen příklad této závislosti pro krychlovou buňku s rozměry  $dx = dy = dz = 30$  mm a parametry částice  $L = 30$  nH,  $C_d = 0.248$  pF,  $R = 5.2\Omega$  a  $l_0 = 13.8$  mm. Induktivní zátěž nám umožnuje realizovat materiál se zápornou efektivní permitivitou.

# Kapitola 3

## Návrh částice

### 3.1 Návrh částice materiálu se zápornou permitivitou

Na základě teoretických základů uvedených v kapitole 2 byla navržena částice materiálu se zápornou efektivní permitivitou. Návrh a analýza byly provedeny pomocí 3D simulátoru pole CST Microwave Studio.

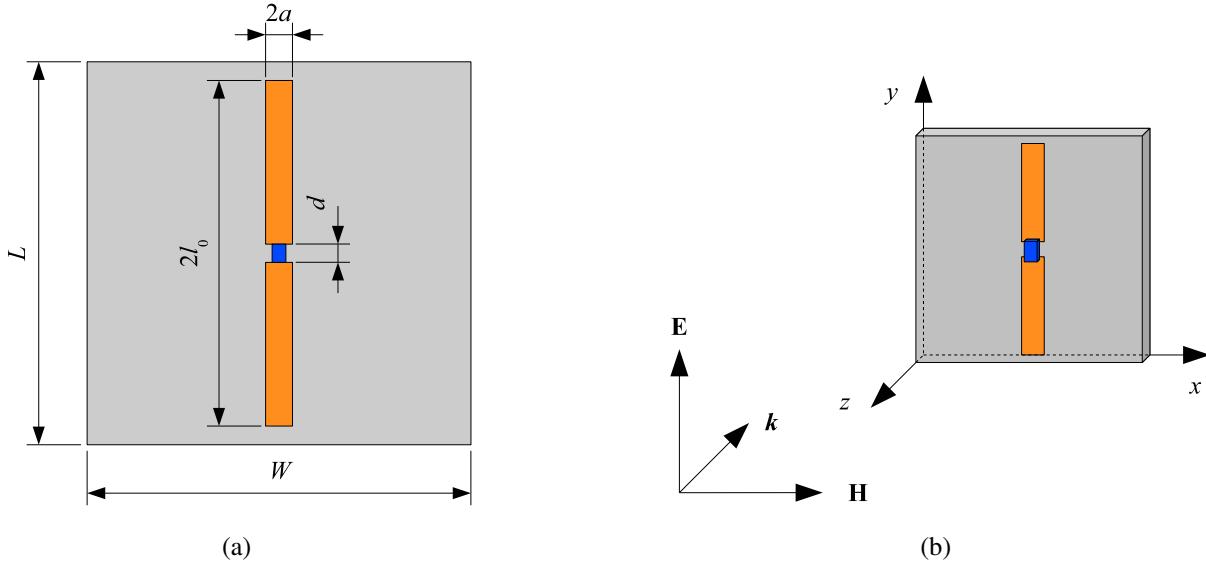
Shrňme nejprve požadavky a předpoklady návrhu. Rezonanční kmitočet částice byl zvolen 1.85 GHz. Tento kmitočet odpovídá středu propustného pásma vlnovodu R18 s videm TE<sub>10</sub>, ve kterém budou realizované vzorky měřeny. Částice byly navrženy v planární technologii, k dispozici byl mikrovlnný substrát ROGERS RT/duroid 5870 s relativní permitivitou  $\epsilon_r = 2.33$ , ztrátovým činitelem  $\tan \delta = 0.0012/10\text{GHz}$ , výškou  $h = 0.508\text{ mm}$  a tloušťkou pokovení  $t = 0.035\text{ mm}$ .

Částici materiálu se zápornou efektivní permeabilitou tvořenou rezonátorem SRR lze navrhnut tak, že se váže pouze na magnetické pole [10]. Pouze induktivní část rezonátoru se účastní vazby. U částice materiálu se zápornou efektivní permitivitou tvořené elektrickým dipólem zatíženým indukčností je vazebním prvkem dipól, který reaguje na elektrické pole. Indukčnost je třeba navrhnut tak, aby se vazby neúčastnila. Výhodou tohoto řešení je možnost relativně nezávisle ovládat rezonanční kmitočet a velikost vazby. Vazba by neměla být příliš slabá, aby rezonance nebyla úzkopásmová.

Částice je navrhována s cílem realizovat izotropní materiál se zápornou efektivní permitivitou. Již při návrhu samotné částice je vhodné tento fakt zohlednit a pozornost by proto měla být věnována symetrii, která následnou realizaci trojrozměrné izotropní struktury velmi usnadní.

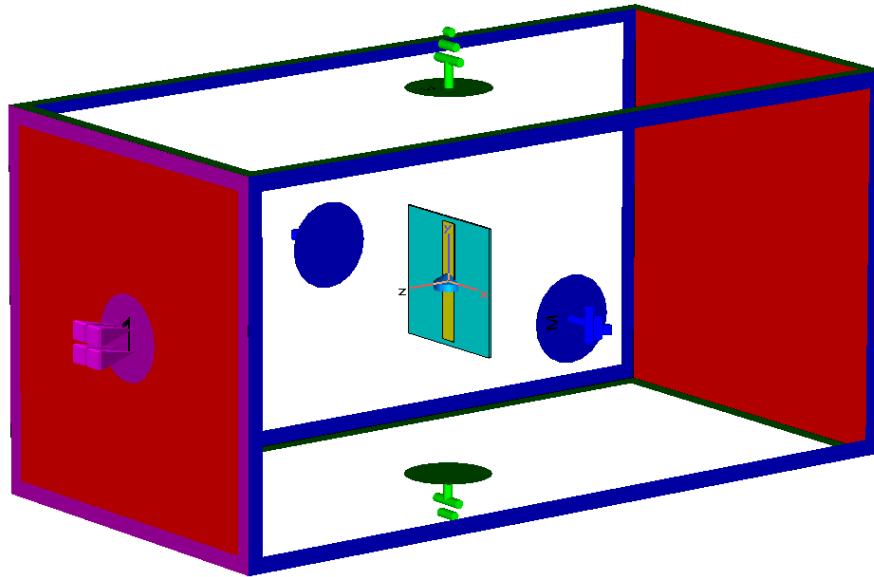
Elektrický dipól byl navržen jako mikropáskový planární dipól. Elektricky krátký dipól ( $kl_0 \ll 1$ ) napájený ve středu se chová jako sériový rezonanční obvod v podrezonanční oblasti. V jeho vstupní impedanci převládá kapacitní charakter. Simulací bylo ověřeno, že vstupní kapacita krátkého dipolu na požadovaném kmitočtu není kriticky závislá na rozměrech dipolu. Rozměry dipolu byly proto zvoleny spíše kompromisně s ohledem na velikost planárních indukčností, zachování požadovaného rezonančního kmitočtu a síly vazby při zachování co nejmenších rozměrů částice.

Vzhledem k uvedeným předpokladům byl navržen motiv částice na čtvercové destičce sub-

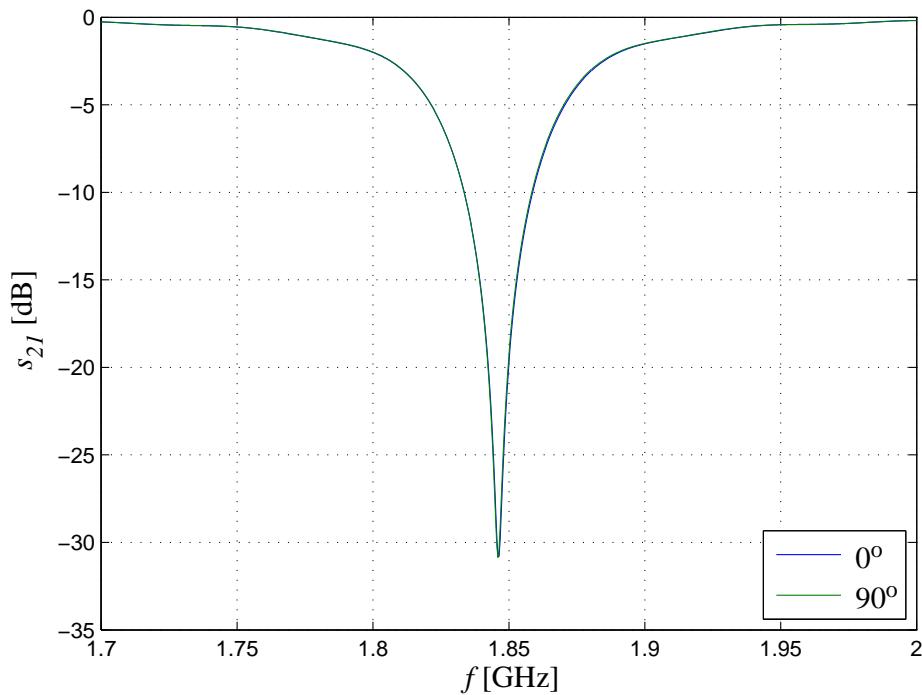


**Obrázek 3.1:** Navržená částice s dipólem zatíženým diskrétní indukčností (a). Rozměry struktury jsou  $W = L = 30 \text{ mm}$ ,  $a = 1 \text{ mm}$ ,  $d = 1.5 \text{ mm}$  a  $l_0 = 13.8 \text{ mm}$ . Použitý materiál substrátu je ROGERS RT/duroid 5870 s parametry  $\epsilon_r = 2.33$ ,  $\tan \delta = 0.0012/10 \text{ GHz}$ ,  $h = 0.508 \text{ mm}$ ,  $t = 0.035 \text{ mm}$ . Částice v základní poloze vzhledem k orientaci vektorů elektromagnetického pole (b). Dipól je citlivý na složku elektrického pole rovnoběžnou s rameny dipólu.

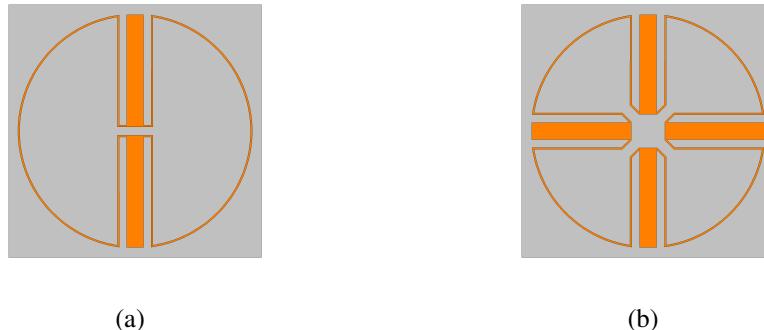
strátu o rozměrech  $30 \times 30 \text{ mm}$ . Částice s dipólem zatíženým diskrétní indukčností je zobrazena na obrázku 3.1 (a). Vstupní impedance planárního dipólu na kmitočtu  $1.85 \text{ GHz}$  zjištěná simulací samotného dipólu umístěného ve volném prostoru je  $Z_{in} = 5.2 - j346.7 \Omega$ , odpovídající vstupní kapacita je  $C_d = 0.248 \text{ pF}$ . Potřebná indukčnost připojená na vstup dipólu k dosažení rezonance na kmitočtu  $1.85 \text{ GHz}$  je  $30 \text{ nH}$ . Na obrázku 3.1 (b) je pak zobrazena částice v základní poloze a orientace vektorů pole. Osy  $x$ ,  $y$  a  $z$  jsou osy rotace pevně spojené se strukturou. Simulována byla jedna částice umístěná ve vedení s vlnou TEM. Elektrické a magnetické stěny byly umístěny do takové vzdálenosti, kde vlastnosti částice ovlivňují jen minimálně. Model v simulátoru CST Microwave Studio je zobrazen na obrázku 3.2. Na obrázku 3.3 je zobrazen výsledek simulace částice s diskrétní indukčností. Zobrazeny jsou průběhy přenosu pro dvě polohy destičky vůči postupující vlně. První průběh ( $0^\circ$ ) je pro základní polohu, kdy je destička kolmá na směr šíření, jak je znázorněno na obrázku 3.1 (b). Druhá poloha ( $90^\circ$ ) vznikla rotací destičky o  $90^\circ$  kolem osy  $y$ . V těchto polohách a obecně v libovolné poloze, kdy jsou ramena dipólu rovnoběžná s vektorem intenzity elektrického pole, se objevuje výrazná rezonance. V úzkém kmitočtovém pásmu v oblasti této rezonance by se měla nacházet oblast záporné efektivní permitivity, jak bude ověřeno dále. Dipól je citlivý na složku intenzity elektrického pole rovnoběžnou s jeho rameny. Při natáčení částice kolem osy  $z$  lze proto očekávat snížování vazby na elektrické pole a klesání úrovně maxima rezonance při zachování rezonančního kmitočtu. Křivky přenosu jsou zobrazeny pouze pro pravoúhlé polohy částice. V ostatních polohách není pravoúhlá diskretizační síť používaná v simulátoru CST Microwave Studio výhodná a výsledky simulace jsou méně přesné. Pokud dipól pootočíme kolem osy  $z$  o celých  $90^\circ$  ( $\psi_e = 90^\circ$ ), rezonance zanikne zcela.



**Obrázek 3.2:** Model v simulátoru CST Microwave Studio. Částice je umístěna ve vedení s vlnou TEM v základní poloze. Prostor je shora a zdola ohraničen elektrickými stěnami, na bocích jsou stěny magnetické. Stěny jsou od částice v určité vzdálenosti, aby neovlivňovaly její rezonanční kmitočet.



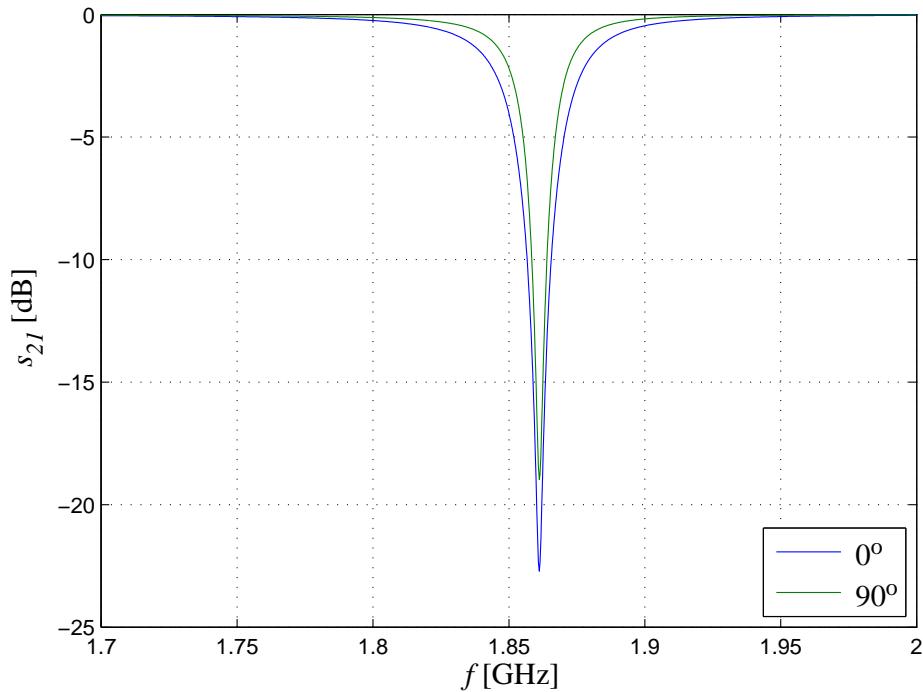
**Obrázek 3.3:** Přenos částice s diskrétní indukčností podle obrázku 3.1. Částice byla simulována v základní poloze ( $0^\circ$ ) a v podélné poloze ( $90^\circ$ ), která vznikla rotací destičky o  $90^\circ$  kolem osy y.



