



# VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

## FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

## ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

## NÁVRH OPTICKÝCH REZONÁTORŮ

A BRIEF DESIGN OF OPTICAL RESONATORS

### BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

BACHELOR'S THESIS

### AUTOR PRÁCE

AUTHOR

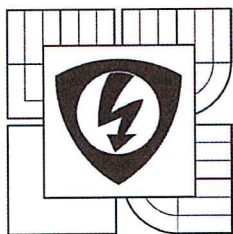
Daniel Hubík

### VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Radim Kadlec, Ph.D.

BRNO 2016



VYSOKÉ UČENÍ  
TECHNICKÉ V BRNĚ  
Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií  
Ústav radioelektroniky

# Bakalářská práce

bakalářský studijní obor  
**Elektronika a sdělovací technika**

**Student:** Daniel Hubík

**Ročník:** 3

**ID:** 164294

**Akademický rok:** 2015/16

**NÁZEV TÉMATU:**

## Návrh optických rezonátorů

### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Prostudujte dostupné materiály o problematice optických rezonátorů. Získané informace projednejte v rámci výzkumného týmu a zvolte nejvhodnější řešení pro experimentální realizaci. V programu pro numerické modelování vytvořte model optického rezonátoru a výsledky porovnejte s literaturou. Pro navržené řešení zvolte po konzultaci s výzkumným týmem potřebné parametry a model upravte pro jejich dosažení. Vytvořte modely s různými parametry, výsledky porovnejte a na základě výsledků model optimalizujte. Experimentálně ověřte výsledky modelu.

### DOPORUČENÁ LITERATURA:

[1] DĚDEK, L., DĚDKOVÁ, J. Elektromagnetismus. 2. vyd. Brno: VUTIUM, 2000. 232 s. ISBN 80-214-1548-7.

[2] GAWARIKAR, A.S., SHEA, R.P., TALGHADER, J.J. Resonant absorber structures for multi spectral detection in the infrared, Optical MEMS and Nanophotonics (OMN), 2012 International Conference on, pp.39-40, 6-9 Aug. 2012.

**Termín zadání:** 8. 2. 2016

**Termín odevzdání:** 26.5.2016

**Vedoucí práce:** Ing. Radim Kadlec, Ph.D.

**Konzultanti bakalářské práce:**

  
doc. Ing. Tomáš Kratochvíl, Ph.D.

předseda oborové rady



### UPOZORNĚNÍ:

Autor bakalářské práce nesmí při vytváření bakalářské práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

## **ABSTRAKT**

Bakalářská práce se věnuje analýze přerušovaných prstencových rezonátorů v THz oblastech. Simulace byly provedeny metodou konečných prvků a metodou konečných diferencí v časové oblasti. Nejprve byl vytvořen rezonátor pracující v oblasti GHz. Poté byl sledován posun rezonanční frekvence v závislosti na změně velikosti. V poslední kapitole byly přiřazeny rezonátoru reálné parametry vodivosti a permitivity. Ve výsledku byl vytvořen rezonátor, který pracoval na kmitočtu 500 THz. Všechny simulace byly prováděny v programech HFSS ANSYS a Lumerical FDTD Solutions.

## **KLÍČOVÁ SLOVA**

Rezonátory, FDTD, Lumerical, Solutions, plazmony, metamateriály, optika, THz, HFSS, ANSYS, elektromagnetické vlny, Yee, metoda konečných diferencí, časová oblast, metoda konečných prvků, porovnání, SRR, split-ring resonator, prstencový rezonátor.

## **ABSTRACT**

This bachelor thesis is focused on analysis of split-ring resonators in THz region. Simulations were made by finite elements method and by finite-difference time-domain method. At first we created a resonating structure that works in GHz region. Then we were observing a dependence of movement of resonant frequency on the size of resonator. In the final chapter we assigned frequency dependent values of permittivity to such structure. As the result we simulated working resonator at frequency 500THz. All simulations have been made in program HFSS ANSYS and Lumerical FDTD Solutions.

## **KEYWORDS**

Resonators, metamaterials, optics, THz, electromagnetic waves, Yee, cell, finite-difference, time-domain method, finite elements method, plasmon, scattering parameters, real values, permittivity, conductivity.

HUBÍK, D. *Návrh optických rezonátorů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií. Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky, 2015. 59 s., 0 s. příloh. Bakalářská práce. Vedoucí práce: Ing. Radim Kadlec, Ph.D.

## **PROHLÁŠENÍ**

Prohlašuji, že svou bakalářskou práci na téma Návrh optických rezonátorů jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího bakalářské práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené bakalářské práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této bakalářské práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a/nebo majetkových a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon), ve znění pozdějších předpisů, včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne .....

.....

(podpis autora)

## **PODĚKOVÁNÍ**

Děkuji vedoucímu bakalářské práce Ing. Radimu Kadlecovi, Ph.D. a také Ing. Dušanu Nešporovi, Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé bakalářské práce.

V Brně dne .....

.....

(podpis autora)

# OBSAH

<b>Obsah</b>	<b>6</b>
<b>1 Úvod</b>	<b>8</b>
1.1 Plazmony a povrchové plazmony .....	9
1.1.1 Plazmony .....	9
1.1.2 Matematický popis.....	9
1.1.3 Povrchové plazmony.....	12
1.2 Kovové tyče .....	13
1.3 Metamateriály .....	13
<b>2 Simulační prostředí</b>	<b>17</b>
2.1 HFSS ANSYS.....	17
2.1.1 Okrajové podmínky .....	18
2.1.2 Model .....	19
2.2 Lumerical FDTD Solutions .....	20
2.2.1 Metoda konečných diferencí v časové doméně v jednom rozměru....	21
2.2.2 Buňkový systém.....	21
2.2.3 Okrajové podmínky .....	22
2.2.4 Metody .....	23
2.2.5 Druhy síťování .....	23
2.2.6 Model .....	24
<b>3 Simulace</b>	<b>25</b>
3.1 2D prostředí .....	25
3.1.1 Zmenšení modelu faktorem 20 .....	29
3.1.2 Zmenšení modelu faktorem 1000 .....	31
3.1.3 Zmenšení modelu faktorem 1300 .....	36
3.2 Ideální prostředí .....	40
3.2.1 Základní model .....	40
3.2.2 Zmenšení modelu o 10 násobek.....	41
3.2.3 Zmenšení modelu o 100 násobek.....	42
3.2.4 Zmenšení modelu o 1000 násobek.....	43

3.2.5	Zmenšení modelu o 2000 násobek.....	43
3.3	Reálné prostředí .....	45
3.3.1	Základní reálný model .....	46
3.3.2	Zmenšení modelu o 10 násobek.....	47
3.3.3	Zmenšení modelu o 100 násobek.....	48
3.3.4	Zmenšení modelu o 1000 násobek.....	49
3.3.5	Zmenšení modelu o 2000 násobek.....	51
<b>4</b>	<b>Závěr</b>	<b>53</b>
<b>5</b>	<b>LITERATURA</b>	<b>55</b>
	<b>Seznam obrázků</b>	<b>58</b>
	<b>Seznam TABULEK</b>	<b>60</b>
	<b>Seznam symbolů, veličin a zkratk</b>	<b>60</b>

# 1 ÚVOD

Plazmonika je vědní obor zabývající se interakcí elektromagnetického záření v materiálech, jejichž rozměry jsou srovnatelné s vlnovou délkou světla. Fyzici Sommerfeld a Zenneck popsali jevy, které jsou známy dnes jako povrchové plazmové polaritony [1]. Jsou to excitace způsobeny spojením elektromagnetického pole a oscilací elektronového plazmatu v kovu [3]. Tyto jevy byly známy už delší dobu, ale nebylo pro ně uplatnění. V 17. století využívali tento jev Římané. Kombinace rozpuštěného zlata a cínu vytvořila roztok s intenzivní červenou barvou, který pak smíchali s tekutým sklem [2]. Vznikl nový druh barevného skla, které bylo anizotropní. Kupříkladu Lycurgusův pohár, pokud je osvětlen z přední strany, povrch tohoto poháru emituje zelenou barvu, pokud je osvětlen ze zadní strany vidíme červenou barvu [6].

Protože se povrchové plazmony šíří téměř rychlostí světla [5], jsou vhodné pro výrobu elektronických součástek s rychlejší odezvou, než máme doposud, a tím zvýšit výkon výpočetní techniky. Vlnová délka světlem vybuzených povrchových plazmonů je menší než vlnová délka fotonů téže frekvence [7]. To nám umožňuje vytvořit integrované obvody nanorozměrů. Týmu vědců z japonské univerzity se podařilo vytvořit tranzistor MOSFET, který využívá tuto technologii [4].

Další využití povrchových plazmonů můžeme nalézt ve spektroskopii. Pro zobrazování objektů tak malých (např. molekul), že je okem nevidíme, používáme Ramanův jev. Hlavní princip tohoto jevu je v excitaci plazmonů v nanočásticích vzácných kovů. Pokud je plazmon správně vytvořený, Ramanův signál z tohoto plazmonového pole je zesílen. Každopádně takto vytvořit plazmon, vyžaduje své podmínky. Maximální zesílení lze vytvořit jenom na speciálních místech, zvané hot-spoty. Ty vznikají v dotyku dvou blízkých nanočástic.

Zajímavá aplikace plazmonů je u metamateriálů. Takové metamateriály mohou v okolí objektu ohnout paprsky světla a způsobit jej neviditelným, teoreticky i pro optické vlnové délky. Zatím se tento efekt zneviditelnění podařilo jenom u mikrovlnných frekvencí [10]. Pokud budeme uvažovat, že velikost elementární jednotky metamateriálu je o mnoho menší než vlnová délka příchozí vlny, můžeme na něj pohlédnout z makroskopického hlediska a chápat jej jako homogenní materiál, a tudíž popsat indexem lomu [9, 11].

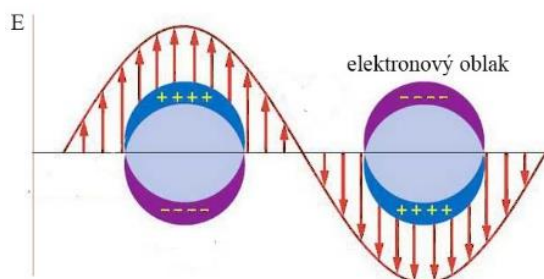
V první části se zabýváme podrobným popisem plazmonů, včetně jejich matematického základu, který je odvozen z Maxwellových rovnic. V další části bakalářské práce vytváříme model, který budeme poté simulovat. Pomocí programu ANSYS HFSS budeme řešit model pro frekvence od GHz do THz. Simulačním programem Lumerical FDTD Solutions si ověříme, zda se výsledky shodují.

## 1.1 Plazmony a povrchové plazmony

### 1.1.1 Plazmony

Nejprve musíme vysvětlit co znamená plazmová oscilace. Vznik plazmové oscilace si lze představit jako krychli z kovu, na kterou působí kladné elektrické pole na levé straně – vektorem směřujícím zleva doprava. Elektrony se pohybují k levé části a tím odkrývají prázdná místa na pravé straně a vznikají zde kladné ionty. Toto se děje, dokud se nevyruší elektrické pole uvnitř kovu. Pokud odebereme působící pole, elektrony budou přitahovány zpět na pravou stranu. Je to dáno Coulombovou silou mezi elektrony a kladnými náboji iontů. Tento pohyb je opakován, dokud se energie nevyzáří teplem. Plazmony jsou kvantizací těchto oscilací. Takže oscilace plazmy se skládá z plazmonů, například stejně jako světlo z fotonů. Plazmon může být považován za kvazičástici.

Plazmony mají důležitou roli při popisu optických vlastností kovů. Světlo o frekvenci menší, než je plazmonická frekvence daného kovu, je odraženo. Světlo o frekvencích nad touto frekvencí může projít, protože elektrony nestihnou zareagovat dostatečně rychle, aby odstínily elektrické pole fotonu. U většiny kovů je tato frekvence v UV oblasti spektra. Alkalické kovy jako například sodík mají výbornou odezvu na světlo, některé jsou průhledné pro vlnové délky velikosti desítek nanometrů. Drahé kovy jako je zlato a stříbro, UV záření absorbují. Tyto rozptylové vlastnosti můžeme popsat komplexní dielektrickou funkcí  $\varepsilon(\omega)$  [3].



Obr. 1.0 Pohyb elektronů v elektrickém poli.

### 1.1.2 Matematický popis

Interakci kovů s elektromagnetickým polem můžeme pochopit i z klasických Maxwellových rovnic. I když se budeme pohybovat v optických oblastech, tudíž v řádech nanometrů, nemusíme nutně využívat znalosti kvantové fyziky. Úvodem si musíme říci něco o parametrech, které definují vlastnosti kovů. Komplexní relativní permitivita se považuje za konstantu v ideálních podmínkách, stejně tak permeabilita a index lomu. V našem případě se budeme snažit co nejvíce přiblížit reálnému popisu, tudíž většina proměnných bude frekvenčně závislá [3].

Budeme vycházet z Maxwellových rovnic v diferenciálním tvaru:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho, \quad (1.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J}. \quad (1.4)$$

Tyto rovnice obsahují elektrickou indukci  $\mathbf{D}$ , magnetickou indukci  $\mathbf{B}$ , intenzitu magnetického pole  $\mathbf{H}$ , intenzitu elektrického pole  $\mathbf{E}$ , proudovou hustotu  $\mathbf{J}$  a  $\rho$  objemovou hustotu náboje. Jsou to základní veličiny elektromagnetizmu. Dále jsou tyto veličiny mezi sebou svázány polarizací  $\mathbf{P}$  a magnetizací  $\mathbf{M}$ :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (1.5)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mathbf{M}. \quad (1.6)$$

Konstanta  $\varepsilon_0$  značí elektrickou permitivitu ve vakuu a  $\mu_0$  magnetickou permeabilitu vakua. Necht' máme homogenní, izotropní, nemagnetické prostředí, charakterizované komplexní relativní permitivitou  $\varepsilon$  a relativní permeabilitou  $\mu = 1$ . Jelikož se již nepohybujeme v magnetickém prostředí, můžeme magnetizaci  $\mathbf{M}$  zanedbat. Polarizace  $\mathbf{P}$  popisuje elektrický dipólový moment na jednotku objemu. Polarizaci vytváří mikroskopické dipóly uvnitř daného materiálu, které mají vlastní elektrické pole. V ideální rovnováze materiál není nijak polarizovaný, teprve s aplikací vnějšího elektrického pole se tento jev objeví. Můžeme napsat vztahy:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}, \quad (1.7)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}. \quad (1.8)$$

Vznikl nám vztah obsahující veličinu  $\varepsilon$  a  $\mu$ . Relativní permitivita  $\varepsilon$  a relativní permeabilita  $\mu$  jsou veličiny, které popisují velikost zesílení pole v daném materiálu. Lineární závislost mezi  $\mathbf{D}$  a  $\mathbf{E}$  se dá nepřímo vyjádřit pomocí elektrické susceptibility  $\chi$ , která popisuje lineární závislost mezi  $\mathbf{P}$  a  $\mathbf{E}$ . Vyjadřuje míru závislosti polarizace na přiloženém elektrickém poli.

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E} \quad (1.9)$$

Další lineární závislost mezi elektrickým polem  $\mathbf{E}$  a proudovou hustotou  $\mathbf{J}$  je ve vztahu s vodivostí  $\sigma$  [3].

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.10)$$

K odvození existence plazmonu musíme upravit Maxwellovy rovnice. Budeme uvažovat prostředí bez náboje a proudu, tudíž  $\mathbf{J} = 0$  a  $\rho = 0$ . Využijeme rovnici (1.3) a operátor rotace následovně:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial(\nabla \times \mathbf{B})}{\partial t}. \quad (1.11)$$

Rovnici (1.4) vynásobíme  $\mu_0$ . Dostaneme následující tvar, který můžeme dále upravovat pomocí rovnice (1.8):

$$\mu_0(\nabla \times \mathbf{H}) = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (1.12)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}. \quad (1.13)$$

Spojením rovnic (1.11) a (1.13) vznikne:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}. \quad (1.14)$$

Použitím vektorové identity a dalšími úpravami:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \mu \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2}. \quad (1.15)$$

Obecným řešením vlnové rovnice (1.15) jsou lineárně polarizované monochromatické rovinné vlny:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_0 e^{j(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}, \quad (1.16)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{H}_0 e^{j(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}, \quad (1.17)$$

kde  $\mathbf{k}$  značíme vlnový vektor a úhlovou frekvenci  $\omega$ . Vložíme-li rovnice (1.16) a (1.17) do (1.15) a budeme následovně upravovat následujícím způsobem:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = -j\omega \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t), \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\omega^2 \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t), \quad (1.19)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2}. \quad (1.20)$$

Budeme předpokládat že rovnici řešíme v jednom rozměru. A to v takovém ve kterém je i vektor  $\mathbf{r}$ .

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial r} = j\mathbf{k} \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t), \quad (1.21)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial r^2} = -\mathbf{k}^2 \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t). \quad (1.22)$$

Můžeme napsat:

$$-\mathbf{k}^2 \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) = -\omega^2 \mu \varepsilon \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t), \quad (1.23)$$

$$\mathbf{k}^2 = \mu \varepsilon \omega^2. \quad (1.24)$$

A tím jsme dostali rozptylovou rovnici. Parametry  $\mu \varepsilon$  popisují elektromagnetické vlastnosti materiálu. Parametr  $\mathbf{k}$  určuje, jak se vlna v médiu šíří. Využijeme rovnici dielektrické funkce volného nezatíženého elektronového plazmatu:

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}. \quad (1.25)$$

Dosazením rovnice (1.25) do (1.24) dostaneme.

$$\omega^2 = \omega_p^2 + \mathbf{K}^2 c^2. \quad (1.26)$$

Plazmová frekvence  $\omega_p$  popisuje frekvenci volných oscilací v elektronovém oblaku. Naše odvození počítá s tím, že všechny elektrony se pohybují ve fázi. Kvantum těchto oscilací se nazývá plazmon.

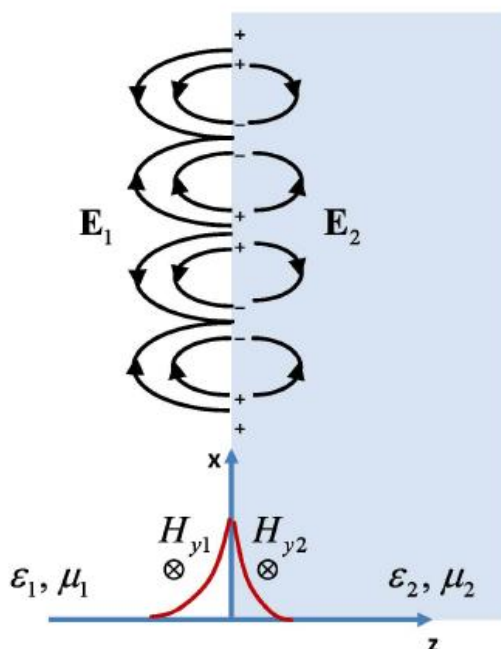
Z rovnice plyne, pokud bude frekvence přicházející elektromagnetické vlny menší než plazmová frekvence, nebude se v tomto materiálu podélná vlna šířit. Pokud je

frekvence větší, pohybuje se vlna grupovou rychlostí  $v_g = \frac{d\omega}{dk}$ .

Plazmová frekvence kovů se obvykle měří pomocí elektronové spektroskopie, kde elektrony prochází tenkými vrstvami kovů. U většiny kovů je plazmová frekvence v UV oblasti (bývá v řádech 5 – 15 eV); záleží na energetických pásech kovů.

### 1.1.3 Povrchové plazmony

Jsou koherentní oscilace elektronu vychýleného z jeho původní polohy. Vznikají na rozhraní mezi dvěma materiály, které se liší dielektrickou funkcí v hodnotě znaménka (reálná část). Typický příklad je rozhraní vzduch-kov. Povrchový plazmon vytvoří elektromagnetické pole v obou prostředích.



Obr. 1.1 Povrchový plazmon – povrchová hustota náboje šířící se po rozhraní [21].

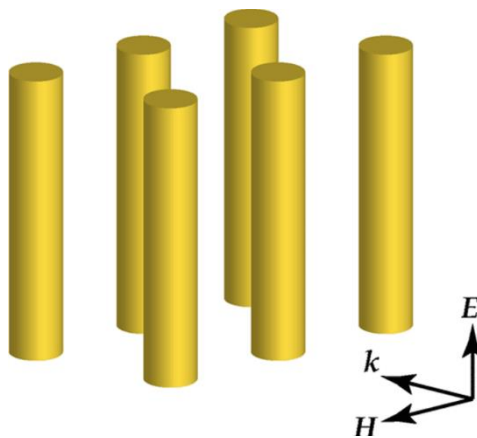
Povrchové plazmony mohou být použity k řízení vlnové délky vyzářených fotonů z materiálů. Modifikováním tvaru částic a jejich velikostí můžeme vytvořit různé typy povrchových plazmonů. Z počátku se dělaly experimenty s mikrovlnným zářením. Protože vlnová délka je jenom pár centimetrů, můžeme jednoduše vyrobit takové materiály. Abychom manipulovali s frekvencemi v optické oblasti, musíme dosáhnout velikosti materiálů v nanometrových rozměrech [30].

Pohyb náboje spolu s elektromagnetickou vlnou v tomto prostředí nazýváme povrchový plazmový polariton (dále jen PPP). Vytvořit PPP můžeme jak elektronem tak fotonem. Pokud vystřelíme elektron na kov (např. elektronovým dělem), přemění svoji energii na plazma. Kdybychom chtěli emitovat PPP fotonem, musí mít oba stejnou frekvenci i hybnost a musí procházet přes spojovací médium.

## 1.2 Kovové tyče

Zajímavým objevem v oblasti vedení EM vln, byly rozptylové a útlumové vlastnosti kovových drátů. Ve skutečnosti jsou velmi efektivními nosiči vln s malým útlumem. EM vlna pohybující se po vodiči se nazývá povrchový plazmon. Tato vlna se šíří i uvnitř kovu, ale největší její část je na povrchu. Uvnitř kovu se vlna utlumí exponenciálně, je to dáno šířkou vniku [24]. Spojením kovových tyčí a prstencových rezonátorů dostaneme metamateriál.

$$\delta = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu\sigma}} \quad (1.27)$$

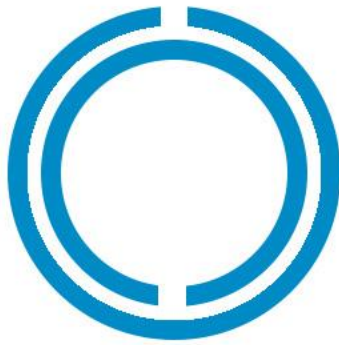


Obr. 1.2 Pole kovových tyčí [31].

## 1.3 Metamateriály

Metamateriály nám umožňují ovládat jak elektrickou tak magnetickou složku průchozího světla. V současné době je na ně upřena velká pozornost. Typický blok elementu metamateriálu je přerušovaný prstencový rezonátor. Skládá se ze dvou soustředných pásů z nemagnetického vodiče. Je založen na klasickém LC rezonančním obvodu. Velikost magnetické reakce metamateriálu závisí pouze na jeho geometrii nebo druhu materiálu, ze kterého je tvořen. Tyto rezonátory vykazují negativní permeabilitu na určitých frekvencích.

Pokud je SRR (dále jen přerušovaný prstencový rezonátor) vystaven časově proměnnému magnetickému poli ve směru kolmém na pásy, v SRR se vytvoří proud, který je paralelní nebo antiparalelní ke svému zdroji magnetického pole [31]. Pokud kov ozařujeme elektromagnetickou vlnou o frekvenci menší než plazmová frekvence, tento kov má potom negativní permitivitu. Nejenom kovy ale i dielektrické materiály, mohou také vykazovat negativní permitivitu v definovaném frekvenčním pásmu [19]. Kombinací prstencových rezonátorů a drátů kovu dostaneme látku zvanou metamateriál [12].

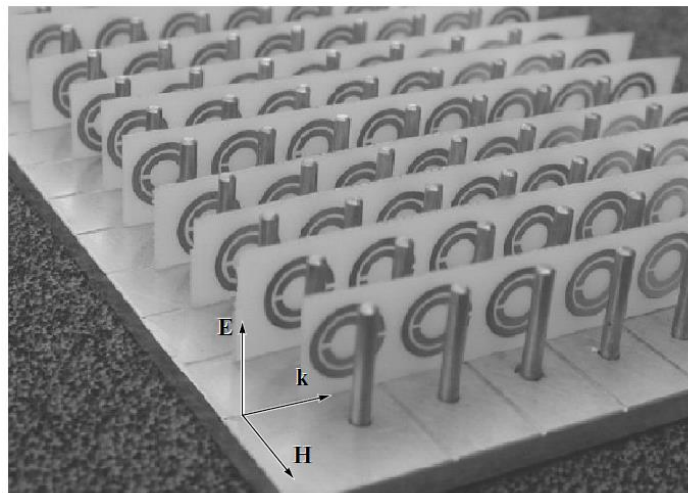


Obr. 1.3 Tvar přerušného prstencového rezonátoru.

Pokud interaguje elektromagnetická vlna s materiálem, který má negativní permitivitu nebo permeabilitu, tak se materiálem nemůže šířit. Definiuje to index lomu:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon\mu}. \quad (1.28)$$

Pokud bude jeden z členů negativní, potom bude výsledný index lomu imaginární, což značí útlum vlny. Když bude permitivita i permeabilita záporná, vlna se může šířit, ale fázová rychlost vlny bude v opačném směru. Tento jev popsal Viktor Veselago. Rovinná monochromatická vlna šířící se prostředím s negativním indexem lomu, vektor elektrického pole  $\mathbf{E}$ , vektor magnetického pole  $\mathbf{H}$  a vlnový vektor  $\mathbf{k}$ , tvoří levotočivou soustavu, namísto klasické pravotočivé [25]. V tomto levotočivém materiálu je vektor popisující tok energie (Poyntingův vektor) antiparalelní k vlnovému vektoru  $\mathbf{k}$ .



Obr. 1.3 Vyrobený metamateriál [22].

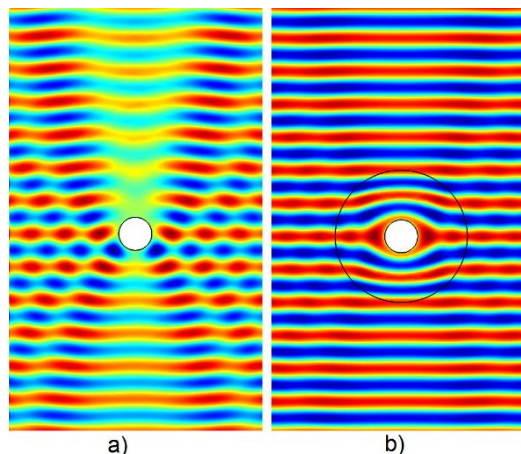
Metamateriály nám umožňují ovládat optickou odezvu povrchu nejen na optických vlnových délkách. To platí pouze, jak jsme již psali v úvodu, pokud je vlnová délka přicházející vlny podstatně větší než element metamateriálu. Metamateriály jsou značně frekvenčně závislé a nemají konstantní permitivitu a permeabilitu. Dovolují nám vyrobit materiály s negativním indexem lomu, speciální čočky, maskovací zařízení a mnoho dalšího [14-18].

Současná technologie má problémy s přesným uložením velkého počtu metamateriálových vrstev. Metamateriály byly původně zkonstruovány pro nízké frekvence, kdy dosahovali výborných výsledků, nicméně poslední vývoj technologií vyžaduje čím dál tím vyšší frekvence, pro které tento materiál není spolehlivý. V řádech THz kmitočtů se začínají objevovat ztráty v kovu rezonátoru [13].

Předpokládalo se, že se rezonanční frekvence SRR bude zvyšovat pokud se budou zmenšovat rozměry tak, jak to říká klasický LC model. Zmenšování rozměrů způsobilo, že se SRR začal chovat více jako plazma, než klasický elektrický vodič. Ve skutečnosti toto zmenšování vede k přesycení rezonanční frekvence rezonátoru. Velikost mezery v SRR nejvíce ovlivňuje rezonanční kmitočet [20].

Jak jsme psali v úvodu, metamateriálem můžeme vytvořit maskování. Když se světlo šíří prostorem a dopadne na obyčejný materiál, část je odražena a část pohlcena. Objekt se jeví pro pozorovatele maskovaný právě tehdy, když nevysílá žádné elektromagnetické vlny nebo když vlny obcházejí objekt. Vést vlnu kolem objektu znamená změnu v souřadnicové síti takovým způsobem, že vlna neprochází žádnou částí objektu.

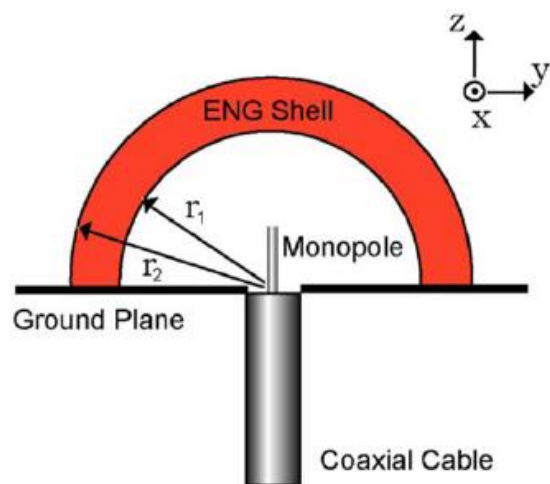
Na obrázku 1.4 a) vidíme, že objekt absorboval i reflektoval vlnu, tím způsobil nehomogenity v poli. Na druhém obrázku b) vidíme objekt z metamateriálu; pole se na výstupu chová jakoby neinteragovalo s žádným objektem, tudíž je pro pozorovatele neviditelné [23].



Obr. 1.4 Objekt vystavěn rovinné vlně. Na obrázku a) jsou zobrazeny nehomogenity v poli. Na obrázku b) pole obtéká objekt.

## Antény

Metamateriálové krytí se používá i pro antény, pro zlepšení vyzařovacích charakteristik a k přizpůsobení malých dipólů. Flíčkové antény využívají tento materiál a zlepšení direktivity, popřípadě k manipulaci rozptylu vlny. Anténa se vloží do skořápky z materiálu s negativní permitivitou, která ovlivňuje příchozí i odchozí vlny. Zlepšuje takto impedanční přizpůsobení. V posledních letech dokonce vzniklo nové odvětví vědy zvané transformační optika, která se specializuje na jevy doprovázející metamateriály [26-29].



Obr. 1.5 Monopólová anténa obklopená materiálom s negatívni permitivitou [26].

## 2 SIMULAČNÍ PROŠŘEDÍ

### 2.1 HFSS ANSYS

Je výkonný simulátor elektromagnetických polí pro libovolné 3D modely. High Frequency Structure Simulator navrhla firma ANSYS. Obsahuje simulace, vizualizace, parametrizace a další potřebné funkce k jednoduché analýze EM polí. Tento simulační program používá numerické řešení metodou konečných prvků.

Nejprve se model rozdělí do určitého počtu částí, a ty se rozdělí do podsekcí. Elementární buňka našeho modelu má tvar čtyřstěnu, seskupení těchto buňek nám dá tzv. pletivo (mesh). Poté se řeší Maxwellovy rovnice každé buňky zvlášť. Jakmile dostaneme výsledky z těchto rovnic po celém povrchu modelu, vytvoříme S-matici. Výpočet se neprovede ihned, HFSS postupně iteruje. Pokud výsledek jedné iterace nesouhlasí s dovolenou chybou, algoritmus se opakuje s přísnějšími podmínkami. Výstupem programu je řešení v harmonickém ustáleném stavu.

Model budeme analyzovat pomocí elektrických a magnetických polí. Okolní prostředí, jako vodivé materiály, dielektrické materiály, dokonce i vzduch (cokoliv, co můžeme popsat hodnotami veličin  $\mu$  a  $\epsilon$ ), zahrnuje HFSS do svých výpočtů.

Budeme nejprve pracovat s idealizovaným modelem. Index lomu je v ideálním případě konstantní, ale v reálných podmínkách je ovlivněn těmito parametry: vlnová délka, teplota látky, druh látky, nečistoty v látce. Budeme pracovat pouze s nemagnetickými materiály, tudíž permeabilita  $\mu = 1$ .

Matematicky simulační program HFSS provádí tento postup. Vypočte elektrické pole pomocí rovnice (2.0) včetně buzení a okrajových podmínek.