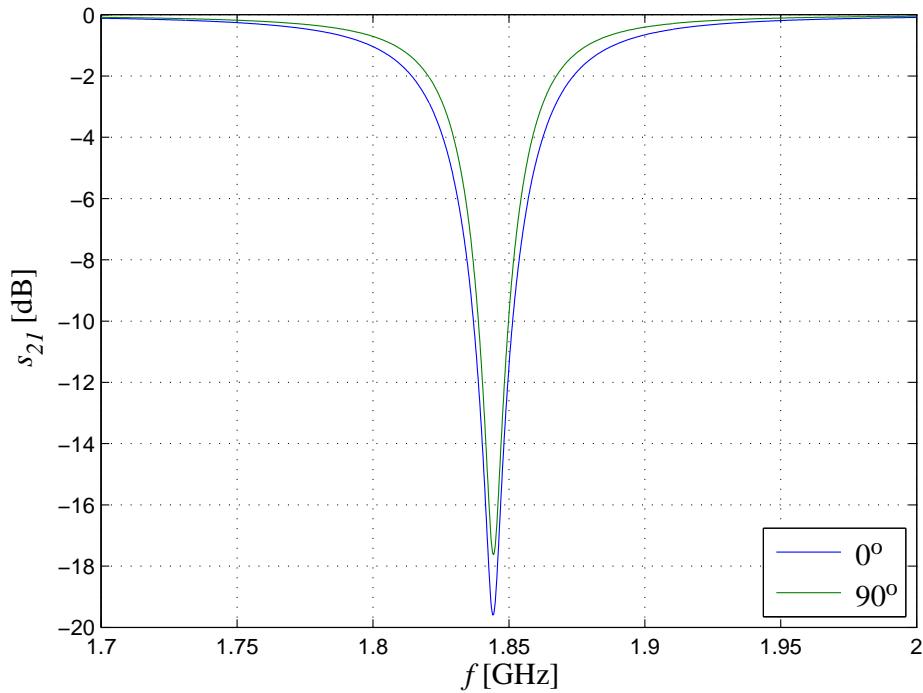
**Obrázek 3.4:** Motiv částice s jednoduchým dipólem a planárně realizovanými indukčnostmi (a). Rozměry dipólu a použitý substrát jsou stejné jako na obrázku 3.1. Rozměr substrátu je opět  $30 \times 30$  mm. Struktura s křížovým dipólem (b) vykazuje vyšší míru symetrie.

V kapitole 4 bude navržená částice využita k realizaci trojrozměrné izotropní základní buňky. Předpokladem je, že všech šest částic potřebných k sestavení trojrozměrné základní buňky má stejně rezonanční kmitočty. Dosažení tohoto požadavku na kmitočtu  $1.85\text{ GHz}$  s diskrétními čipovými indukčnostmi by bylo velmi obtížné. Také jakost reálných indukčností bývá na daném kmitočtu nedostatečná. Výše popsanou částici s diskrétní indukčností je proto třeba považovat spíše za teoretickou strukturu, jejímž vlastnostem se budeme snažit přiblížit. V dalším textu bude věnována pozornost strukturám čistě planárním.

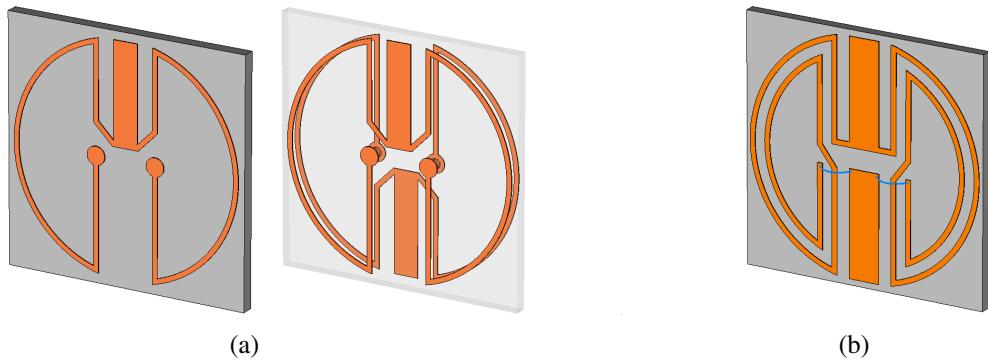
Navržená struktura s jednoduchým dipólem a planárně realizovanými indukčnostmi je znázorněna na obrázku 3.4 (a). Celková indukčnost je tvořena dvěma planárními jednozávitovými indukčnostmi spojenými paralelně, vlastní rezonanční kmitočet částice je tedy  $f_r = \sqrt{2}/2\pi\sqrt{LC}$ . Toto uspořádání jednak zajišťuje symetrii struktury, opačný smysl vinutí indukčností dále potlačuje vybuditelnost rezonátoru magnetickým polem. Ještě vyšší stupeň symetrie poskytuje struktura s křížovým dipólem podle obrázku 3.4 (b). U struktury s jednoduchým dipólem se v polohách, kdy vektor intenzity elektrického pole není rovnoběžný s rameny dipólu, vyskytuje přibližně  $450\text{ MHz}$  nad rezonancí žádanou parazitní rezonance. Její příčinou jsou poměrně velké elektrické rozměry celé struktury, kmitání má dipólový charakter. U struktury s křížovým dipólem se v pásmu  $0\text{-}3\text{ GHz}$  vyskytuje pouze žádaná rezonance pro libovolnou polohu částice vůči vektoru intenzity elektrického pole. Výsledek simulace částic s planárními indukčnostmi je zobrazen na obrázcích 3.5 a 3.6. Při natáčení destičky s jednoduchým dipólem ze základní polohy kolem osy  $z$  klesá úroveň maxima rezonance a dochází k výskytu parazitní rezonance. Pokud jsou ramena dipólu kolmá k vektoru intenzity elektrického pole, k rezonanci vůbec nedojde. Magnetické pole rezonanci vybudit nedokáže. Úroveň v rezonanci u struktury s křížovým dipólem by za předpokladu rovnoběžnosti vektoru intenzity elektrického pole s destičkou substrátu na natáčení kolem osy  $z$  záviset neměla. Ne zcela stejná úroveň přenosu v rezonanci pro různé polohy destičky vůči postupující vlně na obrázcích 3.5 a 3.6 je způsobena odlišnými podmínkami při simulaci obou poloh. Jde například o vzdálenosti stěn od struktury nebo rozdíly v diskretizaci. Průběhy přenosu pro více různých poloh budou vzhledem k problematické simulaci ověřeny až v experimentální části.



**Obrázek 3.5:** Přenos částice s jednoduchým dipólem podle obrázku 3.4 (a). Částice byla simulována v poloze základní ( $0^\circ$ ) a podélné ( $90^\circ$ ), která vznikla rotací destičky o  $90^\circ$  kolem osy y.



**Obrázek 3.6:** Přenos částice s křížovým dipólem podle obrázku 3.4 (b). Částice byla simulována v základní poloze ( $0^\circ$ ) a v podélné poloze ( $90^\circ$ ), která vznikla rotací destičky o  $90^\circ$  kolem osy y.



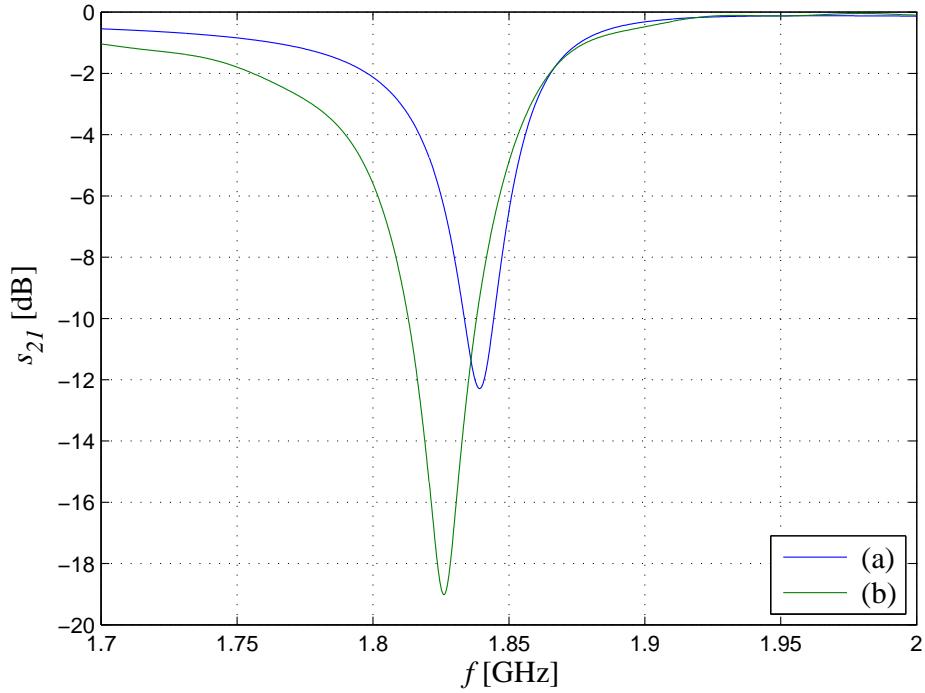
**Obrázek 3.7:** Příklady miniaturizace částice s jednoduchým dipólem. V případě (a) je motiv částice vytvořen na obou stranách substrátu, obě sekce jsou propojeny prokovkami. Částice (b) je navržena jednostranně, spodní dipól je k indukčnosti připojen drátovým můstkom.

Základní buňka kompozitního materiálu obsahující popsané částice má rozměry  $30 \times 30 \times 30$  mm. Pro rezonanční kmitočet 1.85 GHz vychází poměr  $\lambda_0/d = 5.4$ . Pro dosažení vyššího poměru  $\lambda_0/d$  a tedy lepšího přiblížení homogennímu materiálu je třeba zmenšit rozměry částice při zachování rezonančního kmitočtu. Struktury z obrázku 3.4 je možné zmenšit především efektivním uspořádáním vinutí planárních indukčností. Současné zmenšení rozměrů rámů planárního dipólu ale přináší snížení jeho vstupní kapacity, původní indukčnost je proto třeba navýšit. Příklad možného uspořádání, kdy je motiv částice realizován na obou stranách substrátu, je zobrazen na obrázku 3.7 (a). Planární indukčnost tvoří dva závity na obou stranách substrátu a tyto závity jsou propojeny prokovkou. Vzájemná minimalizace počtu potřebných prokovek je i druhý dipól realizován na spodní straně substrátu. Vstupní impedance takového dipólu získaná simulací je  $Z_{in} = 1.1 - j901.3 \Omega$ , které odpovídá vstupní kapacita  $C_d = 0.0954 \text{ pF}$ . Připojená indukčnost je více než  $2.5 \times$  vyšší než u předchozích částic. Alternativně lze indukčnost navrhnutou pouze jednostranně a galvanické spojení s druhým dipólem realizovat drátovým můstkom. Tato varianta je zobrazena na obrázku 3.7 (b). Zvýšení počtu závitů indukčností umožnilo podstatné snížení rozměrů částic při zachování původního rezonančního kmitočtu přibližně 1.85 GHz. Celkové plošné rozměry první varianty s prokovkami jsou nyní  $10 \times 10$  mm a druhé varianty se vzdušnými můstky  $12 \times 12$  mm. Odpovídající poměry  $\lambda_0/d$  jsou 16.2 resp. 13.5. Takové hodnoty již lze považovat za dostatečné pro úspěšnou homogenizaci. Nevhodou těchto miniaturizovaných částic je jejich větší složitost a tedy technologická náročnost a vysoké požadavky na přesnost. Přenos navržených částic simulovaných ve vedení s vlnou TEM je zobrazen na obrázku 3.8.

## 3.2 Výpočet materiálových parametrů

### 3.2.1 Přehled

V kapitole 2 byl odvozen analytický vztah pro efektivní permitivitu struktury tvořené periodickým systémem elektrických dipólů zatížených indukčností. Použitelnost analytického přístupu je



**Obrázek 3.8:** Přenos miniaturizovaných částic podle obrázku 3.7 umístěných ve vedení s vlnou TEM. Průběh (a) přísluší částici na obrázku 3.7 (a), průběh (b) částici na obrázku 3.7 (b).

omezena pouze na jednoduché idealizované struktury. V této kapitole ukážeme, jak lze efektivní permitivitu a další efektivní parametry jako permeabilitu, impedanci a index lomu určit výpočtem z výsledků numerické simulace nebo měření reálné struktury.

Nejpřímější metodou výpočtu, přicházející v úvahu v případě, kdy máme k dispozici rozložení elektromagnetického pole ve struktuře získané simulací v 3D simulátoru pole, je aplikace Maxwellových rovnic. Pro harmonickou vlnu jsou 1. a 2. Maxwellova rovnice definované

$$\oint_C \mathbf{H} d\mathbf{l} = j\omega \epsilon_{ef} \epsilon_0 \iint_S \mathbf{E} d\mathbf{S}, \quad (3.1)$$

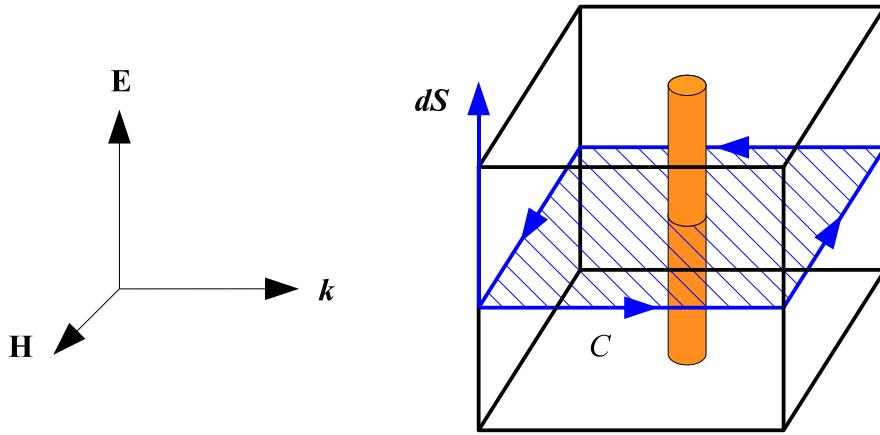
$$\oint_C \mathbf{E} d\mathbf{l} = -j\omega \mu_{ef} \mu_0 \iint_S \mathbf{H} d\mathbf{S}. \quad (3.2)$$

Z těchto rovnic lze odvodit vztahy pro efektivní permitivitu a permeabilitu

$$\epsilon_{ef} = \frac{\oint_C \mathbf{H} d\mathbf{l}}{j\omega \epsilon_0 \iint_S \mathbf{E} d\mathbf{S}}, \quad (3.3)$$

$$\mu_{ef} = \frac{\oint_C \mathbf{E} d\mathbf{l}}{-j\omega \mu_0 \iint_S \mathbf{H} d\mathbf{S}}, \quad (3.4)$$

kde uzavřená křivka  $C$  je volena po obvodu plochy  $S$ , jak je zobrazeno na obrázku 3.9 pro případ drátové struktury. Obvykle postačuje znalost rozložení pole pouze v jedné základní buňce



**Obrázek 3.9:** Příklad volby integračních oblastí pro výpočet efektivní permitivity drátové struktury metodou Maxwellových rovnic. Obvykle postačuje znalost rozložení pole pouze v jedné základní buňce struktury.

struktury. Jinou metodu založenou na Maxwellových rovnicích představil Pendry [16] nebo Smith [32].

Všechny tyto metody byly ale jednoúčelově navržené pro dané struktury a lze je použít pouze ve spojení s 3D simulátorem pole. Rozložení pole simulátor počítá vždy na zvoleném diskrétním kmitočtu a stanovení kmitočtové závislosti je proto výpočetně velmi náročné. Výhodnější je z tohoto ohledu metoda výpočtu efektivních parametrů využívající S-parametrů struktury, které lze snadno získat simulací nebo měřením [33]. Této metodě bude věnována pozornost v dalším textu.

### 3.2.2 Výpočet efektivní permitivity a permeability z S-parametrů

Výpočet efektivních parametrů z S-parametrů je velmi univerzální metoda. Za předpokladu, že máme homogenní materiál charakterizovaný indexem lomu  $n$  a impedancí  $z$ , lze relativně snadno nalézt analytické výrazy svazující index lomu a impedanci s činiteli odrazu a prostupu (ekvivalentně S-parametry) vrstvy materiálu. Jádrem metody je vyjádření  $n$  a  $z$  z těchto výrazů. Známe-li  $n$  a  $z$ , lze již snadno určit permitivitu a permeabilitu vrstvy. Lze předpokládat, že za splnění podmínky  $\lambda_0 \gg d$  je metoda použitelná i pro umělé kompozitní materiály a výstupem pak budou parametry efektivní. V této kapitole nejprve definujeme efektivní parametry materiálu a odvodíme vztahy mezi S-parametry a efektivními materiálovými parametry. Později metodu aplikujeme na výše popsané struktury a ověříme, že v určitém kmitočtovém pásmu vykazují zápornou efektivní permitivitu.

#### 3.2.2.1 Definice efektivních parametrů materiálu

Definujme nejprve efektivní parametry materiálu. V předchozí části byly uvažovány efektivní permitivita a permeabilita čistě reálné. Obecně za přítomnosti ztrát jde o komplexní veličiny. Nelze-li například vodivost  $\sigma$  zanedbat, je nutné Maxwellovy rovnice upravit. První Maxwellova

rovnice (3.1) po zavedení ztrát

$$\oint_C \mathbf{H} d\mathbf{l} = (\sigma + j\omega\epsilon) \iint_S \mathbf{E} d\mathbf{S}, \quad (3.5)$$

neboli po úpravě

$$\oint_C \mathbf{H} d\mathbf{l} = j\omega \left( \epsilon - j\frac{\sigma}{\omega} \right) \iint_S \mathbf{E} d\mathbf{S}. \quad (3.6)$$

Výraz v závorce bývá označován jako komplexní permitivita

$$\epsilon = \epsilon' - j\epsilon''. \quad (3.7)$$

Analogicky z druhé Maxwellovy rovnice lze odvodit komplexní permeabilitu

$$\mu = \mu' - j\mu''. \quad (3.8)$$

Dále se proto budeme důsledně držet definice relativní efektivní permitivity a relativní efektivní permeability

$$\epsilon_{ef} = \epsilon'_e - j\epsilon''_e, \quad (3.9)$$

$$\mu_{ef} = \mu'_e - j\mu''_e, \quad (3.10)$$

kde

$$\epsilon'_e = \Re \{ \epsilon_e \}, \quad (3.11)$$

$$\epsilon''_e = -\Im \{ \epsilon_e \}, \quad (3.12)$$

$$\mu'_e = \Re \{ \mu_e \}, \quad (3.13)$$

$$\mu''_e = -\Im \{ \mu_e \}. \quad (3.14)$$

Obdobně je definován i efektivní index lomu

$$n_{ef} = n'_e - jn''_e, \quad (3.15)$$

kde

$$n'_e = \Re \{ n_e \}, \quad (3.16)$$

$$n''_e = -\Im \{ n_e \}. \quad (3.17)$$

Posledním dále využívaným efektivním parametrem je standardně definovaná efektivní impedance  $z_{ef} = z'_e + jz''_e$ . Výše zavedené efektivní parametry jsou mezi sebou vázány vztahy

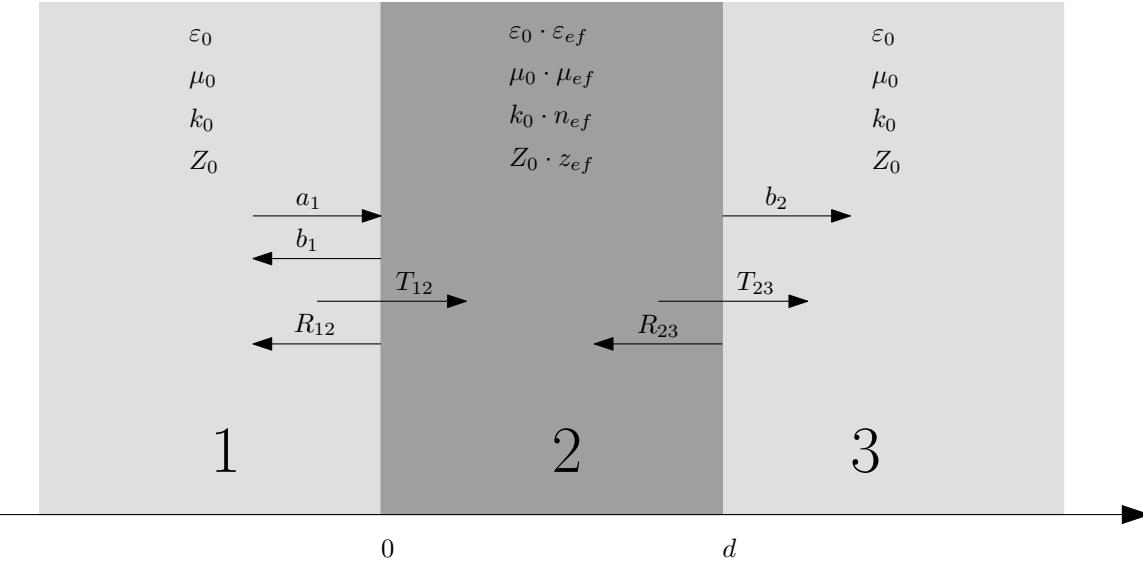
$$n_{ef}^2 = \mu_{ef} \epsilon_{ef}, \quad (3.18)$$

$$z_{ef}^2 = \frac{\mu_{ef}}{\epsilon_{ef}}. \quad (3.19)$$

Hledanou efektivní relativní permitivitu a efektivní relativní permeabilitu pak snadno určíme

$$\epsilon_{ef} = \frac{n_{ef}}{z_{ef}}, \quad (3.20)$$

$$\mu_{ef} = n_{ef} z_{ef}. \quad (3.21)$$



**Obrázek 3.10:** Průchod vlny vrstvou materiálu (2) umístěnou ve volném prostředí (1, 3) – orientace prošlých a odražených vln, činitelů prostupu a odrazu, parametry jednotlivých prostředí

### 3.2.2.2 Odvození vztahů mezi S-parametry a efektivními materiálovými parametry

Předpokládejme, že v oblasti platnosti podmínky  $d \ll \lambda_0$  lze kompozitní strukturu nahradit vrstvou spojitého homogenního materiálu. Na obrázku 3.10 je zobrazena taková vrstva šířky  $d$ . Rovinná vlna se zde šíří volným prostředím 1, prochází vrstvou materiálu 2 šířky  $d$  charakterizovanou efektivními parametry  $\epsilon_{ef}$  a  $\mu_{ef}$  a dále postupuje do volného prostředí 3. Označme vlnu dopadající na rozhraní prostředí 1–2  $a_1$ , vlnu odraženou od rozhraní zpět  $b_1$  a vlnu dále postupující od rozhraní 2–3  $b_2$ .  $T_{12}$  je činitel prostupu rozhraním 1–2,  $T_{23}$  činitel prostupu rozhraním 2–3,  $R_{12}$  činitel odrazu od rozhraní 1–2 a  $R_{23}$  činitel odrazu od rozhraní 2–3. Pro řešení zobrazeného vrstevnatého prostředí použijeme maticovou metodu [34]. Zavedeme pomocné činitele  $R$  a  $T$

$$R_{12} = \frac{z_{ef} - 1}{z_{ef} + 1} = R, \quad (3.22)$$

$$T_{12} = \frac{2z_{ef}}{1 + z_{ef}}, \quad (3.23)$$

$$R_{23} = \frac{1 - z_{ef}}{1 + z_{ef}} = -R, \quad (3.24)$$

$$T_{23} = \frac{2}{z_{ef} + 1} = \frac{T}{z_{ef}}. \quad (3.25)$$

Postup vlny vrstevnatým prostředím lze popsat maticově

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \frac{1}{T_{12}} \begin{bmatrix} 1 & R_{12} \\ R_{12} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{jk_2 d} & 0 \\ 0 & e^{-jk_2 d} \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{T_{23}} \cdot \begin{bmatrix} 1 & R_{23} \\ R_{23} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} b_2 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3.26)$$

kde  $k_2$  je konstanta šíření ve vrstvě materiálu. Po dosazení

$$\begin{bmatrix} a_1 \\ b_1 \end{bmatrix} = \frac{z_{ef}}{T^2} \begin{bmatrix} 1 & R \\ R & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} e^{jn_{ef}k_0 d} & 0 \\ 0 & e^{-jn_{ef}k_0 d} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -R \\ -R & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} b_2 \\ 0 \end{bmatrix}. \quad (3.27)$$

Po vynásobení dostaneme vztahy

$$a_1 = \frac{z_{ef}}{T^2} \left( e^{jn_{ef}k_0 d} - R^2 e^{-jn_{ef}k_0 d} \right) b_2, \quad (3.28)$$

$$b_1 = \frac{z_{ef}}{T^2} \left( R e^{jn_{ef}k_0 d} - R e^{-jn_{ef}k_0 d} \right) b_2. \quad (3.29)$$

Do odvození zavedeme S-parametry vrstvy materiálu šířky  $d$  a odvodíme vztahy pro  $1/s_{21}$  a  $s_{11}/s_{21}$  uváděné v literatuře [33] jako výchozí

$$\frac{1}{s_{21}} = \frac{a_1}{b_2} = \frac{z_{ef}}{T^2} \left( e^{jn_{ef}k_0 d} - R^2 e^{-jn_{ef}k_0 d} \right), \quad (3.30)$$

$$\frac{s_{11}}{s_{21}} = \frac{b_1}{a_1} \cdot \frac{a_1}{b_2} = \frac{b_1}{b_2} = \frac{z_{ef}}{T^2} \left( R e^{jn_{ef}k_0 d} - R e^{-jn_{ef}k_0 d} \right). \quad (3.31)$$

Po dosazení a úpravách dojdeme ke vztahům

$$\frac{1}{s_{21}} = \cos(n_{ef}k_0 d) + j \frac{1}{2} \left( z_{ef} + \frac{1}{z_{ef}} \right) \sin(n_{ef}k_0 d), \quad (3.32)$$

$$\frac{s_{11}}{s_{21}} = j \frac{1}{2} \left( z_{ef} - \frac{1}{z_{ef}} \right) \sin(n_{ef}k_0 d). \quad (3.33)$$

Z těchto rovnic dále získáme vztahy pro efektivní impedanci a efektivní index lomu. Nejprve z rovnice (3.33) vyjádříme

$$\sin(n_{ef}k_0 d) = \frac{s_{11}}{s_{21}} \cdot \frac{1}{j \frac{1}{2} \left( z_{ef} + \frac{1}{z_{ef}} \right)}, \quad (3.34)$$

$$\cos(n_{ef}k_0 d) = \pm \sqrt{1 - \sin^2(n_{ef}k_0 d)} = \sqrt{1 + \frac{s_{11}^2}{s_{21}^2} \cdot \frac{4}{\left( z_{ef} + \frac{1}{z_{ef}} \right)^2}} \quad (3.35)$$

a tyto výrazy dosadíme do rovnice (3.32)

$$\frac{1}{s_{21}} = \pm \sqrt{1 + \frac{s_{11}^2}{s_{21}^2} \cdot \frac{4}{\left( z_{ef} + \frac{1}{z_{ef}} \right)^2} + j \frac{1}{2} \left( z_{ef} + \frac{1}{z_{ef}} \right) \cdot \frac{s_{11}}{s_{21}} \cdot \frac{1}{j \frac{1}{2} \left( z_{ef} + \frac{1}{z_{ef}} \right)}}. \quad (3.36)$$

Po umocnění a úpravách konečně dojdeme k hledanému vztahu pro efektivní impedanci

$$z_{ef} = \pm \sqrt{\frac{s_{21}^2 - (s_{11} + 1)^2}{s_{21}^2 - (s_{11} - 1)^2}}. \quad (3.37)$$

Analogický postup aplikujeme na druhou rovnici (3.33), tj. dosadíme do ní z rovnice (3.32)

$$\frac{s_{11}}{s_{21}} = \frac{1}{2} \left( z_{ef} - \frac{1}{z_{ef}} \right) \frac{\frac{1}{s_{21}} - \cos(n_{ef}k_0 d)}{\frac{1}{2} \left( z_{ef} + \frac{1}{z_{ef}} \right)}. \quad (3.38)$$

Po dosazení za  $z_{ef}$  a následných úpravách dostáváme vztah

$$\cos(n_{ef}k_0 d) = \frac{1}{2s_{21}} (1 + s_{21}^2 - s_{11}^2). \quad (3.39)$$

Z tohoto vztahu již lze vyjádřit efektivní index lomu

$$\cos(n_{ef}k_0 d) = \frac{1}{2s_{21}} (1 + s_{21}^2 - s_{11}^2) = x, \quad (3.40)$$

$$\cos(n_{ef}k_0 d) + j \sin(n_{ef}k_0 d) = x \pm j\sqrt{1-x^2}, \quad (3.41)$$

$$e^{jn_{ef}k_0 d} = x \pm j\sqrt{1-x^2} = y, \quad (3.42)$$

$$jn_{ef}k_0 d = \text{Ln}(y), \quad (3.43)$$

$$n_{ef} = \frac{\text{Ln}(y)}{jk_0 d} = \frac{1}{k_0 d} (\arg(y) + 2\pi m - j \ln|y|), \quad (3.44)$$

kde  $m$  je celé číslo.