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = 0, \quad (2.0)$$

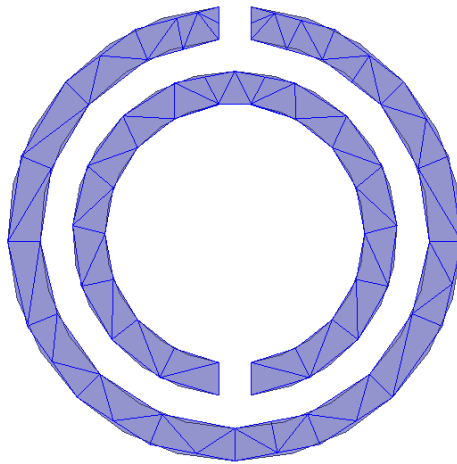
$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}, \quad (2.1)$$

$$\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}, \quad (2.2)$$

$$k_0^2 = \omega^2 \epsilon_0 \mu_0, \quad (2.3)$$

kde  $\mathbf{E}$  je fázor reprezentující oscilující elektrické pole a  $k_0$  je vlnové číslo. Poté HFSS spočítá magnetické pole  $\mathbf{H}$  užitím rovnice:

$$\frac{j}{\omega \mu} \nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{H}. \quad (2.4)$$



Obr. 2.1 Síťování prstencového rezonátoru bez zobrazení dielektrické podložky.

### 2.1.1 Okrajové podmínky

Tyto podmínky nám umožňují ovládat chování 2D struktur. HFSS řeší vlnovou rovnici odvozenou z Maxwellových rovnic v diferenciálním tvaru. Aby tyto rovnice měly řešení, tak musí mít určité zjednodušení, jejich vektory musí být spojité a ohraničené. U zdrojů a na hranách objektů je pole nespojité a rovnice nemají reálný výsledek. Proto vznikly okrajové podmínky, které nám definují chování v této struktuře. Dají se také využít ke zmenšení složitosti modelu.

#### **Buzení**

Budící port je takový druh okrajové podmínky, která povoluje tok energie z a do struktury.

#### **PEC (perfektní elektrický vodič)**

Tento typ nastaví elektrické pole tak, aby bylo kolmé na povrch daného materiálu. Bežně dáváme tyto podmínky výborným vodičům, u kterých si můžeme dovézt zanedbat ztráty.

#### **PMC (perfektní magnetický vodič)**

Tato okrajová podmínka nastaví magnetické pole tak, aby bylo kolmé na povrch. Pomáhá nám to vytvořit různý tvar vln. Například rovinnou vlnu.

#### **Konečný vodič**

Je druh podmínky, která povoluje definovat povrchu konečnou vodivost.

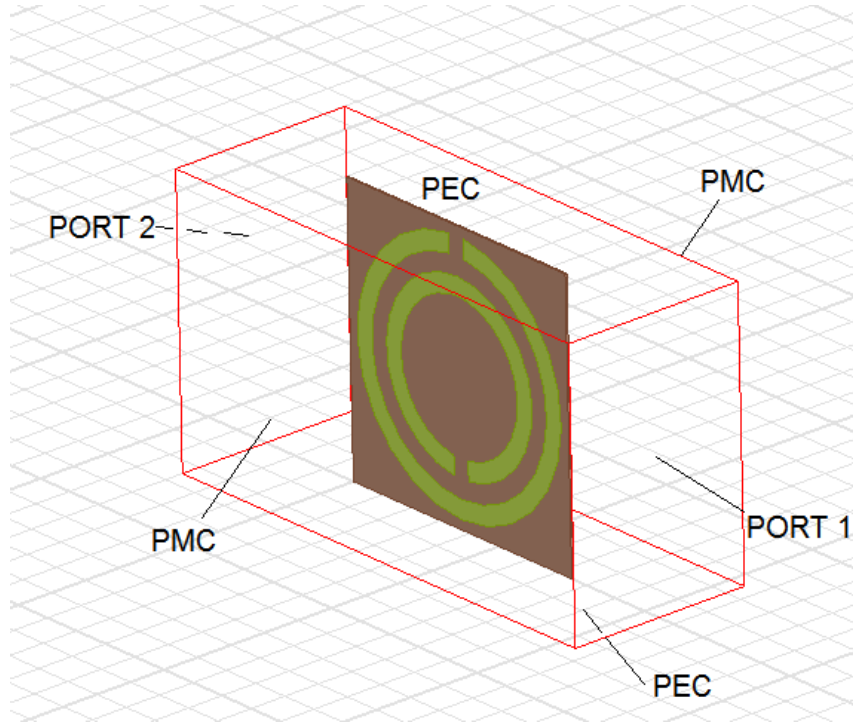
#### **Impedance**

Je odporový povrch, který může upravovat chování vlny pomocí analytických rovnic.

Simulační program HFSS má na výběr další okrajové podmínky, ale k našemu měření je nebudeme potřebovat.

## 2.1.2 Model

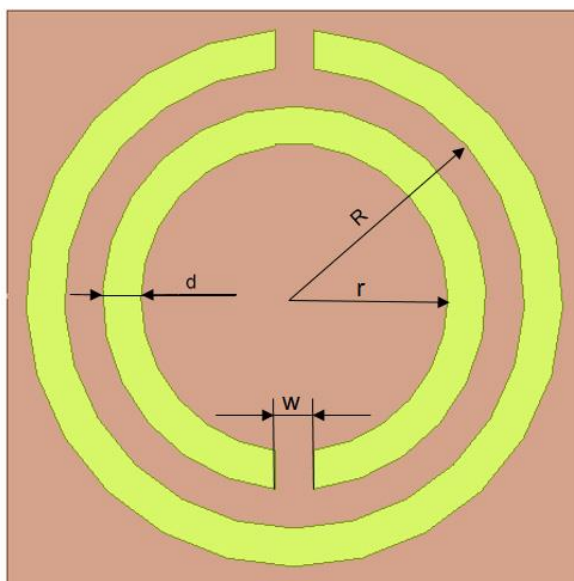
Budeme vytvářet model na dielektrické podložce ve vlnovodu. Okrajové podmínky vlnovodu stanovíme tak, aby v něm vznikla rovinná vlna (viz. obr. 2.2). Budící porty 1 a 2 mají definovanou integrační dráhu od horní části k dolní části. Prostředí ve kterém je



Obr. 2.2 Model přerušného prstencového rezonátoru v HFSS včetně vyznačených okrajových podmínek.

umístěn prstencový rezonátor, nastavíme jako vakuum. Jednotlivé prstence vložíme na dielektrický substrát z křemíku.

Prstencům přiřadíme okrajovou podmínku konečný vodič a nastavíme jejich materiál jako zlato s  $\epsilon_r = 1$ . Čtvercový křemíkový substrát s  $\epsilon_r = 11,9$  nechť má tloušťku  $t = 0,01$  mm a velikost hrany  $h = 1,5$  mm. Poloměr vnějšího prstence  $R = 0,6$  mm se šířkou  $d = 0,1$  mm. Velikost poloměru vnitřního prstence  $r = 0,4$  mm se stejnou šířkou  $d$  jako u vnějšího. Velikost mezery je  $w = 0,1$  mm. Nyní máme definovaný referenční model se kterým budeme pracovat. Budeme jej řešit pomocí rovnice (2.0).



Obr. 2.3 Rozměry SRR.

## 2.2 Lumerical FDTD Solutions

Jedná se o simulační program, který řeší Maxwellovy rovnice jiným způsobem než software HFSS ANSYS. Tato metoda nahrazuje časové a prostorové derivace za jejich diference. Nazýváme ji metoda konečných diferencí v časové oblasti. FDTD je jedna z nejrozšířenějších metod, která pomáhá řešit problémy elektromagnetizmu a za posledních 30 let byla výrazně rozvíjena. Je schopna jednoduše vyřešit struktury, které jinými metodami jsou jen velmi obtížně zpracovatelné (Mův rozptyl apod.)

FDTD algoritmus poprvé vymyslel Kane Yee v roce 1966. Dnes tento pojem popisuje seznam numerických metod, které používají konečné prvky, diskretizaci času a prostoru. Tato metoda nám umožňuje vypočítat vývoj elektromagnetického pole v určitém čase ze známého počátečního stavu. Ve většině simulací předpokládáme nulovou intenzitu pole v celé vyšetřované oblasti jako jednu z počátečních podmínek. Pokud chceme do naší oblasti vložit zdroj pole, stačí jen nastavit dané velikosti elektrického pole ve vybraných uzlech v definovaném čase. Například harmonický signál se bude simulačním prostředím šířit, dokud se neustálí. Tím dostaneme časovou odezvu celé oblasti na dané frekvenci. Pokud získáme časovou odezvu lineární soustavy s vhodným budícím signálem (nejčastěji Gaussův impuls), můžeme ji transformovat do frekvenční oblasti pomocí Fourierovy transformace. Tak dostaneme širokou frekvenční odezvu soustavy při jednom běhu analýzy. Důležité je, aby budící impuls trval maximálně tak dlouho, než se k uzlu vrátí vlna odražená, mělo by to za následek zkreslení výsledku. FDTD hůře konverguje než metoda konečných prvků. Záleží to na době simulace, kterou musíme často experimentálně určit [34].

### 2.2.1 Metoda konečných diferencí v časové doméně v jednom rozměru

Základem FDTD jsou první dvě Maxwellovy rovnice, ty jsou vyjádřeny v linearizované formě pomocí centrální diference. Pokud nahrazujeme derivace za diference dopouštíme se určité chyby se kterou musíme při návrhu počítat. Tato metoda má celkem tři metody nahrazení:

$$\text{dopředné diference} \quad \frac{\partial y}{\partial x} \approx \frac{y(x+\Delta)-y(x)}{\Delta}, \quad (2.5)$$

$$\text{zpětné diference} \quad \frac{\partial y}{\partial x} \approx \frac{y(x)-y(x-\Delta)}{\Delta}, \quad (2.6)$$

$$\text{centrální diference} \quad \frac{\partial y}{\partial x} \approx \frac{y\left(x+\frac{\Delta}{2}\right)-y\left(x-\frac{\Delta}{2}\right)}{\Delta}. \quad (2.7)$$

Nechť máme jednorozměrný prostor popsáný osou  $x$ . Budeme předpokládat, že elektrické pole má pouze složku v pomyslném směru  $z$ . Poté Maxwellovy rovnice mohou být přepsány na následující tvar:

Faradayův zákon:

$$-\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{E}, \quad (2.8)$$

$$\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x}. \quad (2.9)$$

Ampérův zákon:

$$\epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \nabla \times \mathbf{H}, \quad (2.10)$$

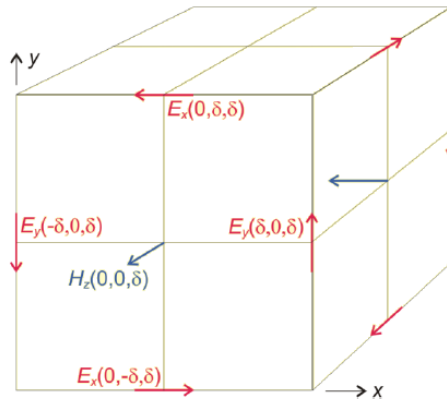
$$\epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x}. \quad (2.11)$$

První rovnice nám dá časovou derivaci magnetického pole svázanou s prostorovou derivací elektrického pole. Naopak, druhá rovnice nám dává časovou derivaci elektrického pole vyjádřenou prostorovou derivací magnetického pole. Hodnoty jednoho pole jsou počítány z hodnot druhého a naopak. Metoda pracuje tak, že vypočítá hodnotu daného pole v čase  $t+1$  z času  $t$ .

### 2.2.2 Buňkový systém

FDTD funguje na principu síťování prostoru, takže nejprve se zvolí šířka buňky (tzv. Yeeho buňka). Musí být dostatečně malá, aby metoda měla přesné výsledky i na nejvyšších kmitočtech, ale musí se brát v úvahu nároky na výpočet. Proto je výhodné používat více výpočetních prostředků a výpočet paralelizovat. Velikost buňky je ovlivněna materiálem modelu. Ty, které mají velkou permitivitu nebo vodivost, zkracují vlnovou délku, tudíž potřebujeme menší velikost buňky. Dále volíme velikost časového kroku. Malé kroky neznamenají vždy velkou přesnost, ale musí být dostatečně malé, aby nezpůsobily nestabilitu. Pokud budeme modelovat rozptylové pole, musíme si definovat

typ buzení. Je velké množství tvarů průběhů, nejčastěji se používá Gaussův pulz.



Obr. 2.4 Yeeho buňka.

Algoritmus výpočtu FDTD:

- 1) Nahradíme všechny derivace v Ampérově a Faradayově zákoně diferencemi. Čas a prostor rozdělíme na úseky.
- 2) Vypočteme diferenční rovnice, které nám poskytnou rovnice vyjadřující neznámé pole v budoucnu.
- 3) Posuneme se o jeden krok vpřed a vypočteme magnetické pole.
- 4) Posuneme se o jeden krok vpřed a vypočteme elektrické pole.
- 5) Budeme opakovat kroky 3 a 4 dokud se nezastaví simulace.

### 2.2.3 Okrajové podmínky

Podobně jak jsme popisovali okrajové podmínky v předchozí kapitole, tak i tato metoda vyžaduje určité zjednodušení. V diferenciálním vyjádření Maxwellových rovnic máme na levé straně prostorové derivace složek elektrického a magnetického pole; při výpočtu hledané veličiny musíme integrovat v oblasti, v níž hledáme řešení. Když potřebujeme vypočítat určitý integrál musíme znát hodnoty, kterých daná veličina nabývá na okrajích.

V metodě FDTD okrajové podmínky nutně potřebujeme pro výpočet okrajových uzlů sítě. Každá veličina je počítána z hodnot dvou jiných veličin, které s ní sousedí. Uzly na koncích struktury nemají žádné okolí, ze kterého by mohly provést výpočet a proto je musíme určit jinak. Přiřadíme těmto uzlům okrajové podmínky.

Perfektní elektrický vodič (PEC) lze jednoduše vytvořit vynucením nulového elektrického pole v daném uzlu. Perfektní magnetický vodič (PMC) a PEC pracují na stejném principu, jak jsme již poukázali v předchozí kapitole.

Další podmínka, velmi důležitá pro řešení většiny polí, zvaná PML (perfektně přizpůsobená vrstva). Jedná se o okrajovou podmínku, která absorbuje příchozí vlnu a vůbec ji neodrazí. Úplné pohlcení se nepodaří vytvořit jednou stěnou PML. Pro potlačení -70 dB postačuje pět vrstev se šířkou stěny o velikosti jedné buňky [33].

## 2.2.4 Metody

Lumerical FDTD Solutions poskytuje různé metody vytváření buňek pro přesnější výsledky či konvergenci. Zde je výpis nastavení, které jsme při simulacích používali.

### Staircase

V každé pozici Yeeho buňky je vyhodnoceno, který materiál obsahuje a pomocí této informace se spočítá elektrické pole.

### Conformal variant 0 (CV0)

Jedná se o nastavení, které pokrývá veškeré materiály kromě kovů a PEC. Pro naši simulaci nepoužitelné nastavení.

### Conformal Variant 1 (CV1)

Obsahuje všechny materiály včetně kovů a poskytuje lepší výsledky než staircase metoda. Mohou nastat problémy, pokud použijeme nevhodnou velikost buňky.

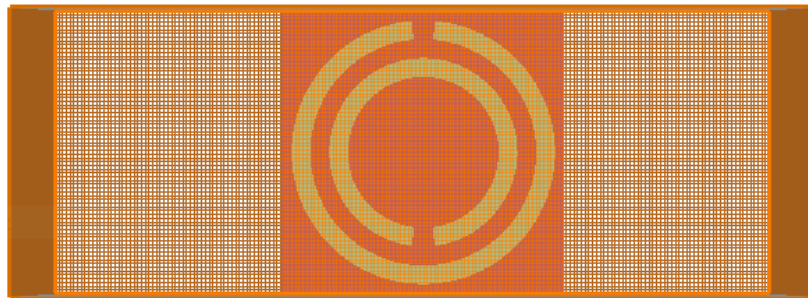
### Yu-Mittra method 1 (Y-M1)

Nazvána po objevitelích této metody (Raj Mittra a Wenhua Yu), ta poskytuje větší přesnost simulací, ve kterých se nachází přechody mezi dielektrikem a PEC.