Z impedance a indexu lomu získaného pomocí vztahů (3.37) a (3.44) lze již snadno určit efektivní relativní permitivity a permeability vrstvy materiálu šírky  $d$ . Přitom postačuje znalost koeficientů odrazu a přenosu, respektive S-parametrů  $s_{11}$  a  $s_{21}$ , které snadno získáme analýzou struktury v 3D simulátoru pole nebo vektorovým měřením reálného vzorku.

### 3.2.2.3 Automatizovaný výpočet v širokém kmitočtovém pásmu

V programu Matlab byl vytvořen skript pro výpočet efektivní permitivity a permeability podle vztahů (3.37) a (3.44), který jako vstupní data využívá výsledků transientní analýzy simulátoru CST Microwave Studio. Výpočet obnáší řadu úskalí. Ve vzorci (3.37) pro výpočet efektivní impedance se vyskytuje nejednoznačnost v podobě dvou různých možných kořenů kvadratické rovnice. Ve vzorci (3.44) pro efektivní index lomu pak dochází k nejednoznačnosti způsobené dvěma kořeny funkce arccos v komplexní rovině. K odstranění nejednoznačnosti lze využít dodatečných znalostí o analyzované struktuře. Je-li například materiál pasivní, podmínka pro reálnou část  $z_{ef}$

$$z_{ef}' > 0, \quad (3.45)$$

odstraňuje nejednoznačnost efektivní impedance. Podobně podmínka pro imaginární část  $n_{ef}$

$$n_{ef}'' > 0 \quad (3.46)$$

vede k jednoznačným hodnotám efektivního indexu lomu.

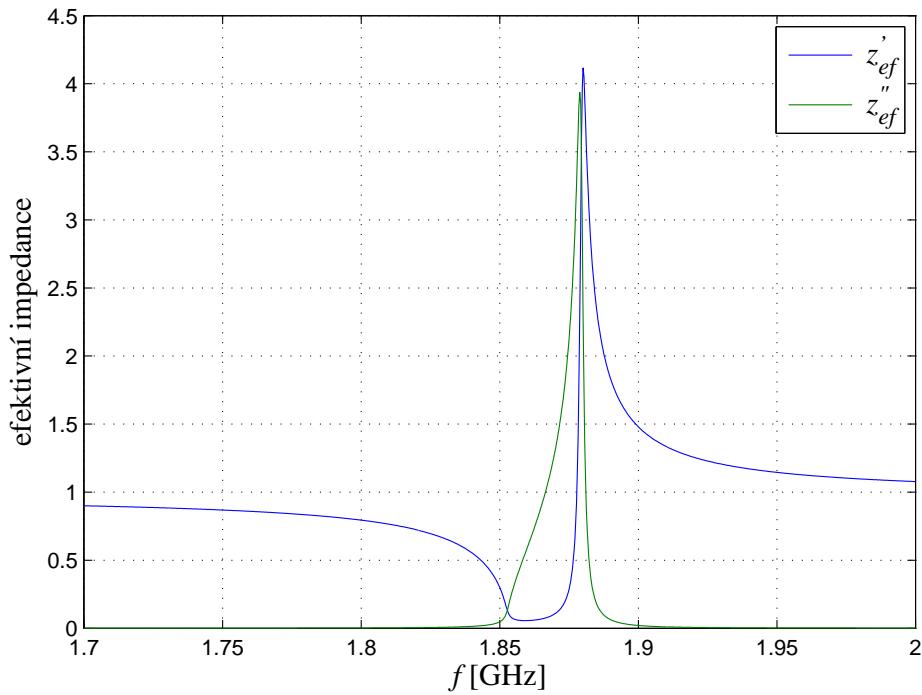
Reálná část efektivního indexu lomu je ovšem navíc zatížena nejednoznačností zapříčiněnou periodicitou funkce  $\arccos$ , respektive periodicitou komplexní logaritmické funkce  $\text{Ln}$  ve vztahu (3.44). Efektivní index lomu je velmi komplikovaná komplexní funkce. Reálná část této funkce tvoří větve, které jsou od sebe vzdáleny o konstantu  $2\pi m/k_0 d$ . Správné celé číslo  $m$  lze určit na základě požadavku, aby  $\epsilon_{ef}(f)$  a  $\mu_{ef}(f)$  byly spojité funkce v závislosti na kmitočtu. Hodnotu  $m$  pro první z řady počítaných kmitočtů lze ověřit analýzou struktury pro několik šířek  $d$ . Přesto představuje určení správného  $m$  značný problém, zvláště v případě velké šířky struktury  $d$ , kdy jednotlivé větve reálné části  $n_{ef}$  leží blízko u sebe. Předběžná znalost hledaného průběhu, například z teoretického výpočtu, je pak velkou výhodou.

Výsledky simulace v programu CST Microwave Studio bývají obvykle zatíženy určitou chybou. Jde například o mírné zvlnění kmitočtového průběhu S-parametrů. S podobným jevem se můžeme setkat i u výsledků měření v případě nepřesné kalibrace. Aplikace podmínek (3.45) a (3.46) pak v případě, kdy  $z'_{ef}$  nebo  $n''_{ef}$  jsou blízké nule a tedy vlivem nepřesnosti často mění znaménka, selhává. Byla proto navržena metoda inspirovaná postupem v [35], která tento jev alespoň do určité míry eliminuje a celý výpočet automatizuje. Metoda využívá faktu, že v oblasti, kde hodnota  $z'_{ef}$  je malá, je hodnota  $n_{ef}$  obvykle velká a naopak. V oblasti malých hodnot  $z'_{ef}$ , tedy tam, kde  $|z'_{ef}| < \Delta z$ , je nejprve pomocí podmínky (3.46) určeno správné řešení  $n_{ef}$ , správná hodnota  $z_{ef}$  je pak zvolena tak, aby byla splněna platnost rovnice (3.33).  $\Delta z$  je vhodně zvolená kladná reálná konstanta. Je-li naopak hodnota  $z'_{ef}$  velká ( $|z'_{ef}| \geq \Delta z$ ), lze  $z_{ef}$  určit běžným způsobem za využití podmínky (3.45), pomocí rovnice (3.33) je pak zvolena správná hodnota  $n_{ef}$ . Nejednoznačnost reálné části  $n_{ef}$  samozřejmě zůstává tímto postupem neošetřena.

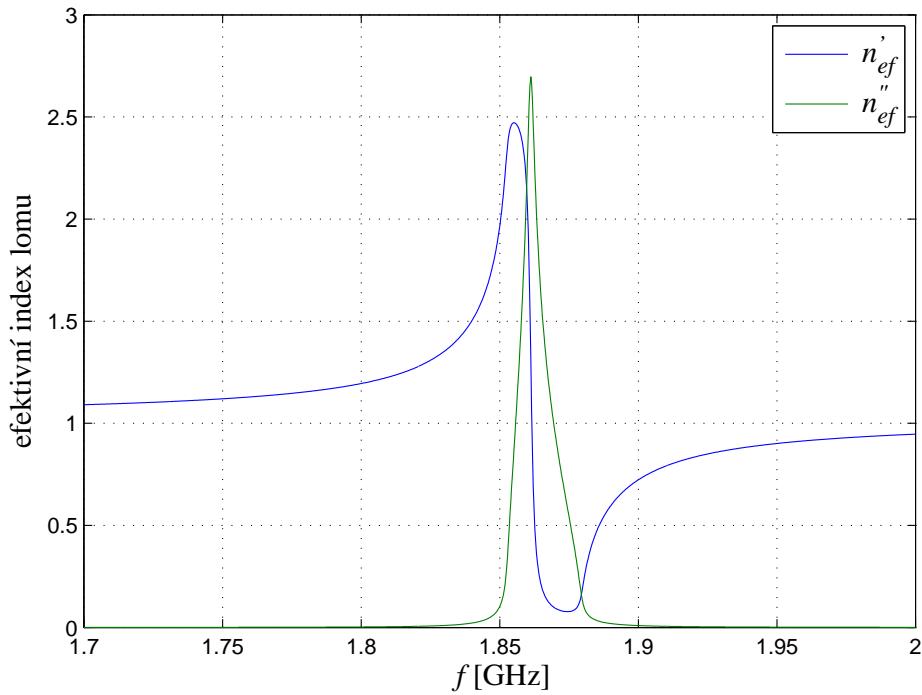
Nevýhodou metody výpočtu efektivní permitivity a permeability z S-parametrů je požadavek přesných vstupních dat. Nepřesností může být mírné zvlnění S-parametrů, kterému se nevyhneme u žádné náročnější simulace nebo při měření s nedokonalou kalibrací. Vzhledem k této náročnosti na přesnost bývá zvykem analyzovat pouze jednu základní buňku (respektive při uvažování působení elektrických a magnetických stěn vrstvu o šířce jedné základní buňky) i přesto, že přiřazení parametrů efektivní permitivity nebo permeability pouze jedné buňce je diskutabilní.

### 3.2.3 Analýza navržených struktur

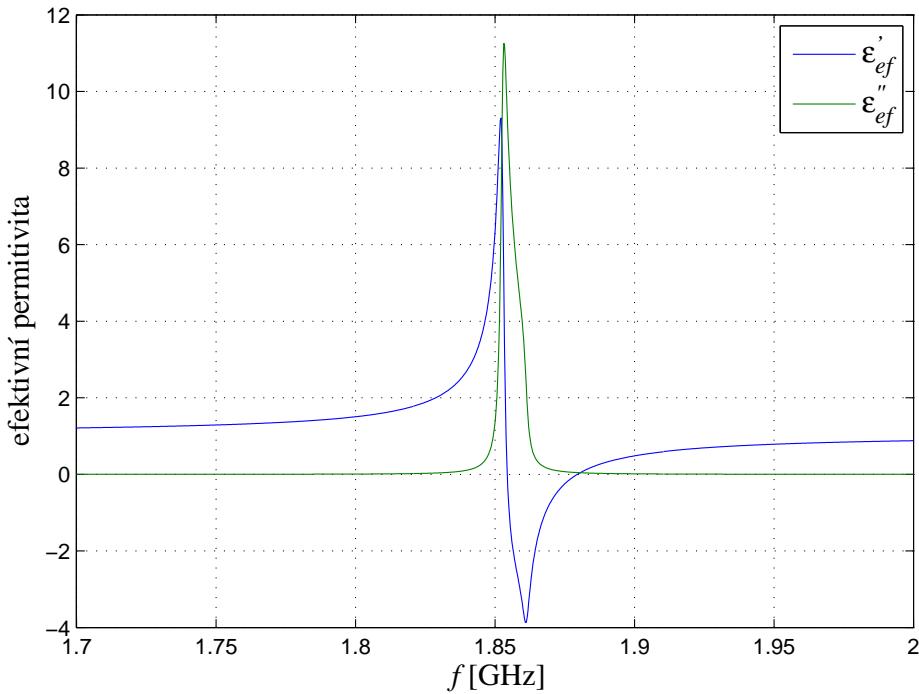
Navržené částice zobrazené na obrázku 3.4 byly analyzovány v simulátoru CST Microwave Studio. Simulována byla vždy pouze jedna samostatná částice umístěná ve vedení s vlnou TEM kolmo na směr šíření vlny (v základní poloze). Struktura byla ohraničena elektrickými a magnetickými stěnami. Referenční roviny fáze byly nastaveny tak, aby částice tvořila základní buňku s prostorovou periodou  $d = 30$  mm. Z výsledných S-parametrů byly vypočteny efektivní parametry struktury. Efektivní parametry částice s jednoduchým dipólem (efektivní impedance, efektivní index lomu, efektivní permitivita a efektivní permeabilita) jsou zobrazeny na obrázcích 3.11 až 3.14. Zobrazena je vždy reálná a imaginární část daného parametru. Efektivní permitivita částice s křížovým dipólem je zobrazena na obrázku 3.15. Efektivní permitivita obou částic je v úzkém kmitočtovém pásmu v okolí vlastní rezonance částic záporná. Šířka pásmo záporné permitivity je 25 MHz pro částici s jednoduchým dipólem a 40 MHz pro částici s dipolem křížovým. Průběh efektivní permitivity přibližně odpovídá klasickému Lorentzovu průběhu. Poznamenejme, že



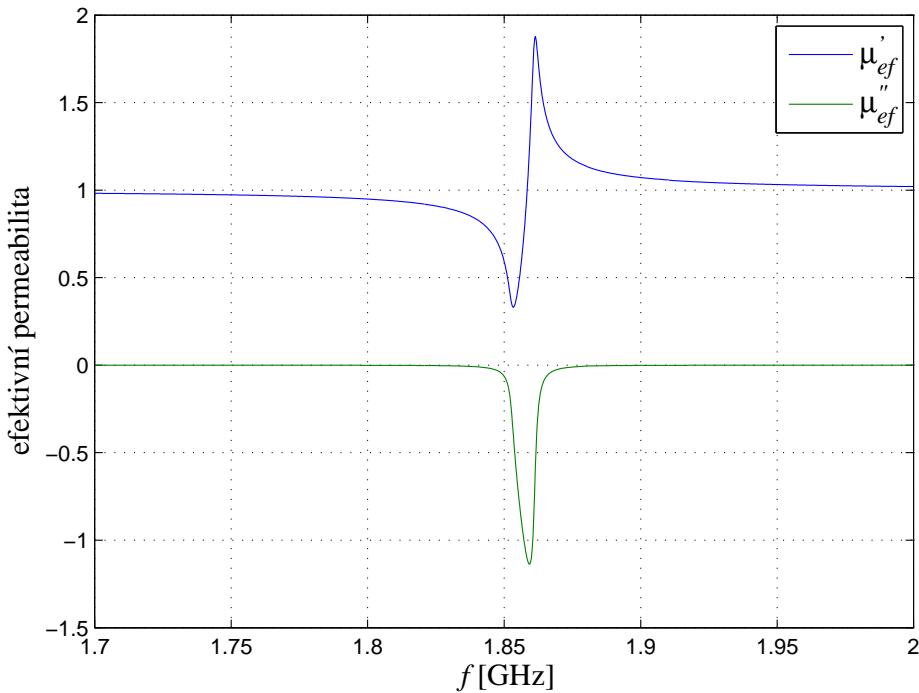
**Obrázek 3.11:** Efektivní normovaná impedance částice s jednoduchým dipólem podle obrázku 3.4 (a)



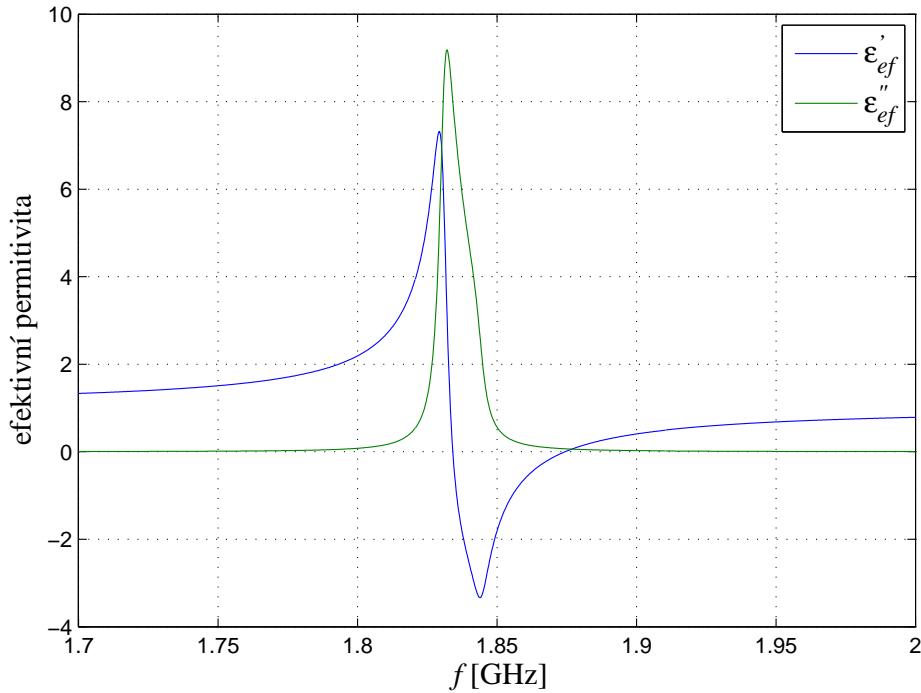
**Obrázek 3.12:** Efektivní index lomu částice s jednoduchým dipólem podle obrázku 3.4 (a)



**Obrázek 3.13:** Efektivní permitivita částice s jednoduchým dipólem podle obrázku 3.4 (a). Efektivní permitivita je v úzkém kmitočtovém pásmu v okolí rezonančního kmitočtu částice záporná.



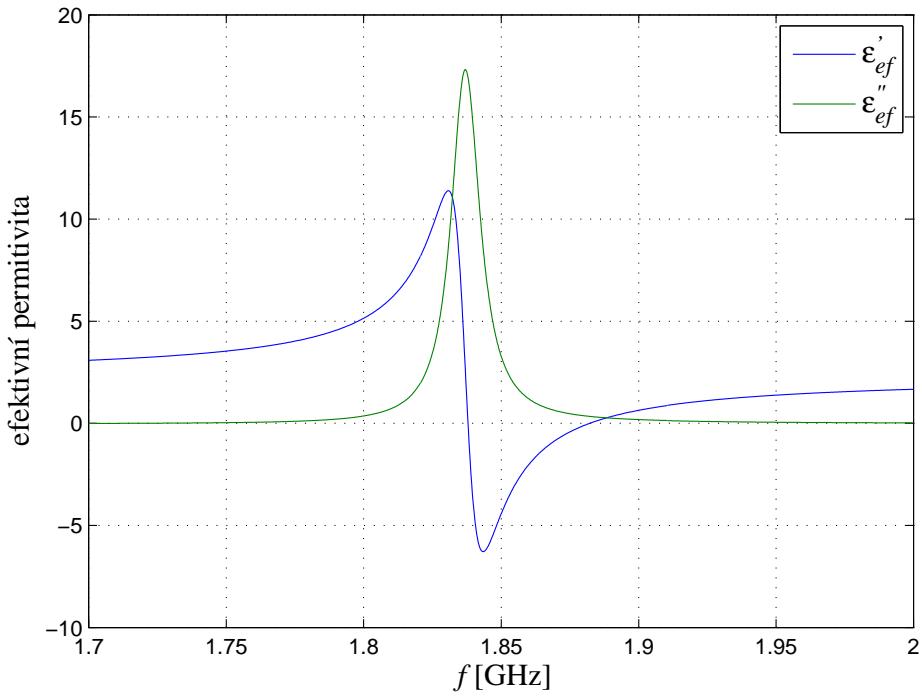
**Obrázek 3.14:** Efektivní permeabilita částice s jednoduchým dipólem podle obrázku 3.4 (a). V oblasti záporné efektivní permitivity se zde objevuje výrazná magnetická „antirezonance“.



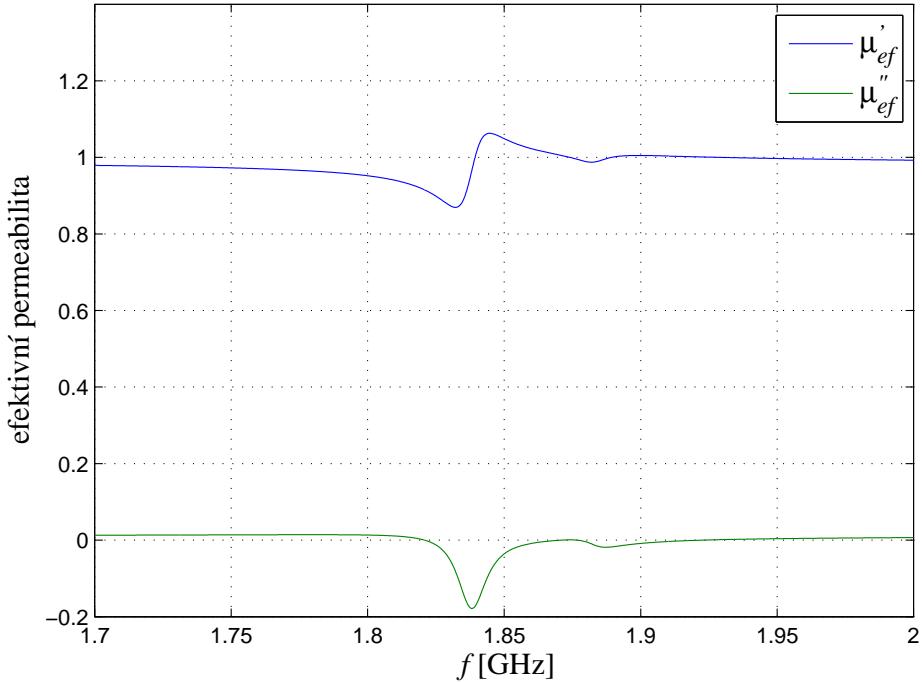
**Obrázek 3.15:** Efektivní permitivita částice s křížovým dipólem podle obrázku 3.4 (b). Efektivní permitivita je v úzkém kmitočtovém pásmu v okolí rezonančního kmitočtu částice záporná.

částice umístěná ve vlnovodu kolmo na směr šíření vlny není dokonale symetrická struktura – jde o planární strukturu s jednostranně vyleptaným motivem. Pro nesymetrické struktury je výhodné použít mírně modifikovanou metodu výpočtu efektivních parametrů podrobně popsanou v [36].

Poměr vlnové délky k rozměru základní buňky  $\lambda_0/d$  částic na obrázku 3.4 je pouze 5.4. Nedodržení podmínky  $d \ll \lambda_0$  má za následek výskyt některých anomálních jevů, zvláště u struktur využívajících rezonanční prvky, kde index lomu dosahuje vysokých hodnot. Vlnová délka uvnitř struktury pak může být srovnatelná s rozměrem základní buňky. Podle některých autorů nelze efektivní parametry v této oblasti získat [35]. Podle jiných [36] je homogenizace těchto struktur tvořících přechod mezi metamateriály a PBG možná. Řada v minulosti představených struktur spadá právě do této skupiny a výpočetní metoda byla ověřena experimentálně. Získané parametry materiálu jsou pak pouze přibližné, přesto k návrhu umělých materiálů použitelné. Příkladem anomálních jevů způsobených porušením podmínky  $d \ll \lambda_0$  jsou kmitočtové průběhy imaginárních částí efektivní permitivity a permeability, které se liší znaménky. Na průběhu efektivní permeability se objevuje výrazná magnetická „antirezonance“. Průběh efektivní permitivity je proti teoretickému průběhu zobrazenému pro částici s jednoduchým dipólem na obrázku 2.8 v kapitole 2 rovněž deformován. Kmitočtový průběh efektivní permitivity částice podle obrázku 3.7 (a) s výhodným poměrem  $\lambda_0/d = 16.2$  se již chová korektně podle klasického Lorentzova modelu. Průběh je zobrazen na obrázku 3.16. Magnetická „antirezonance“ efektivní permeability zobrazené na obrázku 3.17 je ve srovnání s předchozími částicemi mnohem méně zřetelná.



**Obrázek 3.16:** Efektivní permitivita částice s jednoduchým dipólem podle obrázku 3.7 (a). Průběh odpovídá klasickému Lorentzovu modelu dielektrika.



**Obrázek 3.17:** Efektivní permeabilita částice s jednoduchým dipólem podle obrázku 3.7 (a). Magnetická „antirezonance” je výrazně omezena.

# Kapitola 4

## Izotropní materiál

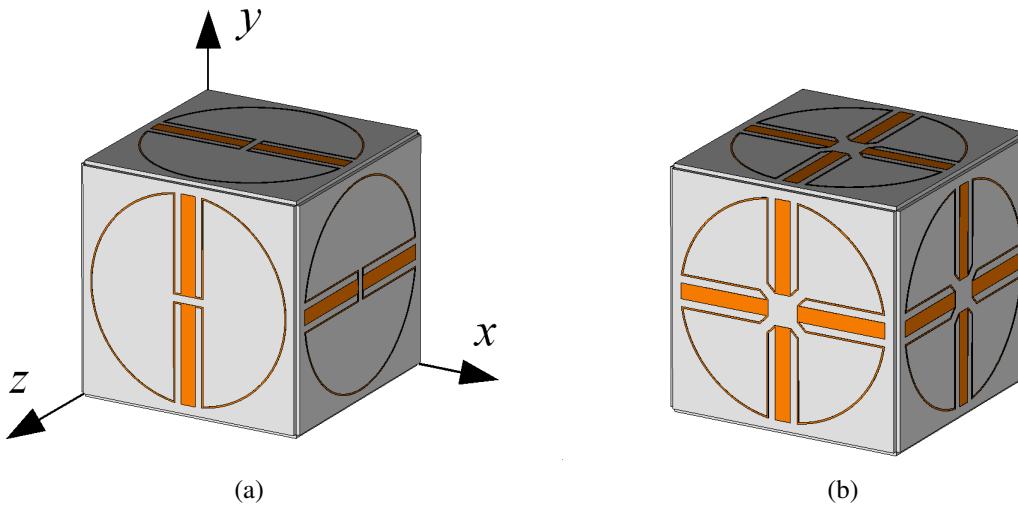
### 4.1 Úvod

Izotropní materiál se zápornou efektivní permeabilitou založený na rezonátorech SRR byl představen v [10]. Realizace materiálu se zápornou efektivní permitivitou je založena na stejném principu. Jsou dva základní způsoby, jak vytvořit izotropní materiál. Částice lze jednak náhodně rozmístit v prostoru. Obdobné uspořádání má přírodní amorfni materiál. Jinou možností je částice uspořádat periodicky do trojrozměrné mřížky. Tomuto uspořádání odpovídá klasická krystalová mřížka. Vzhledem k poměrně velkým rozměrům základních buněk představených metamateriálů vůči vlnové délce připadá v úvahu spíše druhá varianta. U částice podle obrázku 3.7 (a), kde poměr  $\lambda_0/d$  dosahuje hodnoty 16.2, již ale lze uvažovat i o amorfni struktuře.

### 4.2 Realizace izotropní struktury

Realizace trojrozměrné izotropní základní buňky spočívá ve vhodném rozmístění šesti shodných planárních částic v kubickém krystalografickém systému. Planární částice jsou umístěny na stěny krychle a orientovány tak, aby systém vytvářel určitou formu symetrie. Předpokladem je, aby každá dílčí planární částice vykazovala určitý druh symetrie. Z planárních částic s jednoduchým dipólem lze sestavit kubickou buňku zobrazenou na obrázku 4.1 (a). Tato základní buňka patří do skupiny symetrie  $T_h$  [37]. Na obrázku 4.1 (b) je pak zobrazena základní buňka vytvořená z planárních částic s křížovým dipólem patřící do skupiny symetrie  $O_h$ . Oba kubické systémy  $O_h$  i  $T_h$  mají izotropní vlastnosti. Z hlediska návrhu planárních částic je ale výhodnější skupina  $T_h$ , která vede na jednodušší provedení částic a tedy obvykle menší fyzické rozměry na stejném rezonančním kmitočtu.

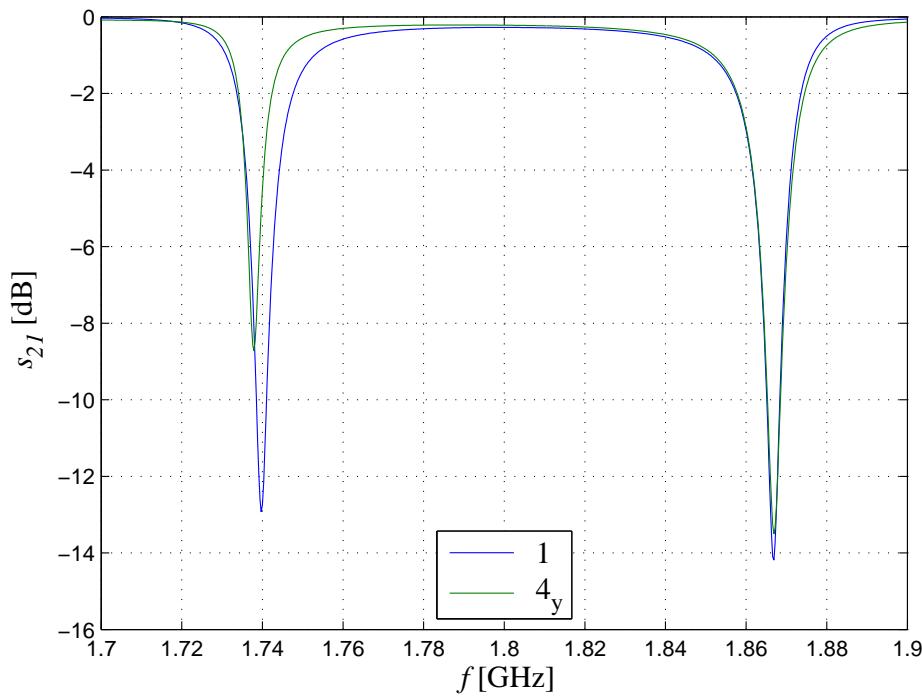
Základní buňky patřící do skupiny symetrie  $T_h$  i  $O_h$  jsou izotropní a navíc vylučují existenci bianizotropie [10]. Předpokladem je ale čistě diplový charakter částic. Obě buňky z obrázku 4.1 byly analyzovány v simulátoru CST Microwave Studio. Simulována byla vždy jedna základní buňka umístěná ve vedení s vlnou TEM. Elektrické a magnetické stěny byly umístěny do takové vzdálenosti, kde vlastnosti částice ovlivňují jen minimálně. Průběhy přenosu pro dvě pravoúhlé polohy základní buňky sestavené z částic s jednoduchým dipólem v TEM vedení jsou zobrazeny