## 2.2.5 Druhy síťování

### Homogenní (uniform)

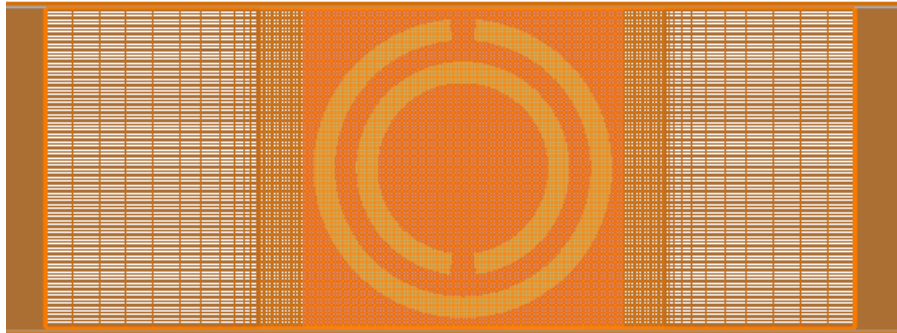
Jedná se o základní dělení simulační oblasti na pravidelné krychle nebo kvádry. Nastavuje se vždy velikost jedné buňky v každém rozměru (Obr. 2.5). Samozřejmě, velikost buňky ovlivňuje přesnost a konvergenci výsledku.



Obr. 2.5 Homogenní (uniform) mřížka.

### Nehomogenní (non-uniform)

Velikost buňky se může měnit v závislosti na poloze v oblasti simulace. Takovéto nastavení může zrychlit simulaci a také dosáhnout přesnějších výsledků. Na obrázku 2.6 můžeme vidět, jak vypadá nehomogenní mřížka pro náš model.

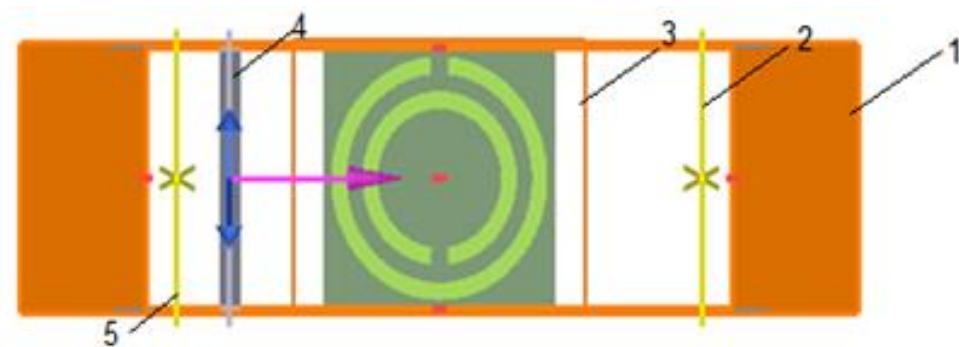


Obr. 2.6 Nehomogenní (non-uniform) mřížka.

### 2.2.6 Model

Na obrázku 2.7 jsme vytvořili model v FDTD prostředí, zde jsme se snažili dosáhnout co největší podobnosti s modelem v HFSS. Simulační prostředí se skládá z následujících bodů:

- 1) Okrajová podmínka PML (perfektní přizpůsobená vrstva), její šířku automaticky volí program. Ve zbývajících rozměrech máme přiřazenou podmínku periodic.
- 2) a 5) Jsou to objekty zvané monitory, snímají hodnoty buňek v dané oblasti pro výpočet S parametrů.
- 3) Tento objekt nám pomáhá nastavit zhuštění sítě na danou oblast v simulačním prostředí.
- 4) Budící port.

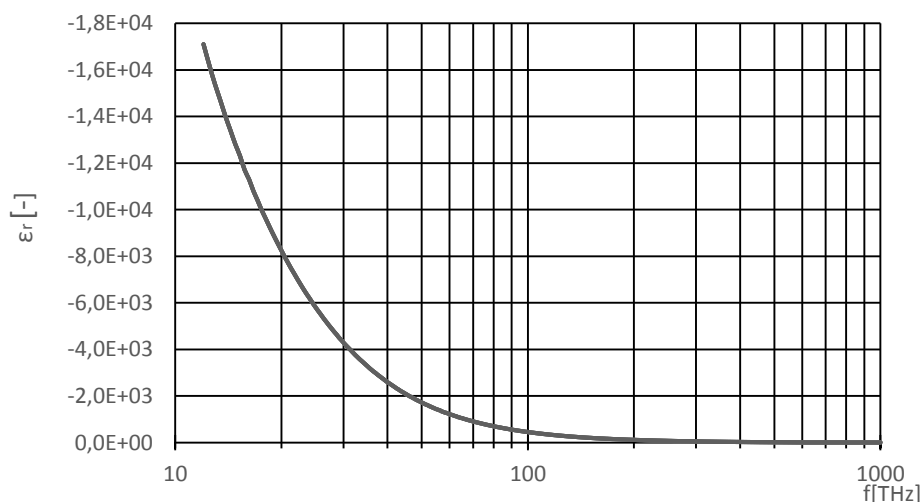


Obr. 2.7 Výsledný model v programu Lumerical FDTD Solutions.

## 3 SIMULACE

### 3.1 2D prostředí

Nejprve analyzujeme referenční model pro frekvence v řádu stovek GHz. Vycházíme z předpokladu, že rezonance nastane přibližně na takové frekvenci. Budeme vyhodnocovat rezonanci pomocí parametrů  $S_{11}$  a  $S_{21}$ . Nejprve pohlédneme na odezvu z většího frekvenčního měřítka. Zaměříme se na zvolenou dominantní rezonanci, kterou budeme studovat. Necht' jsou významné frekvence ty, které mají hodnotu  $S_{21}$  výrazně menší. Tyto kmitočty budeme studovat s přesnějším krokem a také se zkusíme přiblížit



Obr. 3.1 Závislost efektivní permitivity zlata na kmitočtu.

realným podmínkám tak, že jim přiřadíme frekvenčně závislou hodnotu  $\epsilon_r$  a vodivost. Reálné parametry získáme ze zdroje [36], kde jsou nepřímo vyjádřeny a musíme si je dopočítat pomocí následujících vzorců:

$$\epsilon_r^* = \epsilon' + j\epsilon'' \quad (3.1)$$

$$\epsilon_r^* = (n^2 - k^2) + j(2nk) \quad (3.2)$$

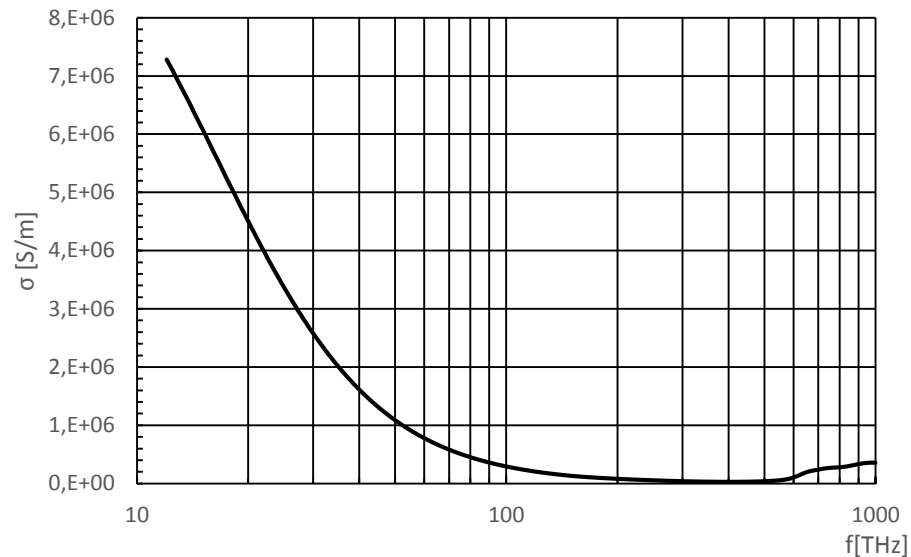
$$\epsilon_r^* = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega_p^2 \tau^2} + j \frac{\omega_p^2 \tau}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (3.3)$$

$$\epsilon_r^* = 1 + \frac{j\sigma}{\epsilon_0 \omega} \quad (3.4)$$

$$\sigma = j\epsilon_0 \omega(1 - \epsilon_r^*) \quad (3.5)$$

Pomocí rovnice (3.2) jsme vypočítali hodnotu komplexní permitivity. Mohli jsme použít Drudeho model (3.3) pro vypočítání komplexní dielektrické funkce, ale

použijeme již naměřené hodnoty. Pro srovnání si můžeme vypočítat vodivost pomocí (3.3). Uvažujeme že plasmonická frekvence zlata je  $\omega_p = 1,37 \cdot 10^{16} \text{ Hz}$  a frekvence útlumu  $\omega_\tau = \frac{1}{\tau} = 4,05 \cdot 10^{13} \text{ Hz}$ , vypočítáme z (3.3) dielektrickou funkci. Poté dosadíme do (3.5) a v oblasti stovek THz je hodnota vodivosti  $\sigma = 4,01 \cdot 10^7 \text{ Sm}^{-1}$ .



Obr. 3.2 Závislost vodivosti zlata na kmitočtu.

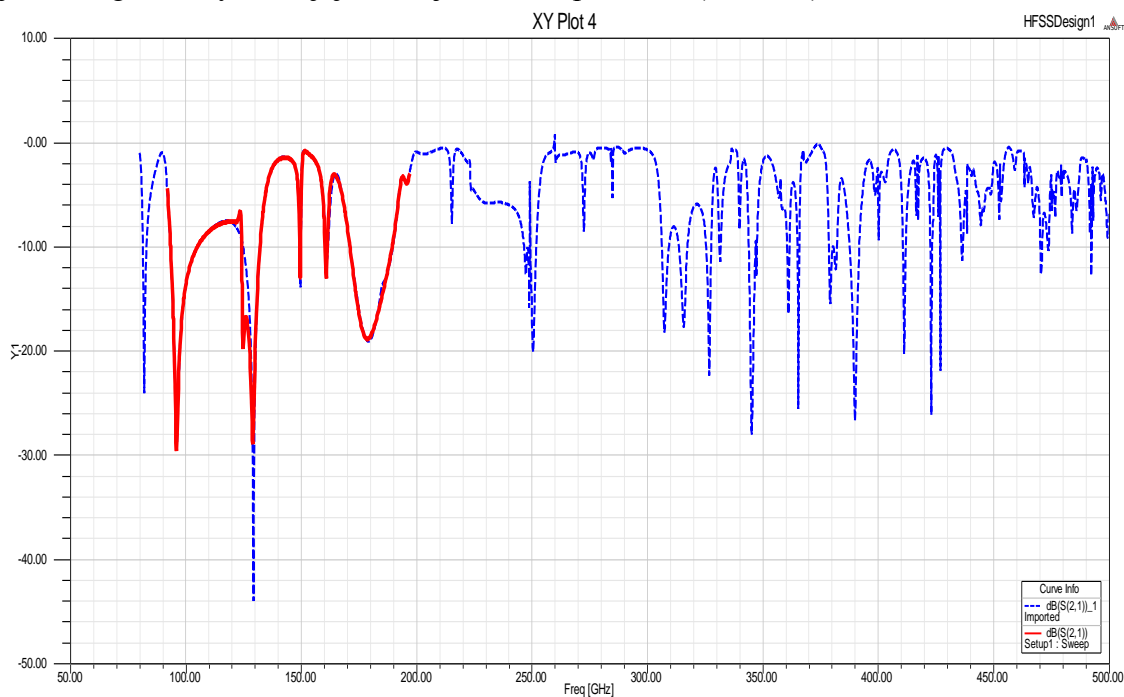
Tyto závislosti budeme využívat až při menších rozměrech rezonátoru. Přesněji tam, kde budou rezonanční kmitočty zasahovat do oblasti, ve které máme definované  $\sigma$  a  $\epsilon$ . Do této frekvence budeme pracovat s původními hodnotami permitivity a vodivosti, které jsme si definovali na počátku.



Obr. 3.3 Graf parametru  $S_{21}$  pro frekvence 80 GHz až 500 GHz s minimálním frekvenčním krokem 0,1 GHz s použitím interpolační metody. Řešeno pro referenční model ( $t = 0,01 \text{ mm}$ ,  $h = 1,5 \text{ mm}$ ,  $R = 0,6 \text{ mm}$ ,  $d = 0,1 \text{ mm}$ ,  $r = 0,4 \text{ mm}$ ,  $w = 0,1 \text{ mm}$ ).

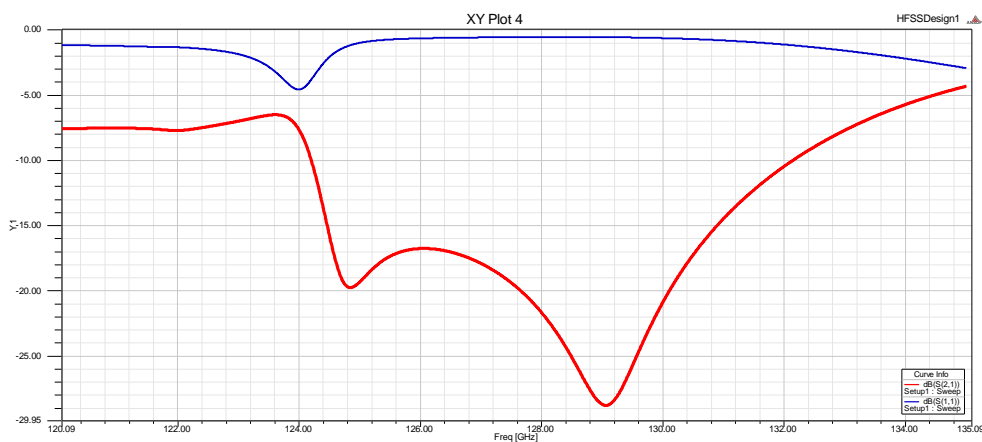
V grafu 3.3 vidíme mnoho rezonančních frekvencí. Nepředpokládali jsme, že bude jen jedna, jako u klasického LC modelu. Očekávali jsme výskyt sudých a lichých módů rezonančních frekvencí [32].

Nyní se soustředíme na oblasti s nejmenší hodnotou a pokusíme se upřesnit výsledek. Zejména tím, že zmenšíme rozsah frekvence a zjemníme krok. Výsledky vyneseme do jednoho grafu abychom jej mohli jednoduše porovnat (Obr. 3.4)

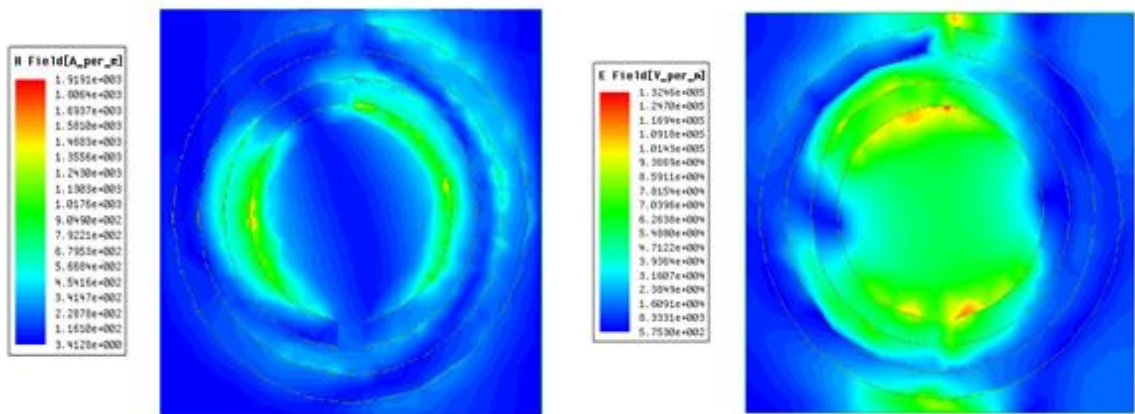


Obr. 3.4 Graf parametru  $S_{21}$  pro vybrané frekvenční pásmo.

Použili jsme interpolační metodu v rozsahu 92 až 197 GHz. Vidíme, že první rozmítání frekvence bylo hodně blízko přesnému výsledku. Hodnota  $S_{21}$  druhé zvolené rezonanční frekvence se zmenšila na -28,8 dB na frekvenci 129,8 GHz. Na obou minimech  $S_{21}$  parametru zobrazíme průběh elektrického a magnetického pole.