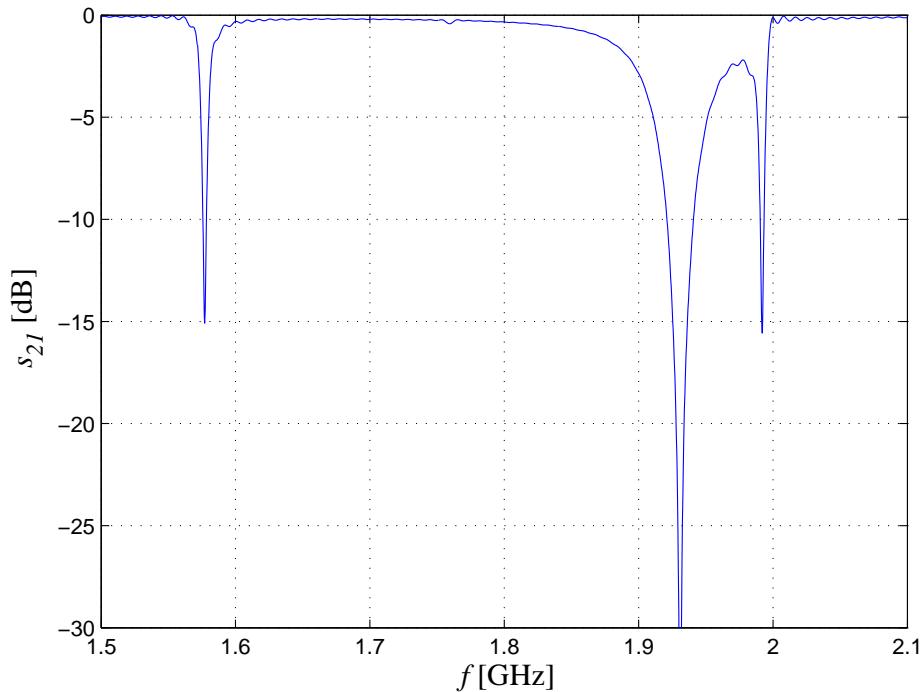
**Obrázek 4.1:** Trojrozměrné základní buňky vzniklé kombinací šesti planárních částic navržených v kapitole 2. Základní buňka (a) byla sestavena z planárních částic s jednoduchým dipolem. Částice na protilehlých stěnách jsou shodně orientované. Tato základní buňka patří do skupiny symetrie  $T_h$ . Základní buňka (b), sestavená z planárních částic s křížovým dipolem, patří do skupiny symetrie  $O_h$ .

na obrázku 4.2. První poloha označená 1 je základní, druhá poloha označená  $4_y$  vznikla rotací krychle o  $90^\circ$  kolem osy  $y$ , tedy o  $2\pi/4$ . Přenos základní buňky sestavené z částic s křížovým dipolem, jejíž všechny pravoúhlé polohy jsou identické, je zobrazen na obrázku 4.3. Trojrozměrné základní buňky jsou složité systémy s mnoha vnitřními vazbami a mnoha možnými rezonančními kmitočty. Základní buňka sestavená z částic s jednoduchým dipolem rezonuje na dvou kmitočtech. Přenos v oblasti vyšší rezonance, která odpovídá rezonanci dvojice v buňce protilehlých částic, je pro obě polohy téměř shodný. Základní buňka zde bude pravděpodobně izotropní, ověření izotropie pro více různých poloh částice provedeme vzhledem k náročnosti simulace jiných poloh než pravoúhlých až v experimentální části práce. Přenosy v oblasti nižší rezonance jsou odlišné, částice se zde nechová izotropně. U základní buňky sestavené z částic s křížovým dipolem vzájemné vazby mezi stěnami rozštěpily původní rezonanci samostatné planární částice na tři rezonance nové. Izotropie bude opět ověřena v experimentální části. Vzhledem ke složitosti struktury s křížovými dipoly a nezanedbatelným rozměrem základní buňky vzhledem k vlnové délce lze usuzovat na přítomnost vyšších multipólů a tedy porušení výchozích podmínek, za kterých se kubický systém může chovat izotropně.

Za předpokladu, že máme k dispozici kubickou základní buňku s izotropními vlastnostmi, zbyvá vyřešit, jak pomocí této buňky sestavit vlastní izotropní materiál. Základní buňky lze pravidelně uspořádat v prostoru ve vzájemně konstantních vzdálenostech daných například rozměry vlnovodu. U kubické struktury patřící do skupin symetrie  $T_h$  nebo  $O_h$  se nabízí možnost umístit základní buňky do pravoúhlé trojrozměrné mřížky tak, že každá planární částice je stěnou dvou základních buněk současně. Symetrie a tedy i izotropie tak zůstanou zachované.



**Obrázek 4.2:** Přenos základní buňky sestavené z částic s jednoduchým dipólem podle obrázku 4.1 (a). Částice byla simulována v základní poloze (1) a v  $4_y$  poloze vzniklé rotací krychle o  $90^\circ$  kolem osy  $y$  ( $4_y$ ) ve vedení s vlnou TEM.



**Obrázek 4.3:** Přenos základní buňky sestavené z částic s křížovým dipólem podle obrázku 4.1 (b). U této částice jsou všechny pravoúhlé polohy identické. Izotropie bude ověřena experimentálně.

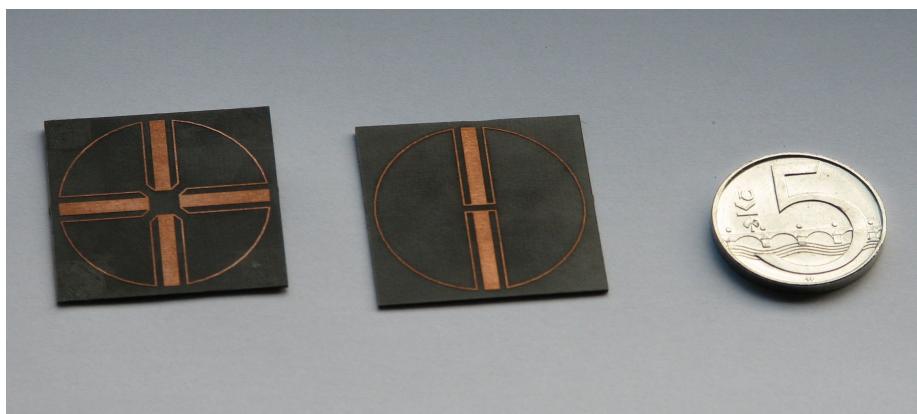
# Kapitola 5

## Experimentální část

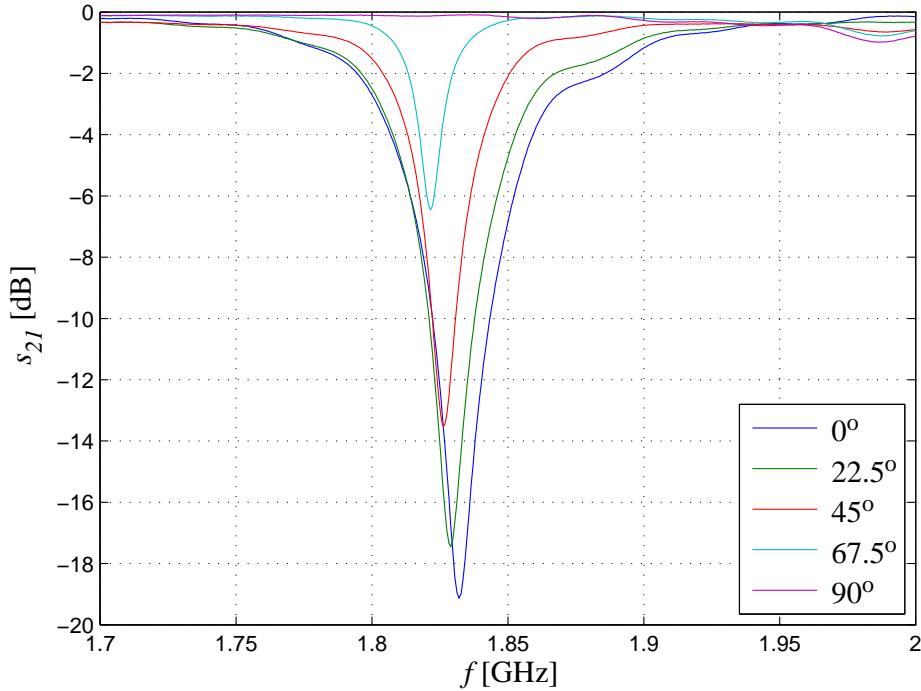
### 5.1 Realizace a měření planárních částic

Na základě návrhu v kapitole 2 byly realizovány planární částice s jednoduchým a křížovým dipólem. Vyrobeno bylo celkem dvanáct vzorků od každého druhu. Ukázka realizovaných částic je na obrázku 5.1. K měření přenosových charakteristik realizovaných vzorků byl použit analyzátor HP 8510B ve skalárním režimu zobrazení. K dispozici byl vlnovod R18 (rozměry průřezu  $64.8 \times 129.6$  mm) s přechody na konektor typu N. Šířka pásma jednovidlosti  $TE_{10}$  tohoto vlnovodu je 1.48 až 2.04 GHz pro  $s_{11} < -15$  dB. Měřené vzorky byly vždy umístěny do geometrického středu vlnovodu na podstavci z pěnového polystyrénu.

Nejprve byly ověřeny rezonanční kmitočty jednotlivých vzorků. Průměrný rezonanční kmitočet částic s jednoduchým dipólem je 1.829 GHz s chybou  $\pm 0.003$  GHz, pro částice s křížovými dipóly to je 1.818 GHz se stejnou chybou. Srovnáme-li výsledky měření se simulací, nepřesahuje chyba rezonančního kmitočtu 2%. Způsobena je jednak nepřesností při výrobě, ale pravděpodobnou hlavní příčinou je problematická simulace kruhových úseků planárních indukčností



**Obrázek 5.1:** Realizované částice s jednoduchým a křížovým dipólem. Vzorky byly zhotovené planární technologií na substrátu ROGERS RT/duroid 5870 ( $\epsilon_r = 2.33$ ,  $\tan \delta = 0.0012/10$  mm,  $h = 0.508$  mm,  $t = 0.035$  mm), měď ze spodní strany byla odstraněna.



**Obrázek 5.2:** Změřený přenos jedné částice s jednoduchým dipólem podle obrázku 3.4 (a). Destička byla umístěna ve vlnovodu R18 s videm TE<sub>10</sub>. Parametrem křivek je úhel rotace kolem osy  $z$  ze základní polohy. Částice se nechová izotropně.

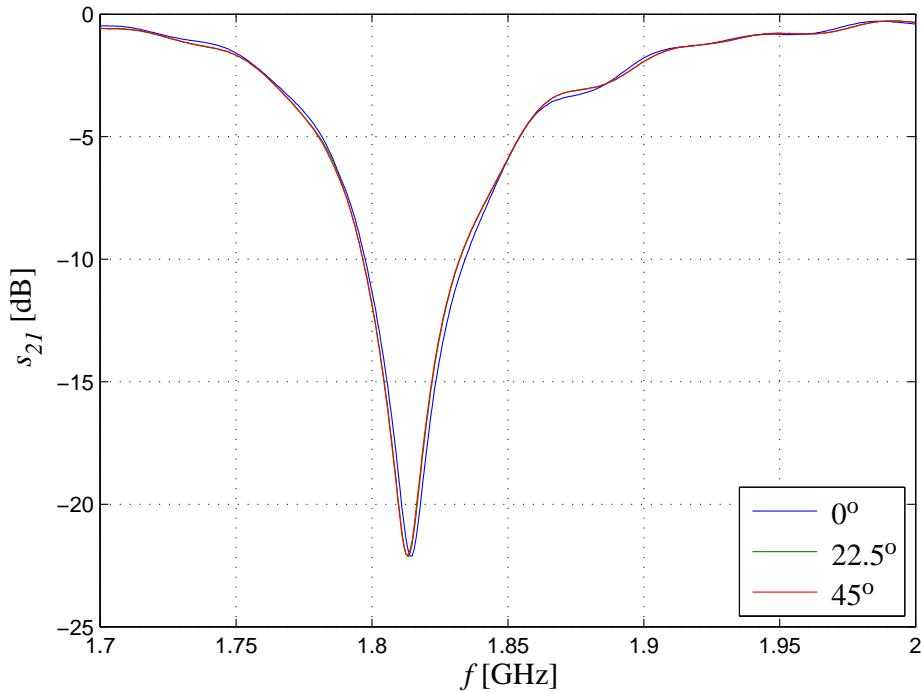
v simulátoru CST Microwave Studio. V tomto simulátoru se používá pravoúhlá diskretizační síť, která neumožňuje dokonale diskretizovat kruhové úseky planárních indukčností. Poznamenejme, že vzhledem k relativně velkým rozměrům částic ( $30 \times 30$  mm) je rezonanční kmitočet také ovlivněn blízkostí stěn vlnovodu a tedy velmi citlivý na precizním umístění ve středu vlnovodu.

Vybrané částice byly dále testovány ve vlnovodu v mnoha různých polohách. Obrázek 5.2 znázorňuje změřený přenos jedné částice s jednoduchým dipólem. Destička byla umístěna ve vlnovodu kolmo na směr šíření vlny. Přenos je zobrazen pro několik úhlů natočení  $\psi_e$  kolem vlastní osy  $z$  částice ze základní polohy. Podle očekávání se úroveň v rezonanci mění se změnou  $\psi_e$ . Mírná změna rezonančního kmitočtu se objevila při měření ve vlnovodu, při kontrolním měření ve vedení s vlnou TEM se tento posuv neobjevil.

Výsledek měření částice s křížovým dipólem je zobrazen na obrázku 5.3. Přenos byl opět měřen pro několik úhlů natočení  $\psi_e$  ze základní polohy. Úroveň v rezonanci této částice nezávisí na úhlu natočení kolem osy  $z$ , částice se za předpokladu kolmosti směru šíření elektromagnetické vlny k rovině destičky substrátu chová izotropně.

## 5.2 Realizace a měření trojrozměrných základních buněk

Z planárních částic s jednoduchým i křížovým dipólem byly na základě poznatků shrnutých v kapitole 4 sestaveny trojrozměrné kubické základní buňky. Ze všech zhotovených planárních

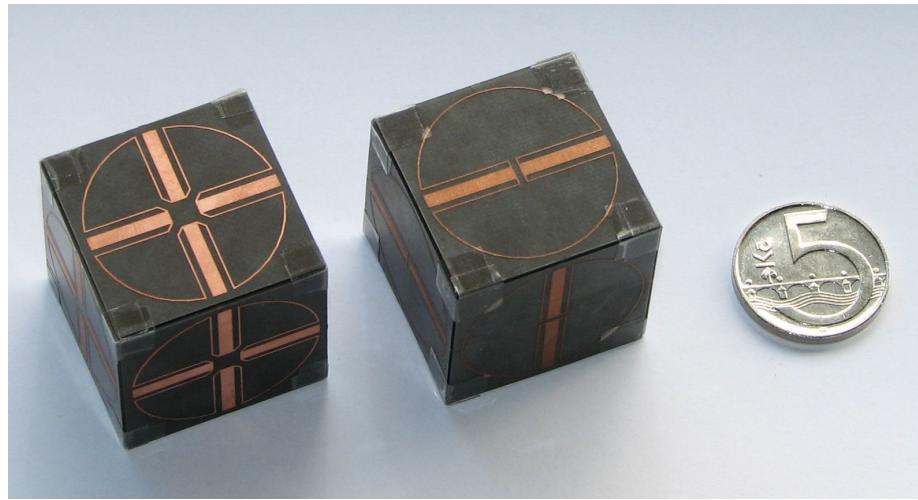


**Obrázek 5.3:** Změřený přenos jedné částice s křížovým dipólem podle obrázku 3.4 (b). Destička byla umístěna ve vlnovodu R18 s videm TE<sub>10</sub>. Parametrem křivek je úhel rotace kolem osy  $z$  ze základní polohy. Částice se chová izotropně.

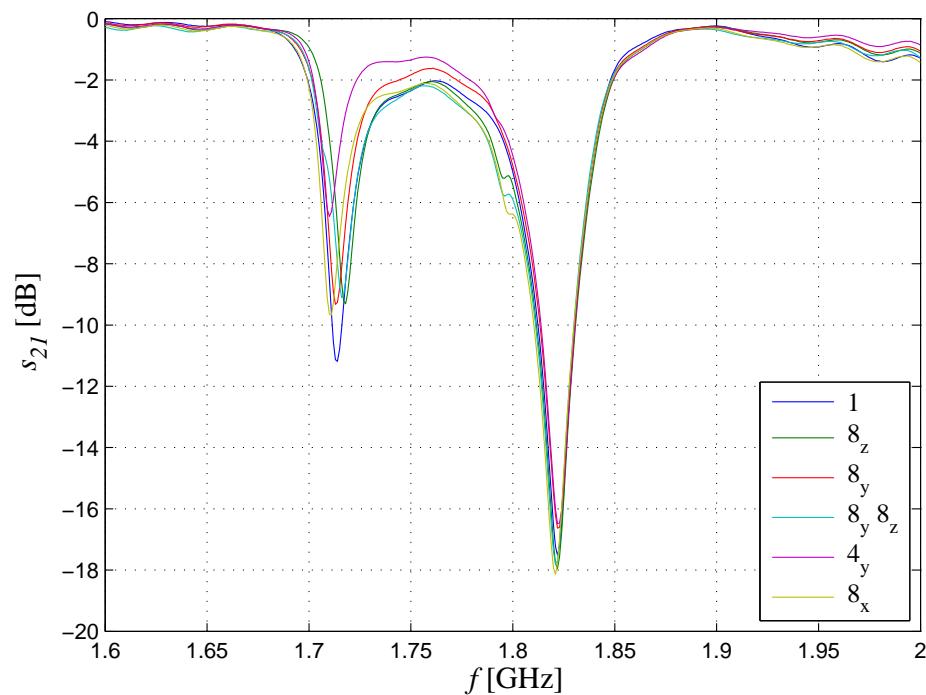
částic byly vybrány ty, jejichž rezonanční kmitočty byly přibližně shodné s maximální chybou nepřesahující 1 MHz. Stěny krychlových buněk byly v rozích spojené lepicí páskou, výplň krychlí byla ponechána vzduchová. Realizované trojrozměrné základní buňky jsou zobrazené na obrázku 5.4. Krychle byly testovány obdobným způsobem jako předchozí planární struktury ve vlnovodu R18 a ve vedení s vlnou TEM. Měřen byl přenos vlnovodem a vedením pro mnoho různých orientací krychle.

Na obrázku 5.5 je zobrazen přenos jedné trojrozměrné základní buňky sestavené z planárních částic s jednoduchým dipólem podle obrázku 4.1 (a). Měření bylo provedeno ve vlnovodu s videm TE<sub>10</sub>. Rezonance se objevuje na dvou kmitočtech, v okolí kmitočtu vyššího se základní buňka chová izotropně. Výsledek byl ověřen měřením ve vedení s vlnou TEM, ve kterém není přítomna podélná složka intenzity magnetického pole a kde rezonanční kmitočet není ovlivněn působením stěn vlnovodu, které jsou od měřených částic vzdáleny nedostatečně. Přenos získaný měřením ve vedení s vlnou TEM je zobrazen na obrázku 5.6.

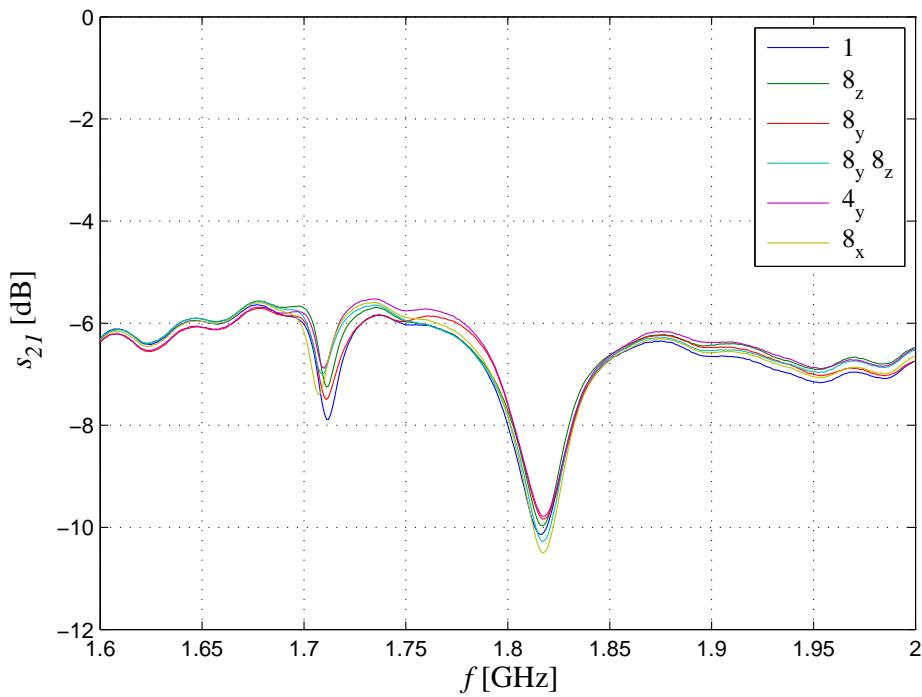
Na obrázcích 5.7 a 5.8 je zobrazen přenos jedné trojrozměrné základní buňky sestavené z planárních částic s křížovým dipólem podle obrázku 4.1 (b) umístěné ve vlnovodu s videm TE<sub>10</sub> resp. vedení s vlnou TEM. Rezonance původní planární částice s křížovým dipólem se rozpadá na více rezonančních kmitočtů. Základní buňka se v okolí těchto kmitočtů chová v souladu s teoretickou částí anizotropně.



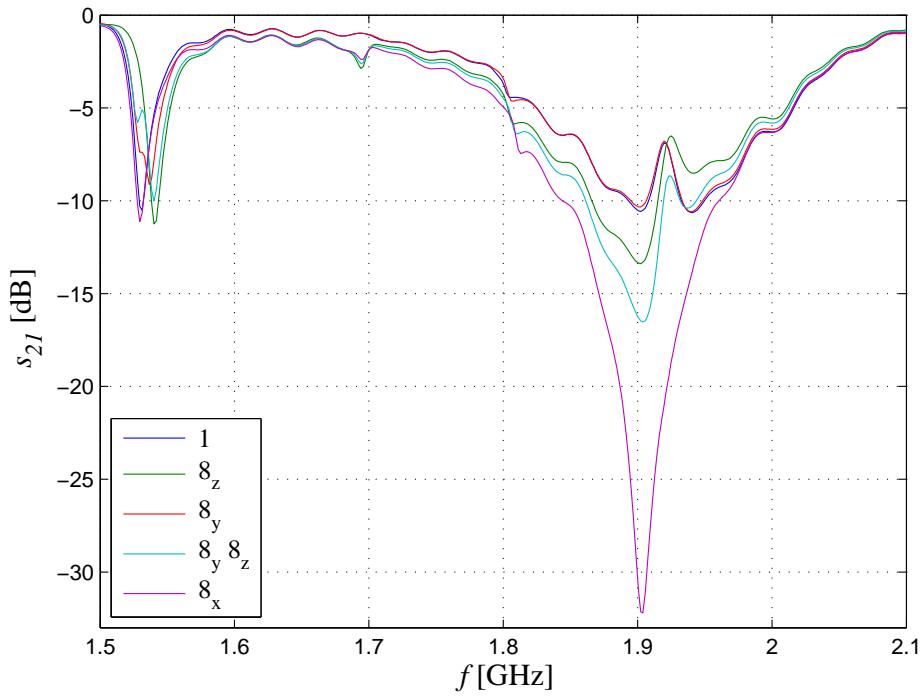
**Obrázek 5.4:** Trojrozměrné základní buňky sestavené z planárních částic s jednoduchým a křížovým dipólem. Stěny krychlí byly v rozích spojené lepicí páskou, výplň byla ponechána vzduchová.



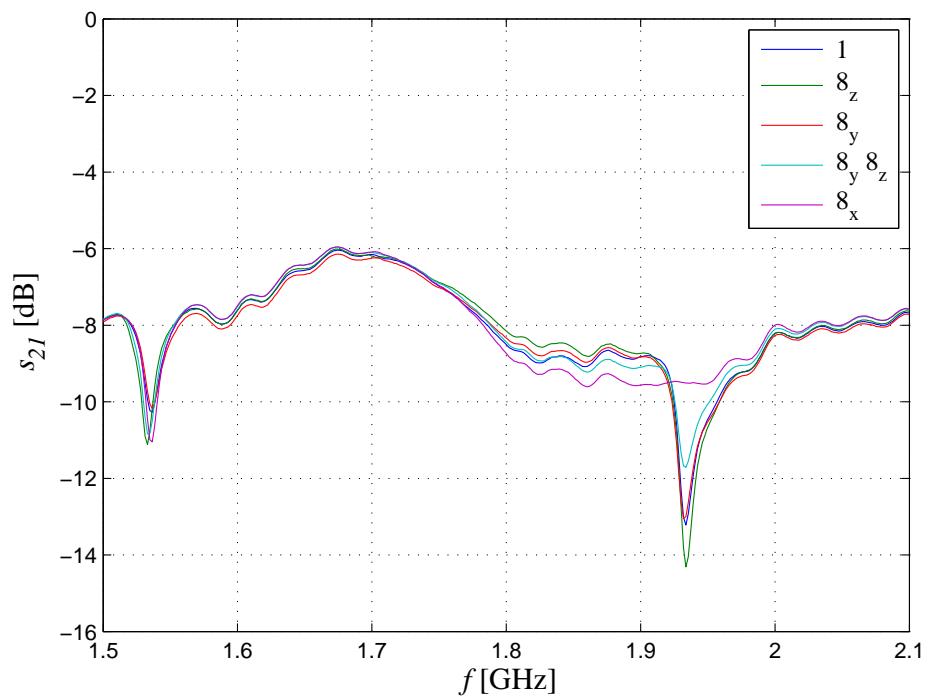
**Obrázek 5.5:** Změřený přenos jedné trojrozměrné základní buňky sestavené z planárních částic s jednoduchým dipólem podle obrázku 4.1 (a). Přenos byl změřen pro šest různých poloh krychle ve vlnovodu s videm  $TE_{10}$ .



**Obrázek 5.6:** Změřený přenos jedné trojrozměrné základní buňky sestavené z planárních částic s jednoduchým dipólem podle obrázku 4.1 (a). Proti předchozímu obrázku 5.5 měření proběhlo ve vedení s vlnou TEM.



**Obrázek 5.7:** Změřený přenos trojrozměrné základní buňky sestavené z planárních částic s křížovým dipólem podle obrázku 4.1 (b). Přenos byl změřen pro pět různých poloh krychle ve vlnovodu.



**Obrázek 5.8:** Změřený přenos jedné trojrozměrné základní buňky sestavené z planárních částic s křížovým dipólem podle obrázku 4.1 (b). Proti předchozímu obrázku 5.7 měření proběhlo ve vedení s vlnou TEM. I toto měření potvrzuje anizotropii zkoumané základní buňky.

# Kapitola 6

## Závěr

V úvodní teoretické části práce byly přehledně shrnuty vlastnosti metamateriálů a především vlastnosti jejich podskupiny – materiálů se záporným efektivním indexem lomu (*Left-Handed Materials* – LHM). Stručně byly popsány základní komponenty obvykle používané k realizaci LHM – *Split-Ring Resonator* (SRR) a drátová struktura (*wire media*). Struktura SRR je dnes dobře prozkoumaná a představuje vhodný prostředek k vytvoření izotropního materiálu se zápornou efektivní permeabilitou. Naproti tomu drátová struktura trpí celou řadou nevýhod počínaje nesnadnou realizací. Materiál vykazující zápornou efektivní permitivitu popisovaný v této práci tyto nevýhody odstraňuje a lze snadno realizovat pomocí planární technologie. Mohl by drátovou strukturu nahradit a stát se rovnocenným protějškem k SRR při realizaci LHM.

V teoretické části byl dále představen kompozitní materiál tvořený systémem umělých částic obsahujících elektricky krátký dipól zatížený obecnou impedancí. Teoreticky bylo odvozeno, jaké bude mít výsledný materiál vlastnosti v závislosti na charakteru této impedance. Pokud zátež bude induktivního charakteru, materiál vykazuje kmitočtovou závislost efektivní permitivity podle Lorentzova modelu dielektrika a tato efektivní permitivita je v úzkém kmitočtovém pásmu záporná.

K návrhu konkrétní realizace částice materiálu se zápornou efektivní permitivitou byl využit simulátor CST Microwave Studio. S jeho pomocí byly navrženy dvě varianty částice. Obě částice byly prakticky realizovány planární technologií a výsledky simulací ověřeny měřením ve vlnovodu R18 a vedení s vlnou TEM. Částice s jednoduchým dipolem zatíženým indukčností se chová značně anizotropně, tj. její vlastnosti výrazně závisí na poloze částice vzhledem k orientaci vektoru intenzity elektrického pole dopadající vlny. Částice s křížovým dipolem se naopak chová izotropně, pokud je ovšem směr šíření elektromagnetické vlny kolmý k rovině destičky substrátu.

Kmitočtové závislosti efektivní permitivity navržených struktur byly stanoveny metodou výpočtu efektivních parametrů z S-parametrů. Bylo ověřeno, že efektivní permitivita se chová podle Lorentzova modelu a je v určitém pásmu záporná. Výpočet byl proveden s S-parametry získanými simulací, neboť výstupy měření byly pouze skalární. Metoda výpočtu efektivních parametrů z S-parametrů patří k běžným postupům používaným řadou autorů, přestože permitivitu a permeabilitu nelze přiřadit pouze jedné částici. Vypočtené průběhy efektivních parametrů pro jednu částici resp. vrstvu materiálu o šířce jedné částice tedy nemusí zcela přesně odpovídat vlastnostem celého kompozitního materiálu. Vzhledem k obtížnosti výpočtu parametrů materi-

álu tvořeného mnoha částicemi jsou však i tyto approximativní výsledky velmi cenné. Protože navržené částice nesplňují podmínu  $\lambda_0 \gg d$  umožňující homogenizaci kompozitního materiálu, bylo rovněž ukázáno, jak částice upravit (zmenšit), aby tato podmínka byla splněna. Zmenšená struktura dosahuje poměru  $\lambda_0/d = 16.2$ , který se jeví jako zcela dostatečný. Zmenšené struktury nebyly realizované prakticky.