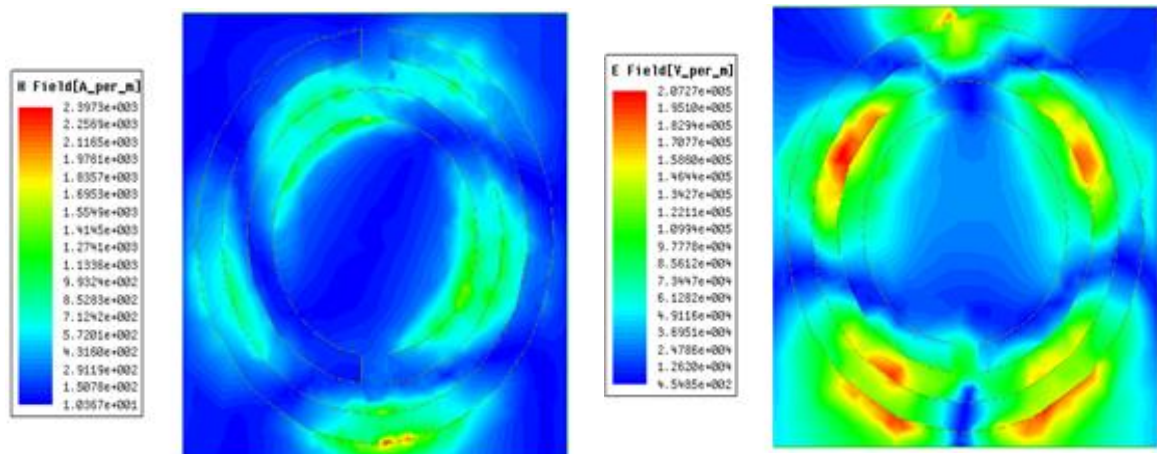


Obr. 3.5 Graf parametru  $S_{21}$  (červený) a  $S_{11}$  (modrý).



Obr. 3.6 Intenzita magnetického a elektrického pole na povrchu prstence pro kmitočet 129,8 GHz.

Vidíme, že velká intenzita pole, jak magnetického, tak elektrického je uvnitř prstencového rezonátoru. Jak jsme očekávali, na hranách se objevila hodnota elektrického pole větší, než kdekoli jinde. Hlavní důvod tohoto jevu je skin efekt.

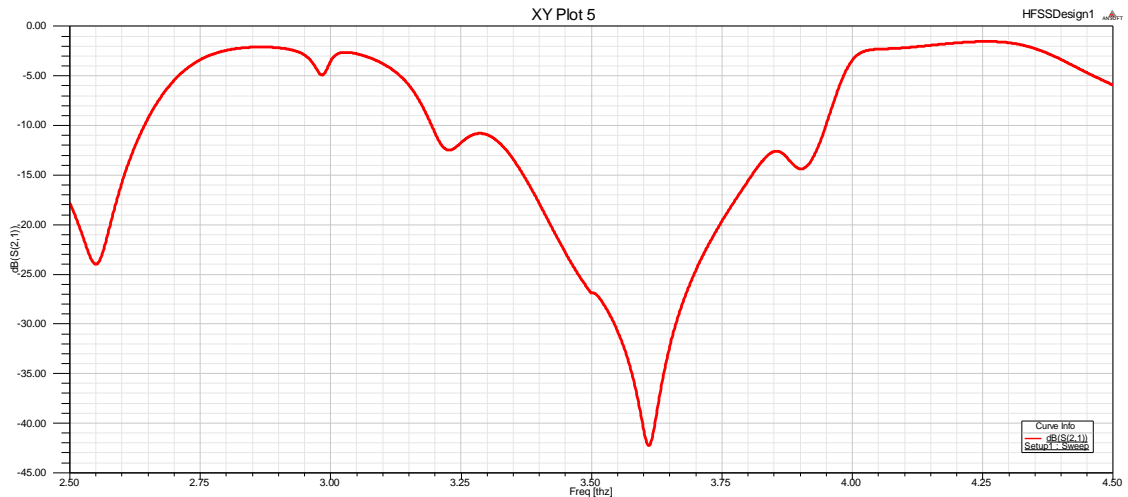


Obr. 3.7 Intenzita magnetického a elektrického pole na povrchu prstence pro frekvenci 124,3 GHz.

Pro druhou frekvenci, která má menší parametr  $S_{21}$ , by mělo být možné vidět větší intenzity pole, to také pozorujeme na Obr. 3.7. V okolí rezonátoru se šíří vlna téměř bez útlumu, tento jev můžeme pozorovat jako oblast modré barvy.

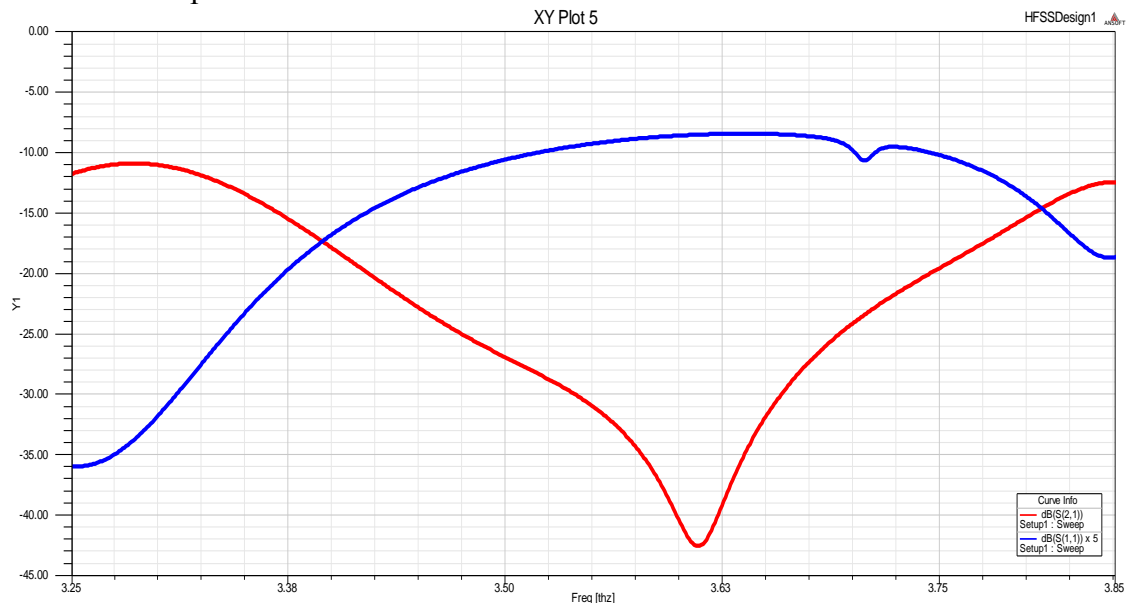
### 3.1.1 Zmenšení modelu faktorem 20

Provedli jsme dvacetinásobné zmenšení modelu vzhledem k základnímu souřadnému systému (0,0,0). Očekáváme zvýšení frekvence alespoň o řád. Efektivní permitivita zlata zůstane po celou dobu měření konstantní, stejně i tak permitivita substrátu. Rozměry jsou nyní:  $t = 0,05 \mu\text{m}$ ,  $h = 0,075 \text{ mm}$ ,  $R = 0,03 \text{ mm}$ ,  $d = 0,005 \text{ mm}$ ,  $r = 0,025 \text{ mm}$ ,  $w = 0,005 \text{ mm}$ .

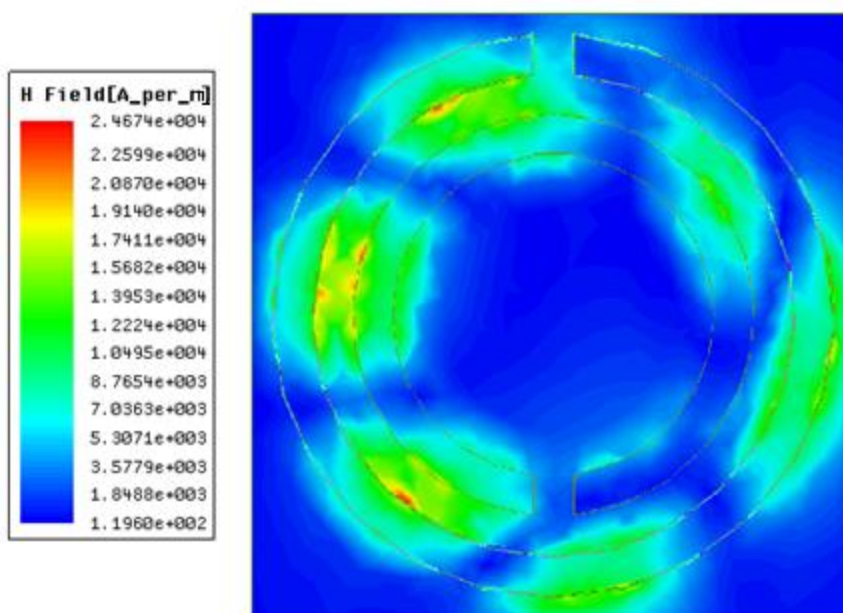


Obr. 3.8 Graf S<sub>21</sub> parametru pro zmenšený referenční model faktorem 20.

Pokračovali jsme klasickým postupem. Nejprve uděláme větší frekvenční rozmitání a poté budeme zmenšovat měřítko.

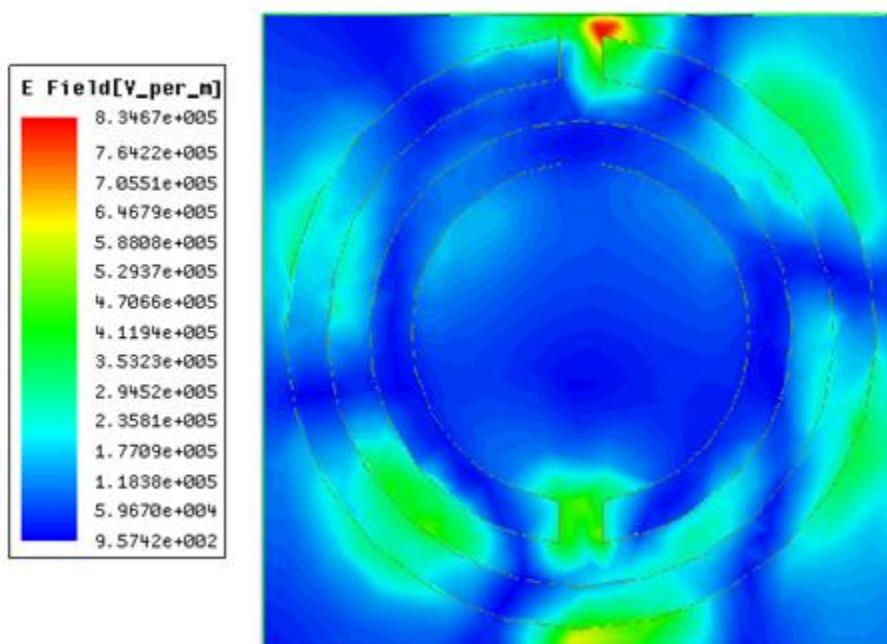


Obr. 3.9 Vybraná rezonance s S parametry (S<sub>21</sub> – červená, S<sub>11</sub> – modrá).



Obr. 3.10 Zobrazení magnetického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .

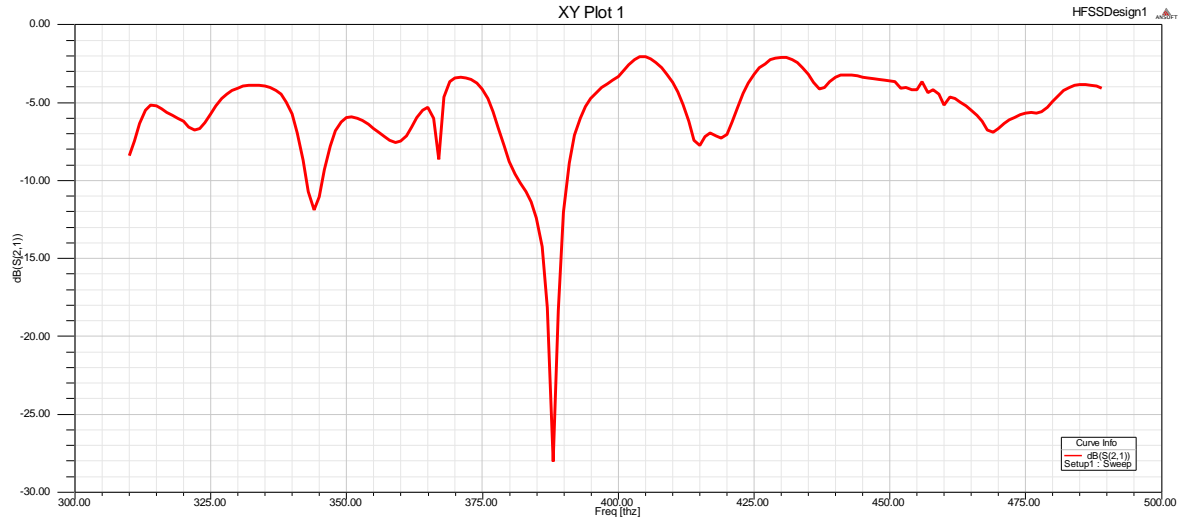
Na obrázku 3.10 vidíme přesnější zobrazení  $S_{21}$  parametru s parametrem  $S_{11}$ . Zde nastává jedna významná rezonance, kterou budeme analyzovat.



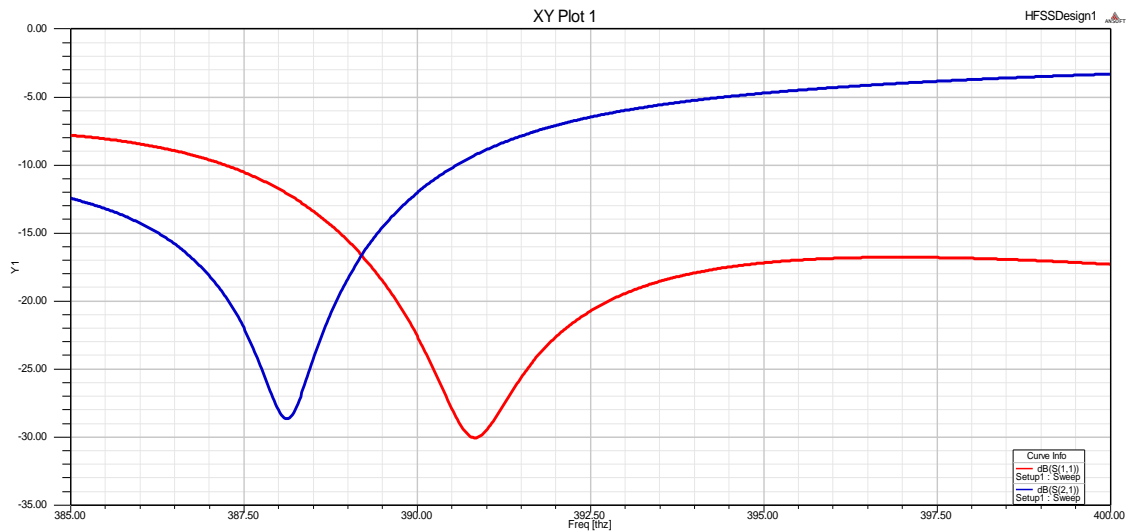
Obr. 3.11 Zobrazení elektrického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .

### 3.1.2 Zmenšení modelu faktorem 1000

Pokračovali jsme dále ve zmenšování referenčního modelu, až jsme se dostali k hranici viditelného spektra 430 THz. Rozměry jsou nyní:  $t = 1$  nm,  $h = 1,5$   $\mu\text{m}$ ,  $R = 0,6$   $\mu\text{m}$ ,  $d = 0,1$   $\mu\text{m}$ ,  $r = 0,5$   $\mu\text{m}$ ,  $w = 0,1$   $\mu\text{m}$ .

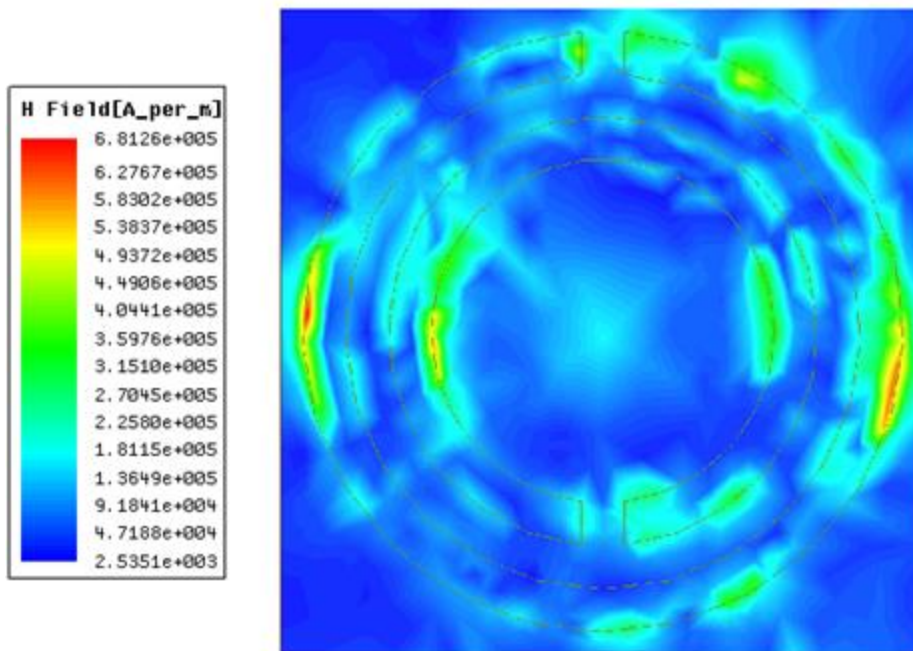


Obr. 3.12 Graf  $S_{21}$  parametru pro faktor 1000.

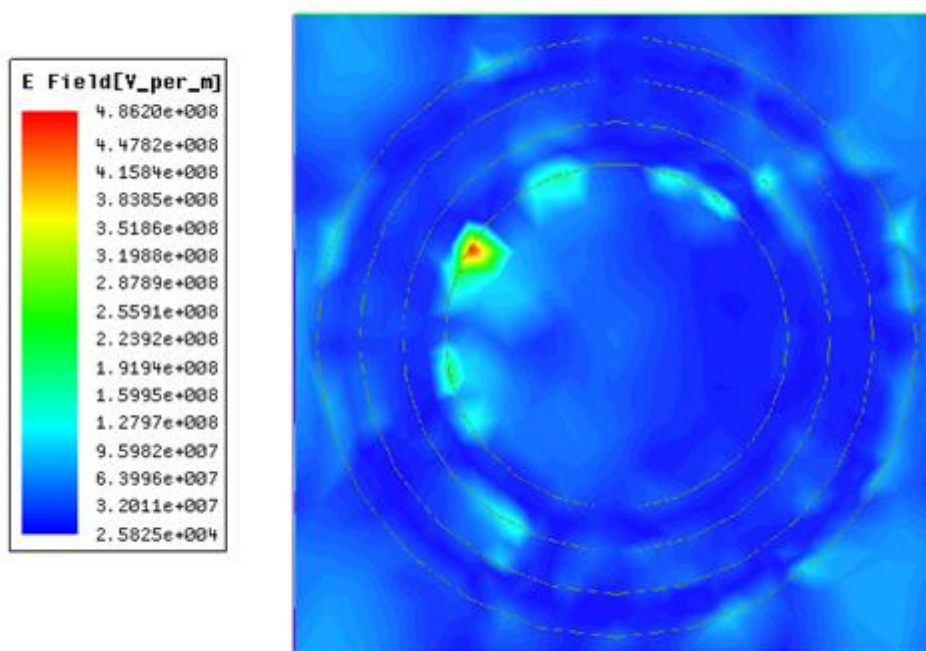


Obr. 3.13 Graf parametrů  $S_{21}$  (červená) a  $S_{11}$  (modrá) ve větším měřítku.

Podařilo se najít významnou rezonanci na frekvenci okolo 391 THz. Tato oblast se považuje za NIR. Vidíme, že dosahujeme hodnoty  $S_{21}$  parametru v absolutní hodnotě menší, než když jsme měli model tisícínásobně zmenšený. Začínají se uplatňovat materiálové konstanty.



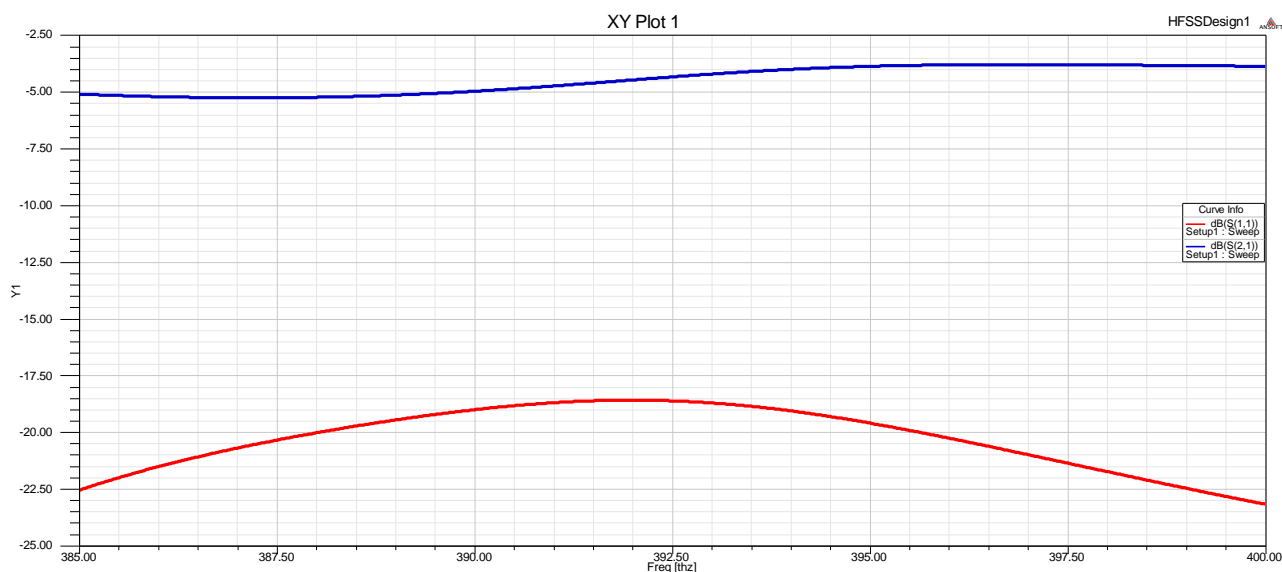
Obr. 3.14 Zobrazení magnetického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .



Obr. 3.15 Zobrazení elektrického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .

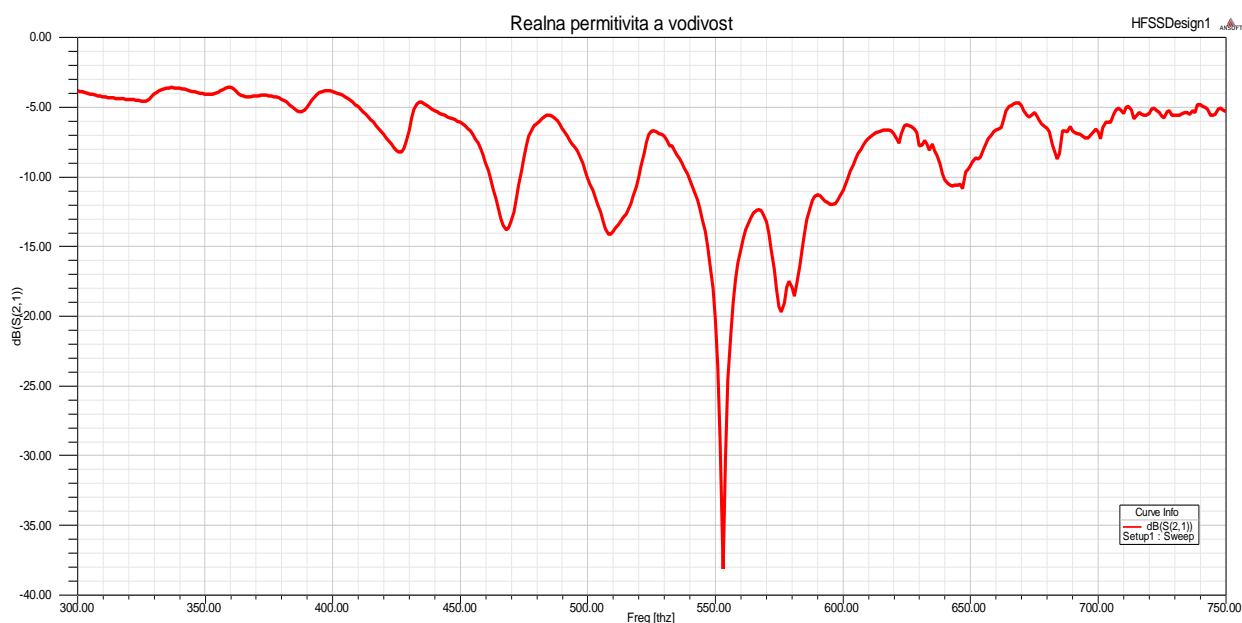
Rovinná vlna na těchto frekvencích už téměř neinterakuje s prstencovým rezonátorem.

Nyní přiřadíme modelu reálné hodnoty permitivity a vodivosti z grafů na obr. 3.1 a 3.2.



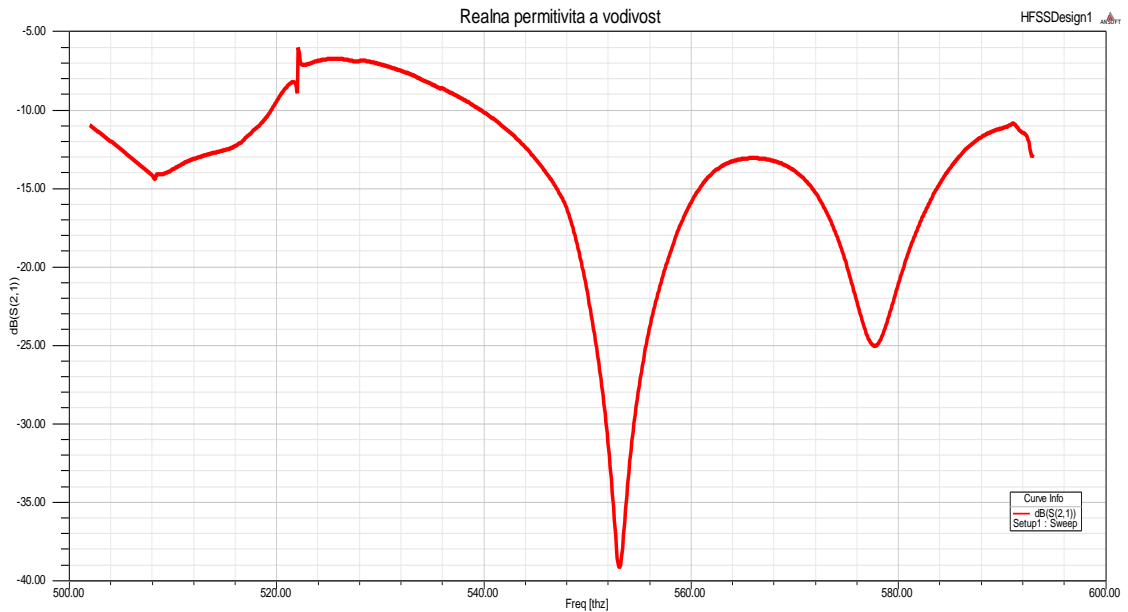
Obr. 3.16 Graf parametru  $S_{21}$  (červená) a  $S_{11}$  (modrá) pro reálné prostředí.

Vidíme, že rezonanční frekvence se naprosto utlumila nebo přesunula na jiný kmitočet. Provedeme znovu širokopásmovou frekvenční analýzu.

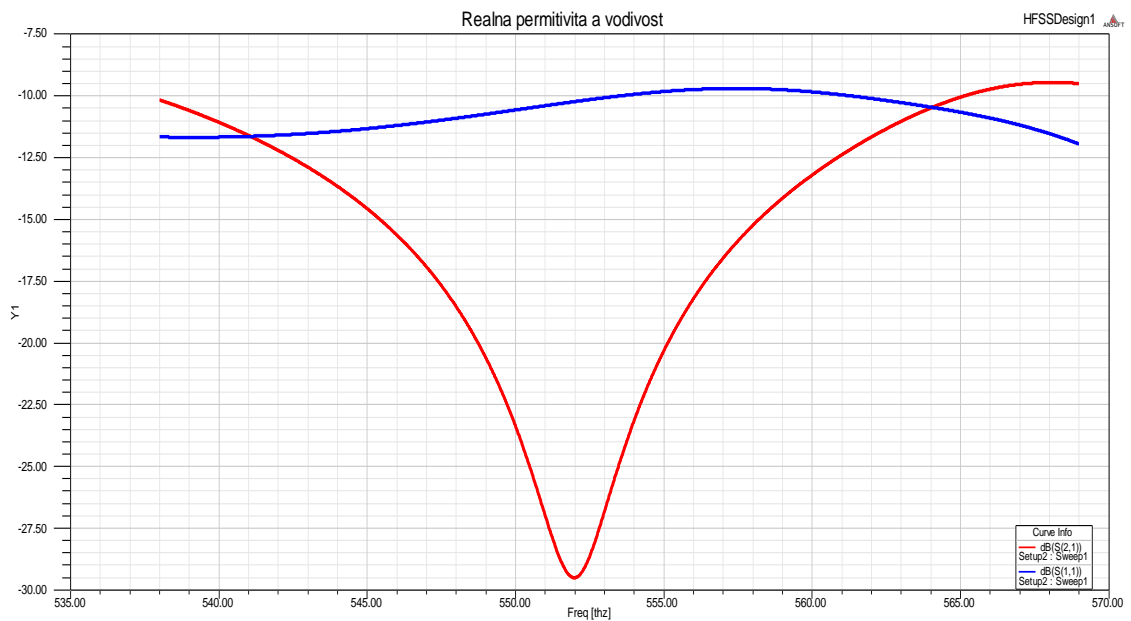


Obr. 3.17 Graf parametru  $S_{21}$  pro reálné hodnoty  $\epsilon$  a  $\sigma$ .

V předchozím grafu se objevila jedna význačná frekvence (okolí 550 THz). Tato je dále vybrána pro analýzu.

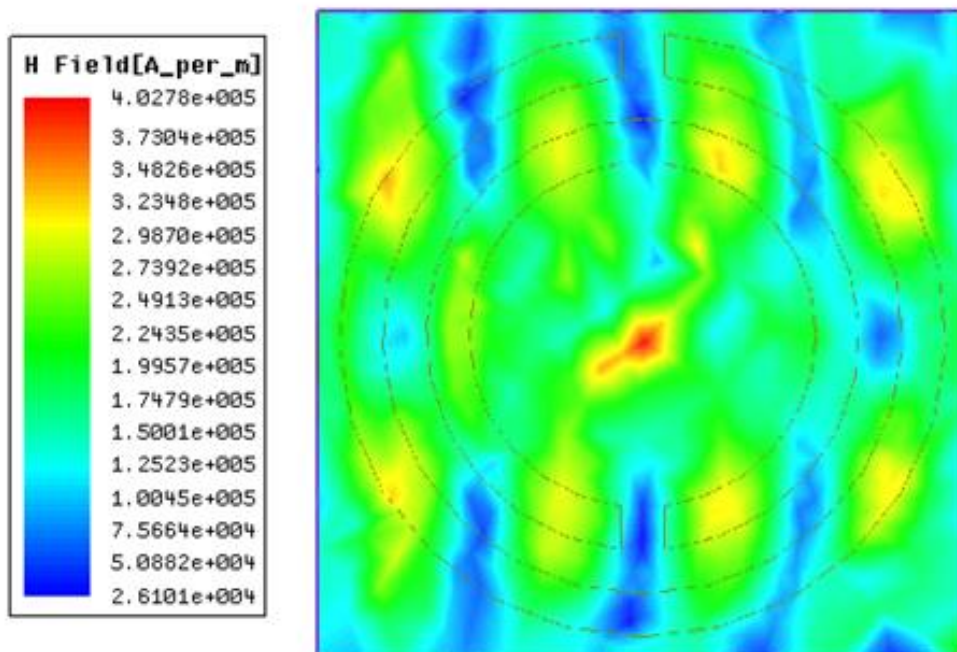


Obr. 3.18 Přesnější zobrazení  $S_{21}$ .