Z vyrobených planárních částic byly vybrány exempláře se shodnými rezonančními kmitočty a následně sestaveny trojrozměrné základní buňky patřící do vybrané krystalografické skupiny symetrie. Simulací v CST Microwave Studiu a měřením byla zkoumána izotropie těchto buněk. Kubické základní buňky jsou složité systémy s mnoha vnitřními vazbami a obvykle více rezonančními kmitočty. Trojrozměrná základní buňka sestavená z planárních částic s jednoduchým dipólem rezonuje na dvou kmitočtech. Vyšší z těchto rezonancí má vlastnosti nezávislé na poloze buňky ve vlnovodu, základní buňka je v oblasti této rezonance izotropní. Trojrozměrná základní buňka sestavená z planárních částic s křížovým dipólem rezonuje až na třech kmitočtech, na kterých se chová anizotropně.

Částice s křížovým dipólem má výhodné vlastnosti jako planární, k realizaci trojrozměrné izotropní struktury je ale vhodná naopak částice s jednoduchým dipólem. Trojrozměrná základní buňka sestavená z těchto planárních částic, připustíme-li existenci parazitní rezonance, se zdá být vhodným kandidátem, který by mohl nahradit drátovou strukturu. Na cestě k realizaci LHM však čeká ještě řada překážek. Zatím například není vyřešeno, jakým způsobem vhodně zkombinovat základní buňky struktury s dipóly a SRR. Jistým problémem je naladění částic obou struktur tak, aby došlo k překryvu oblasti záporné efektivní permitivity i permeability a vzniku LHM. Na obvodovém modelu trojrozměrných základních buněk by také bylo vhodné vysvětlit vznik parazitních rezonancí a teoreticky ověřit jejich izotropii resp. anizotropii.

Příspěvek založený na výsledcích této diplomové práci byl zaslán na konferenci IEEE MTT-S International Microwave Symposium 2007 [38].

## **Dodatky**

# Příloha A

## Seznam matematických symbolů a zkratek

### A.1 Seznam matematických symbolů

Symbol	Definice
$a$	poloviční šířka ramene planárního dipólu
$a_1$	vlna dopadající na rozhraní prostředí 1–2
$\mathbf{B}$	fázor vektoru magnetické indukce
$\mathbf{B}$	vektor magnetické indukce
$b_1$	vlna odražená od rozhraní prostředí 1–2
$b_2$	vlna postupující dále od rozhraní prostředí 2–3
$C$	kapacita
	kapacita zátěže
	uzavřená křivka
$C_d$	vstupní kapacita dipólu
$c$	rychlosť světla ve vakuu
$\mathbf{D}$	fázor vektoru elektrické indukce
$\mathbf{D}$	vektor elektrické indukce
$d$	rozměr základní buňky
	prostorová perioda
	šířka mezery mezi rameny dipólu
$dx$	rozměr základní buňky ve směru souřadné osy $x$
$dy$	rozměr základní buňky ve směru souřadné osy $y$
$dz$	rozměr základní buňky ve směru souřadné osy $z$
$\mathbf{E}$	fázor vektoru intenzity elektrického pole
$\mathbf{E}$	vektor intenzity elektrického pole
$E$	intenzita elektrického pole
$F$	činitel plnění
$f$	kmitočet
$f_0$	rezonanční kmitočet
$f_p$	plazmový kmitočet

---

<b>H</b>	fázor vektoru intenzity magnetického pole
<b>H</b>	vektor intenzity magnetického pole
<i>h</i>	výška substrátu
<i>I</i> <sub>0</sub>	amplituda proudu ve středu dipólu
<i>I</i> <sub>in</sub>	proud na vstupu dipólu
<i>I</i> ( <i>z</i> )	proudové rozložení na dipólu
<i>I</i> ( <i>z</i> = 0)	proud na vstupu dipólu
<i>K</i> <sub>e</sub>	konstanta
<b>k</b>	vlnový vektor
<i>k</i>	konstanta šíření
<i>k</i> <sub>0</sub>	konstanta šíření ve volném prostředí
<i>k</i> <sub>2</sub>	konstanta šíření v prostředí 2
<i>L</i>	délka
	indukčnost
	indukčnost zátěže
<i>l</i> <sub>0</sub>	délka jednoho ramena dipólu
<i>l</i> <sub>ef</sub>	efektivní délka dipólu
<i>m</i>	libovolné celé číslo
<i>n</i>	index lomu
<i>n</i> <sub>ef</sub>	efektivní index lomu
<i>n</i> <sub>ef'</sub>	reálná část efektivního indexu lomu
<i>n</i> <sub>ef''</sub>	imaginární část efektivního indexu lomu
<i>P</i>	elektrická polarizace
<i>p</i>	elektrický dipólový moment
<i>R</i>	elektrický odpor
	odpor zátěže
	činitel odrazu
<i>r</i>	poloměr válcového ramene dipólu
	poloměr drátku
<i>R</i> <sub>12</sub>	činitel odrazu rozhraní 1–2
<i>R</i> <sub>23</sub>	činitel odrazu rozhraní 2–3
<b>S</b>	Poyntingův vektor
<i>S</i>	plocha
<i>s</i> <sub>11</sub>	prvek rozptylové matice
<i>s</i> <sub>21</sub>	prvek rozptylové matice
<i>T</i>	činitel prostupu
<i>t</i>	šířka pokovení
<i>T</i> <sub>12</sub>	činitel prostupu rozhraním 1–2
<i>T</i> <sub>23</sub>	činitel prostupu rozhraním 2–3
<i>U</i>	napětí na vstupu dipólu
<i>V</i>	objem
<i>W</i>	šířka

---

$w$	hustota energie elektromagnetického pole
$x$	osa souřadné soustavy
	pomocná proměnná
$y$	osa souřadné soustavy
	pomocná proměnná
$Z_0$	charakteristická impedance
$Z_{in}$	vstupní impedance dipólu
$Z_L$	impedance zátěže
$z$	osa souřadné soustavy
	impedance
$\Gamma$	ztrátový faktor
$\gamma$	ztrátový faktor
$\Delta z$	kladná reálná konstanta
$\delta$	ztrátový úhel
$\epsilon$	permitivita
$\epsilon'$	reálná část permitivity
$\epsilon''$	imaginární část permitivity
$\epsilon_0$	permitivita vakua
$\bar{\epsilon}_{ef}$	tenzor efektivní permitivity
$\epsilon_{ef}$	efektivní permitivita
$\epsilon'_{ef}$	reálná část efektivní permitivity
$\epsilon''_{ef}$	imaginární část efektivní permitivity
$\epsilon_r$	relativní permitivita
$\theta$	úhel mezi osou dipólu a směrem šíření vlny
$\lambda_0$	vlnová délka ve volném prostředí
$\mu'$	reálná část permeability
$\mu''$	imaginární část permeability
$\mu_0$	permeabilita vakua
$\bar{\mu}_{ef}$	tenzor efektivní permeability
$\mu_{ef}$	efektivní permeabilita
$\mu'_{ef}$	reálná část efektivní permeability
$\mu''_{ef}$	imaginární část efektivní permeability
$\sigma$	elektrická vodivost
$\chi_e$	elektrická susceptibilita
$\Psi_e$	polarizační úhel mezi osou antény a vektorem intenzity elektrického pole
$\omega$	úhlový kmitočet
$\omega_0$	rezonanční úhlový kmitočet

## A.2 Seznam zkratek

Symbol	Definice
CRLH	(Composite Right/Left Handed)
DNM	(Double Negative Material)
LH	(Left-Handed)
LHM	(Left-Handed Material)
PBG	(Photonic Band Gap)
RH	(Right-Handed)
RHM	(Right-Handed Material)
SRR	(Split-Ring Resonator)

# Literatura

- [1] J. B. Pendry, “Negative refraction makes a perfect lens,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 3966–3969, October 2000.
- [2] A. Lai, C. Caloz, and T. Itoh, “Composite right/left-handed transmission line metamaterials,” *IEEE Microwave Magazine*, vol. 9, pp. 34–50, September 2004.
- [3] A. Sanada, C. Caloz, and T. Itoh, “Planar distributed structures with negative refractive index,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 52, pp. 1252–1263, April 2004.
- [4] F. Falcone, F. Martín, J. Bonache, R. Marqués, T. Lopetegi, and M. Sorolla, “Left handed coplanar waveguide band pass filters based on bi-layer split ring resonators,” *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 14, pp. 10–12, January 2004.
- [5] C. A. Allen, K. M. K. H. Leong, and T. Itoh, “Design of microstrip resonators using balanced and unbalanced composite right/left-handed transmission lines,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 54, pp. 3104–3112, July 2006.
- [6] C. Caloz, A. Sanada, and T. Itoh, “A novel composite right-/left-handed coupled-line directional coupler with arbitrary coupling level and broad bandwidth,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 52, pp. 980–992, March 2004.
- [7] H. Okabe, C. Caloz, and T. Itoh, “A compact enhanced-bandwidth hybrid ring using an artificial lumped-element left-handed transmission-line section,” *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 52, pp. 798–804, March 2004.
- [8] D. Sievenpiper, L. Zhang, R. F. J. Broas, N. G. Alexópolous, and E. Yablonovitch, “High-impedance electromagnetic surfaces with a forbidden frequency band,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 47, pp. 2059–2074, November 1999.
- [9] M. E. Ermutlu, C. R. Simovski, M. K. Kärkkäinen, P. Ikonen, A. A. Souchava, and S. A. Tretyakov, “Patch antennas with new artificial magnetic layers.” <http://arxiv.org/abs/physics/0504075>, April 2005.
- [10] J. D. Baena, L. Jelínek, R. Marqués, and J. Zehentner, “Electrically small isotropic three-dimensional magnetic resonators for metamaterial design,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, 2006.

- [11] D. R. Smith and N. Kroll, "Negative refractive index in left-handed materials," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, no. 14, pp. 2933–2936, 2000.
- [12] V. G. Veselago, "The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of permittivity and permeability," *Soviet Physics Uspekhi*, vol. 10, pp. 509–514, January 1968.
- [13] P. Markoš and C. M. Soukoulis, "Absorption losses in periodic arrays of thin metallic wires," *Optics Letters*, vol. 28, pp. 846–848, May 2003.
- [14] J. B. Pendry, A. J. Holden, W. J. Stewart, and I. Youngs, "Extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 76, pp. 4773–4776, June 1996.
- [15] A. K. Sarychev and V. M. Shalaev, "Comment on paper "extremely low frequency plasmons in metallic mesostructures" . ." <http://arxiv.org/abs/cond-mat/0103145>, March 2001.
- [16] J. B. Pendry, A. J. Holden, D. J. Robbins, and W. J. Stewart, "Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 47, pp. 2075–2084, November 1999.
- [17] D. R. Smith, W. J. Padilla, D. C. Vier, S. C. Nemat-Nasser, and S. Schultz, "Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 84, pp. 4184–4187, May 2000.
- [18] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction," *Science*, vol. 292, pp. 77–79, April 2001.
- [19] N. Garcia and M. Nieto-Vesperinas, "Is there an experimental verification of a negative index of refraction yet?," *Optics Letters*, vol. 27, pp. 885–887, June 2002.
- [20] C. G. Parazzoli, R. B. Gregor, K. Li, B. E. C. Koltenbah, and M. Tanielian, "Experimental verification and simulation of negative index of refraction using snell's law," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, March 2003.
- [21] A. A. Houck, J. B. Brock, and I. L. Chuang, "Experimental observations of a left-handed material that obeys snell's law," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 90, April 2003.
- [22] D. R. Smith, P. Rye, D. C. Vier, A. F. Starr, J. J. Mock, and T. Perram, "Design and measurement of anisotropic metamaterials that exhibit negative refraction," *IEICE Trans. Electron.*, vol. E87-C, pp. 359–370, March 2004.
- [23] G. V. Eleftheriades, O. Siddiqui, and A. K. Iyer, "Transmission line models for negative refractive index media and associated implementations without excess resonators," *IEEE Microwave Wireless Compon. Lett.*, vol. 13, pp. 51–53, February 2003.
- [24] D. Schurig, J. J. Mock, and D. R. Smith, "Electric-field-coupled resonators for negative permittivity metamaterials," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 88, 2006.

- [25] C. A. Balanis, *Antenna Theory: Analysis and Design Third Edition*. John Wiley & Sons, Inc., 2005.
- [26] J. Macháč, “Report on a stay at the department of high frequency and communication technique from june 21 to july 15, 2005,” tech. rep., July 2005.
- [27] F. Auzanneau and R. W. Ziolkowski, “Theoretical study of synthetic bianisotropic materials,” *J. of Electromagnetic Waves and Applications*, vol. 12, pp. 353–370, 1998.
- [28] R. W. Ziolkowski and F. Auzanneau, “Passive artificial molecule realizations of dielectric materials,” *J. Appl. Phys.*, vol. 82, pp. 3195–3189, October 1997.
- [29] S. A. Tretyakov, “Meta-materials with wideband negative permittivity and permeability,” *Microwave and Opt. Tech. Lett.*, vol. 31, pp. 163–165, November 2001.
- [30] S. A. Tretyakov, F. Mariotte, C. R. Simovski, T. G. Kharina, and J.-P. Heliot, “Analytical antenna model for chiral scatterers: Comparsion with numerical and experimental data,” *IEEE Trans. Antennas Propag.*, vol. 44, pp. 1006–1014, July 1996.
- [31] J. Macháč, “Microstrip line on an artificial dielectric substrate,” *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 16, pp. 416–418, July 2006.
- [32] D. R. Smith, D. C. Vier, N. Kroll, and S. Schultz, “Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, pp. 2246–2248, October 2000.
- [33] D. R. Smith, S. Schultz, P. Markos, and C. M. Soukoulis, “Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients,” *Phys. Rev. B*, vol. 65, 2002.
- [34] K. Novotný, *Elektromagnetické pole a vlny*. ČVUT, 2002.
- [35] X. Chen, T. M. Grzegorczyk, B.-I. Wu, J. J. Pacheco, and J. A. Kong, “Robust method to retrieve the constitutive effective parameters of metamaterials,” *Phys. Rev. E*, vol. 70, 2004.
- [36] D. R. Smith, D. C. Vier, T. Koschny, and C. M. Soukoulis, “Electromagnetic parameter retrieval from inhomogeneous metamaterials,” *Phys. Rev. E*, vol. 71, March 2005.
- [37] N. W. Ashcroft and N. D. Mermin, *Solid State Physics*. Harcourt, Inc., 1976.
- [38] J. Macháč, P. Protiva, and J. Zehentner, “Isotropic epsilon-negative particles.” příspěvek zasláný na IEEE MTT-S International Microwave Symposium 2007.