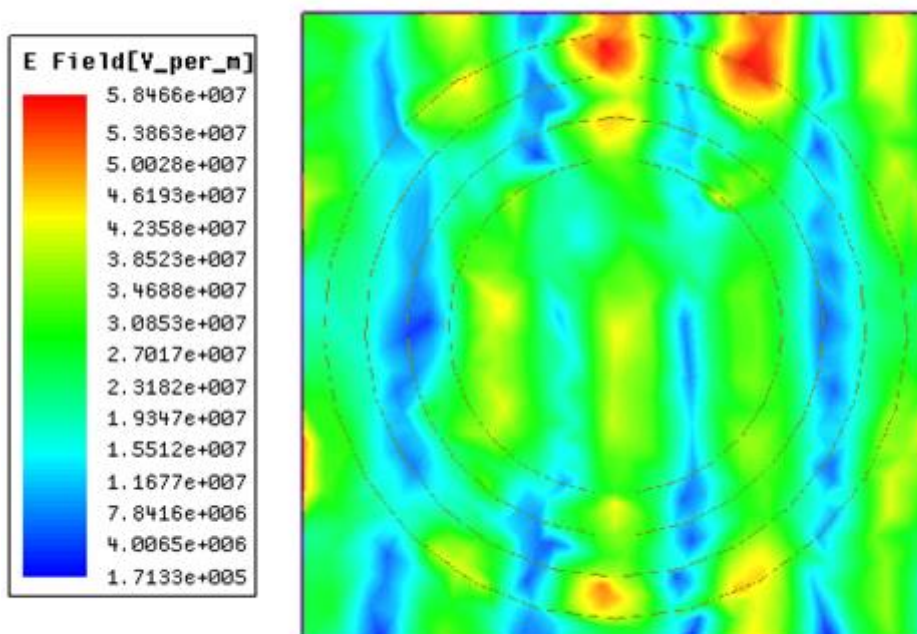


Obr. 3.19 Graf parametru  $S_{21}$  (červená) a  $S_{11}$  (modrá).

Postupně jsme zmenšovali frekvenční krok (Obr 3.18 a 3.19). Dosáhli jsme hodnoty  $S_{21}$  přibližně -30 dB. Pro tuto frekvenci jsme zobrazili elektrické a magnetické pole. Předpokládáme, že největší vliv na rovinou vlnu má dielektrický substrát s permitivitou 11,9.



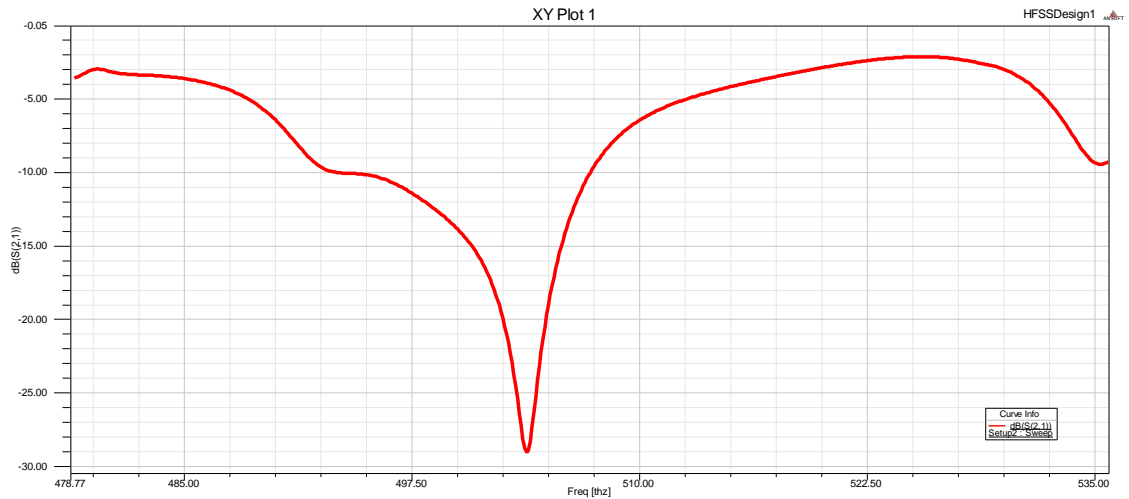
Obr. 3.20 Zobrazení magnetického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .



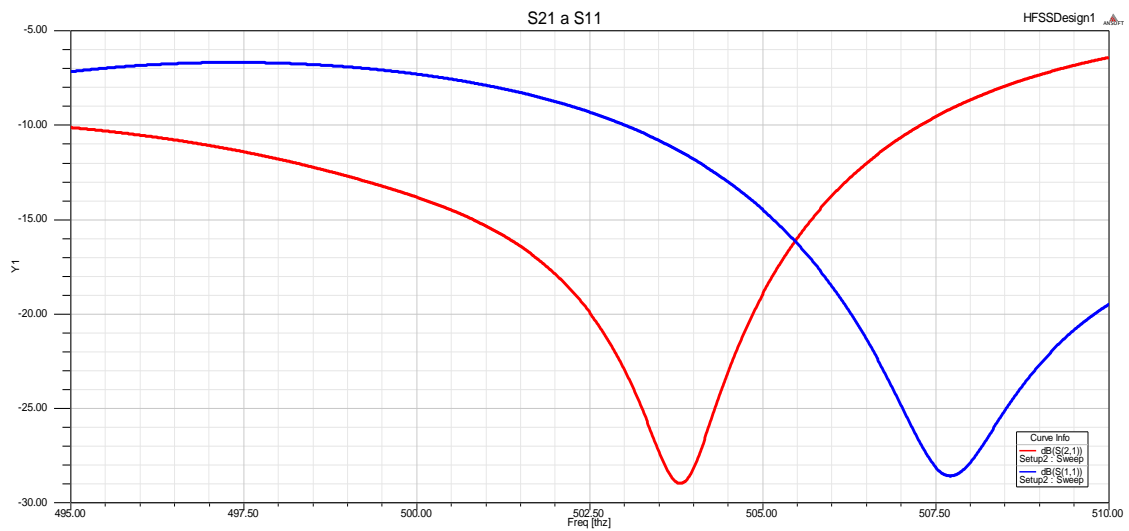
Obr. 3.21 Zobrazení elektrického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .

### 3.1.3 Zmenšení modelu faktorem 1300

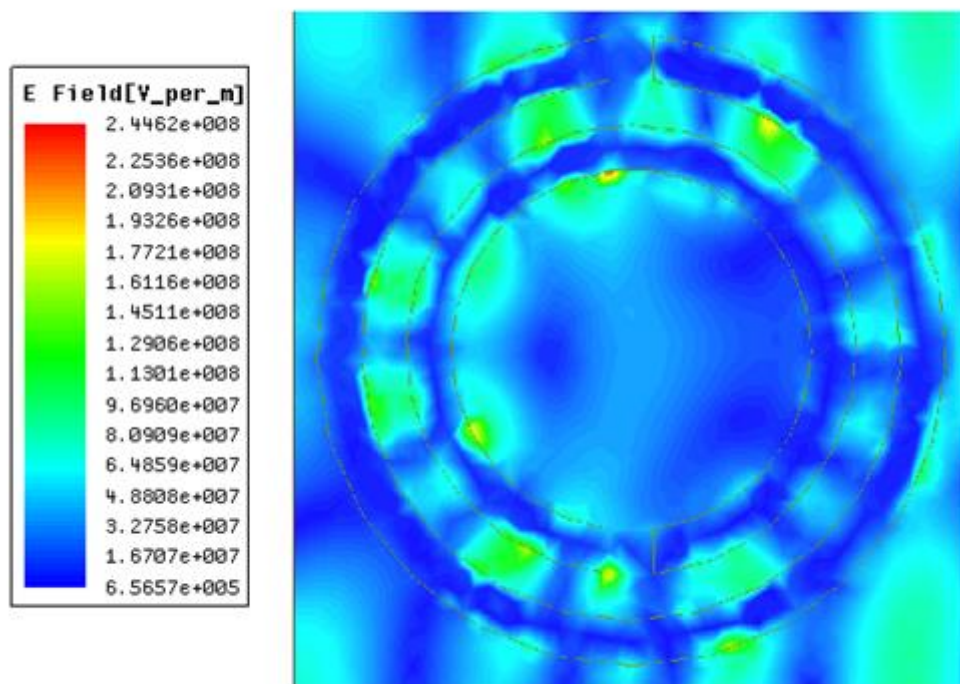
Zmenšovali jsme referenční model tak dlouho, dokud jsme nedostali většinu významných rezonancí do rozsahu 400 THz až 600 THz. Vybrali jsme jednu a tu analyzovali. Rozměry jsou nyní:  $t = 0,7692$  nm,  $h = 1,1538$   $\mu\text{m}$ ,  $R = 461,538$  nm,  $d = 76.9231$  nm,  $r = 384.6153$  nm,  $w = 76,92$  nm.



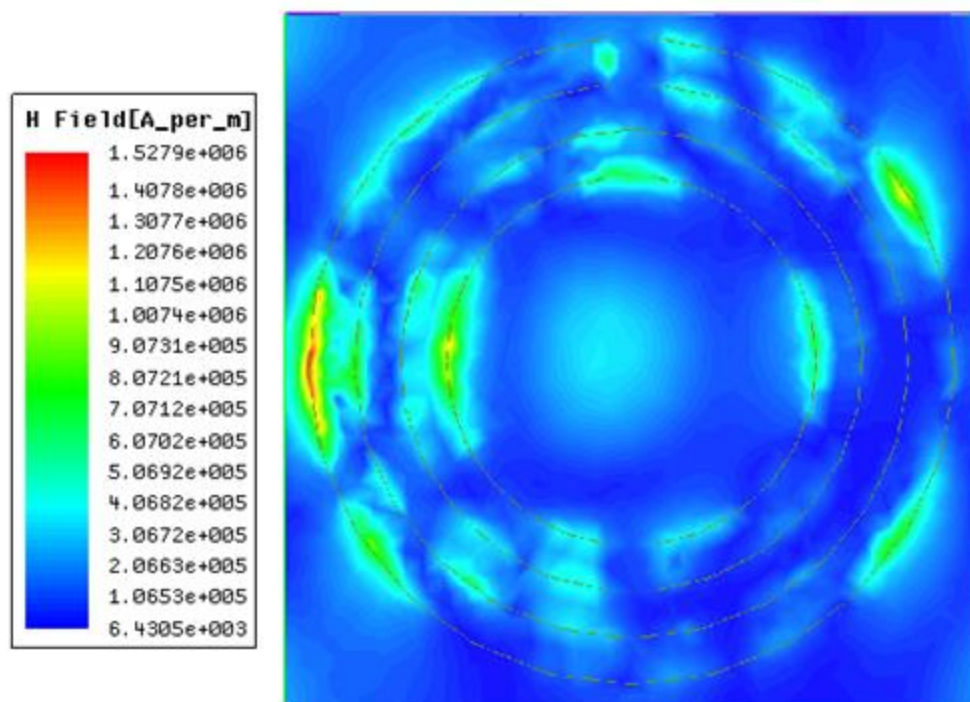
Obr. 3.22 Graf parametru  $S_{21}$  v širším pásmu.



Obr. 3.23 Graf parametru  $S_{21}$  (červený) a  $S_{11}$  (modrý) v přesnejším zobrazení.

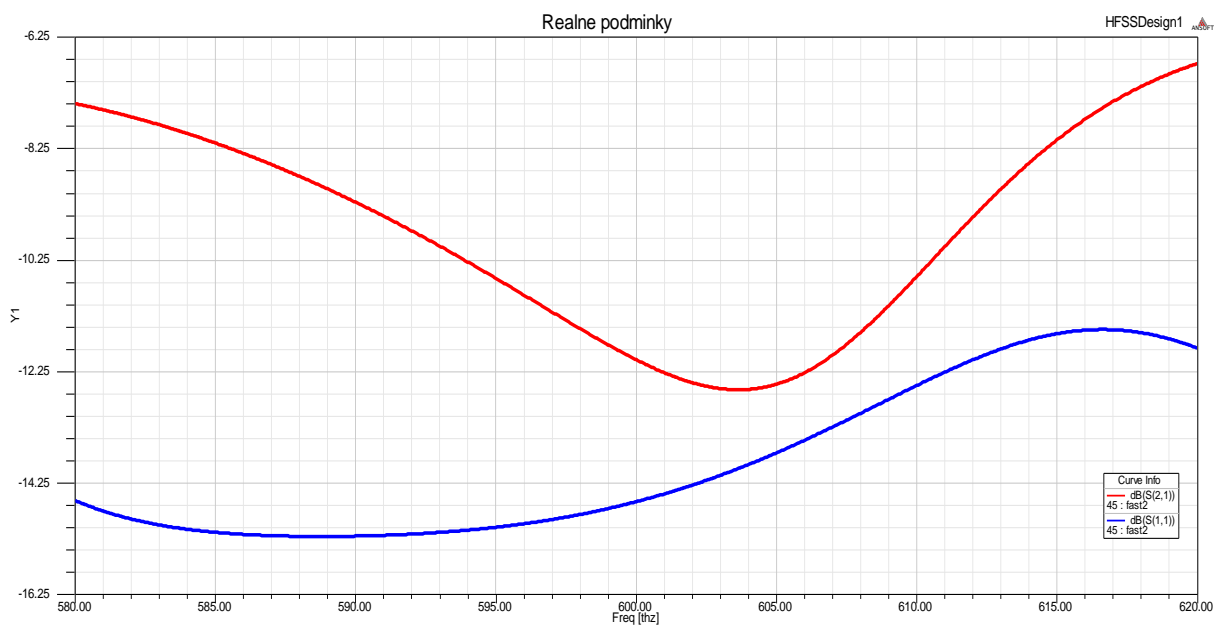


Obr. 3.24 Zobrazení elektrického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .

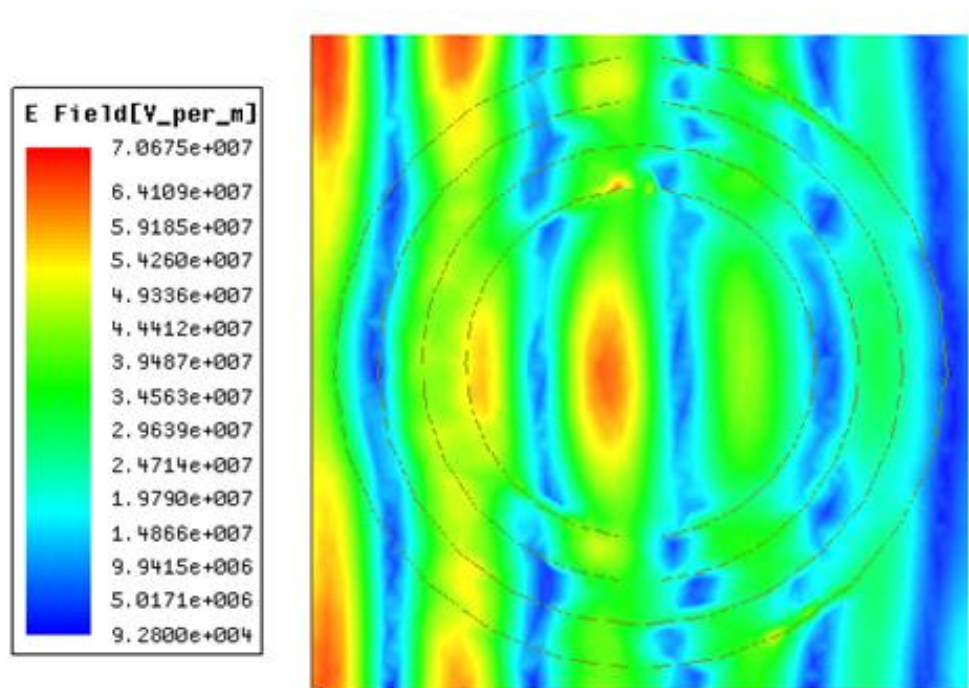


Obr. 3.25 Zobrazení magnetického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .

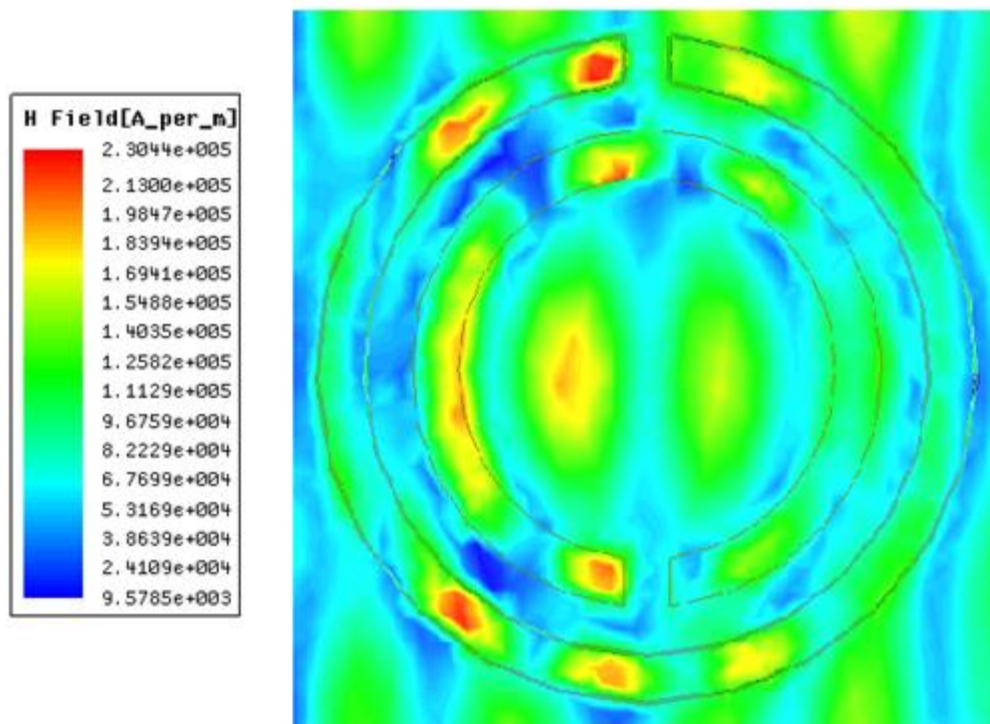
Dosadili jsme reálné hodnoty permitivity a vodivosti podle grafu (3.1) a (3.2). Nepozorovali jsme menší hodnotu  $S_{21}$  než -12 dB.



Obr. 3.26 Graf parametru  $S_{21}$  (červený) a  $S_{11}$  (modrý) pro reálné hodnoty.



Obr. 3.27 Zobrazení elektrického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .



Obr. 3.28 Zobrazení magnetického pole SRR při nejmenší hodnotě  $S_{21}$ .

I když jsme proměřili frekvence od 1 THz do 1 PHz, nikde jsme nenarazili na menší hodnotu  $S_{21}$ . Objevilo se více rezonancí, které měly  $S_{21}$  parametr v okolí -12 dB, byla vybrána ta nejmenší.

## 3.2 Ideální prostředí

Doposud jsme simulovali prstencový rezonátor vymodelovaný pouze ve dvou rozměrech. Hloubka vniku a s tím spjaté ztráty byly méně výrazné. Nyní přiřadíme struktuře šířku  $s$ . Vyhodnocovat model budeme jak programem ANSYS HFSS, tak Lumerical FDTD Solutions. Očekáváme, že nasimulované rezonanční kmitočty se nebudou od sebe vzdalovat. Provedeme stejný algoritmus analýzy jako v předchozích bodech.



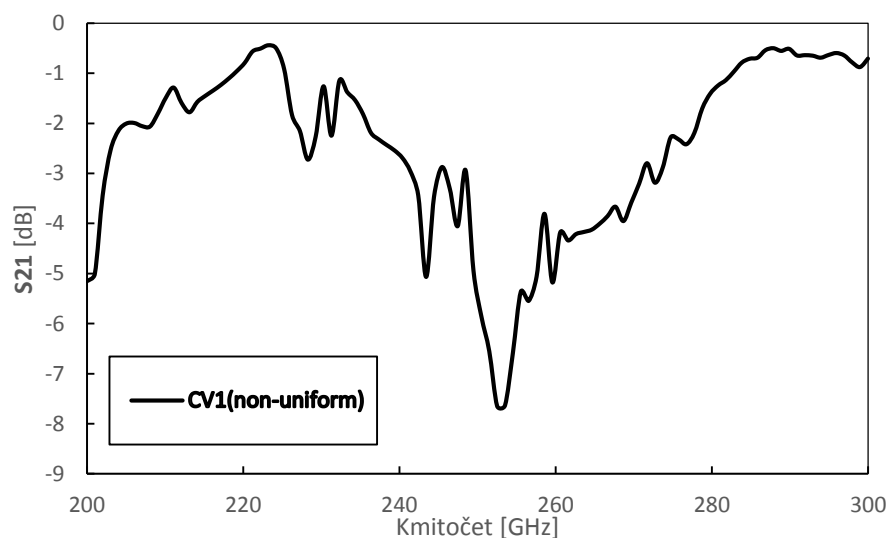
Obr. 3.29 Boční pohled na model a definování šířky prstence.

Struktuře zůstanou všechny parametry stejné jako v předchozích kapitolách. Zjistili jsme hodnotu vodivosti PEC z databáze materiálů HFSS a přiřadili jsme ji prstenci v druhém simulačním programu, aby se obě struktury naprosto podobaly.

### 3.2.1 Základní model

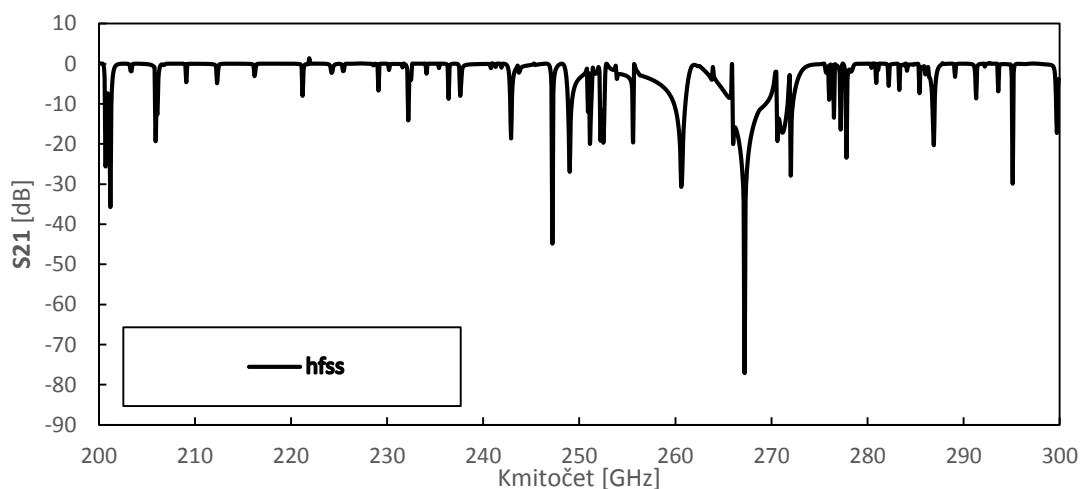
Nastavili jsme stejné hodnoty vodivosti  $\sigma$ [S/m] v obou programech ( $1e+30$ ). Snažili jsme se nastavit stejné rozměry prstenců, ale FDTD simulátor nepodporuje vytváření libovolných tvarů. Vytvořili jsme dva kruhy s výsečí, které spolu vytvořili požadovaný tvar. Problémem bylo zvolení úhlu výseku, tam jsme museli experimentovat, abychom dostali co nepřesnějších vzdáleností mezer  $w$ . Jelikož výseč neutvoří přesný ořez, jak máme v HFSS, tak jsme vytvořili polygony tak, aby vzdálenosti mezery  $w$  byly přesné. Ve výsledku tyto miniaturní strukturální doplňky neměly vliv.

Referenční model :  $t = 0,01$  mm,  $h = 1,5$  mm,  $R = 0,6$  mm,  $d = 0,1$  mm,  
 $r = 0,4$  mm,  $w = 0,1$  mm,  $s = 0,05$ , mm, doba simulace FDTD = 1ns.



Obr. 3.30 Graf závislosti  $S_{21}$  na kmitočtu pro referenční model vytvořený simulačním programem Lumerical FDTD Solutions.

Poskytnuté výsledky FDTD metodou vidíme v grafu 3.30. Rezonance nastává v okolí 252 GHz. Použili jsme metodu Conformal variant 1 s nehomogenní mřížkou, protože nám nejlépe konvergovala. Nyní budeme simulovat programem HFSS ANSYS.



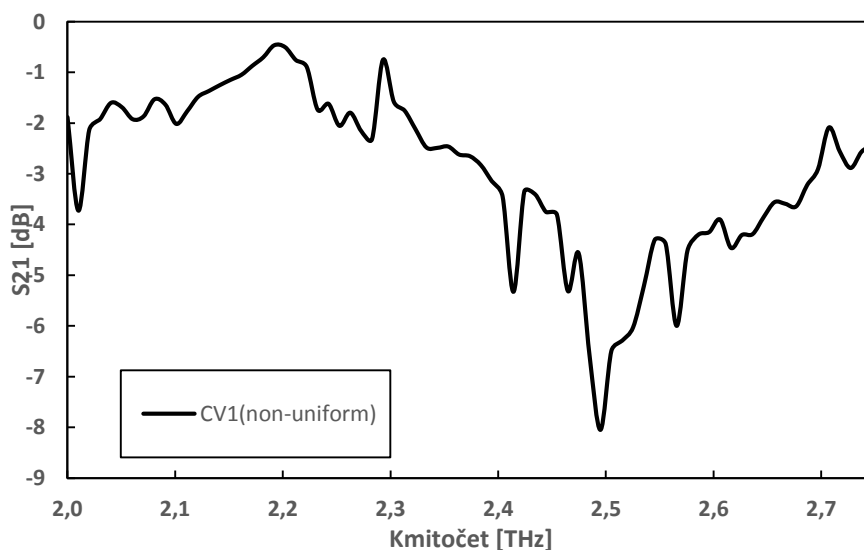
Obr. 3.31 Hodnoty  $S_{21}$  v závislosti na kmitočtu vytvořené programem HFSS ANSYS.

Vidíme že struktura rezonuje v mnoha módech a jsou patrné odlišnosti od řešení FDTD metodou, i když jsou měřeny pro stejnou frekvenční vzdálenost. Lokální minimum vidíme okolo frekvence 268 GHz.

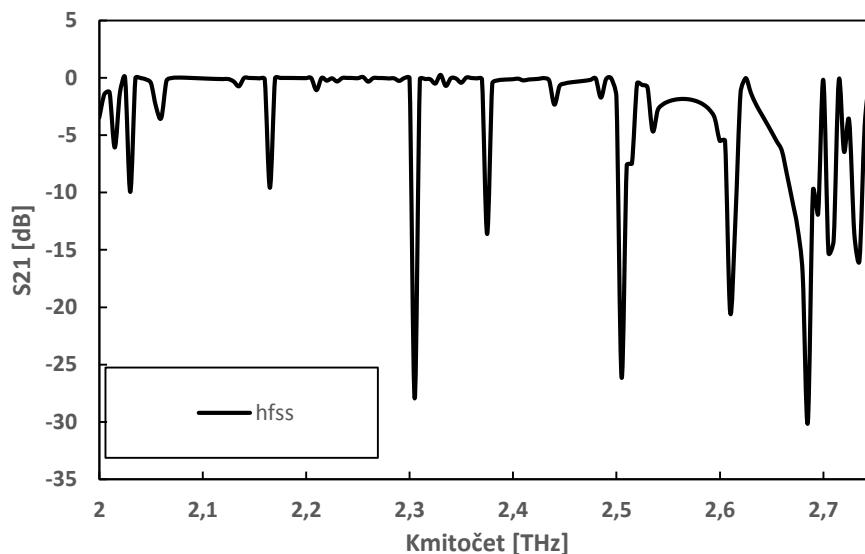
### 3.2.2 Zmenšení modelu o 10 násobek

Model jsme nyní zmenšili o 10 násobek vzhledem k referenčnímu. Tím se nám zvýšil rezonanční kmitočet. Vzrostl lineárně o stejný poměr.

Model:  $t = 0,001$  mm,  $h = 0,15$  mm,  $R = 0,06$  mm,  $d = 0,01$  mm,  $r = 0,04$  mm,  $w = 0,01$  mm,  $s = 50$   $\mu$ m.



Obr. 3.32 Graf závislosti  $S_{21}$  na kmitočtu vytvořený simulačním programem Lumerical FDTD Solutions.

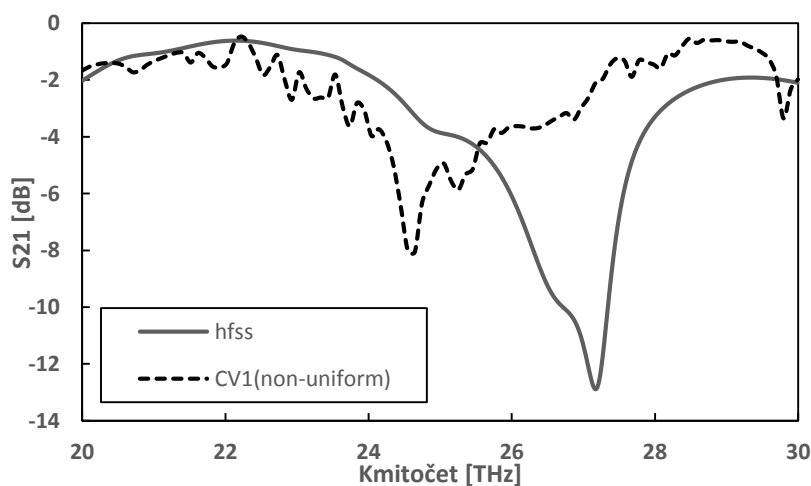


Obr. 3.33 Závislost  $S_{21}$  na kmitočtu.

Opět vidíme několik rezonančních kmitočtů, nyní poněkud méně než u základního modelu. Důležité je, že rezonance nastává při frekvenci 2,5 GHz a ta se shoduje s hodnotou naměřenou FDTD metodou. Budeme pokračovat v algoritmu a dále zmenšovat model. Veškeré pochody by měly být lineární, protože pracujeme s ideálními parametry.

### 3.2.3 Zmenšení modelu o 100 násobek

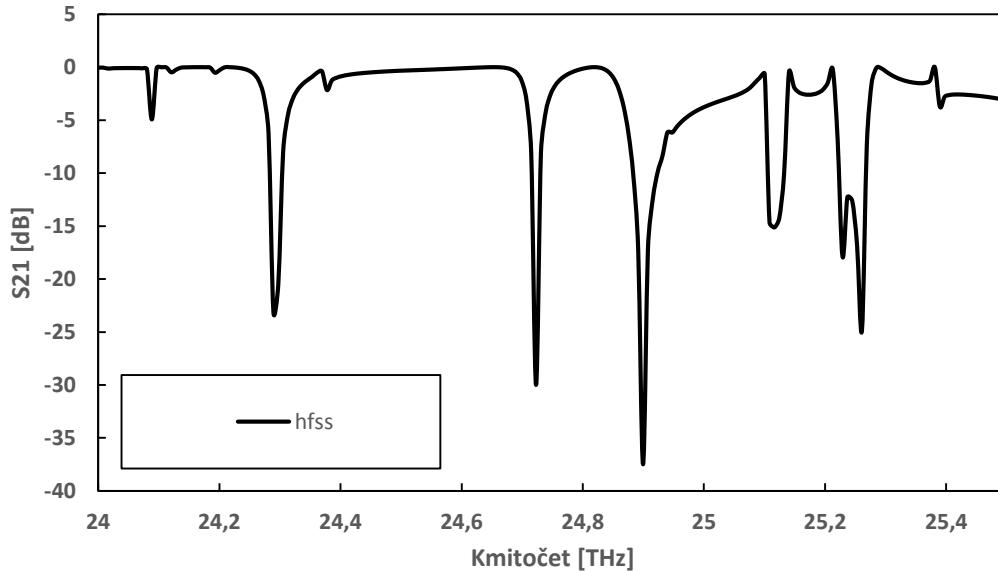
Opět jsme zmenšili model o další 10 násobek. Nyní jsme do jednoho grafu zobrazili obě naměřené hodnoty  $S_{21}$ . Nevidíme velký počet rezonančních kmitočtů, neboť jsme nastavili větší kmitočtový krok.



Obr. 3.34 Závislost  $S_{21}$  na kmitočtu pro zmenšení o 100 násobek.

Z grafu 3.34 je patrné, že jsou rezonance od sebe vzdáleny o velký úsek. Zkusili jsme

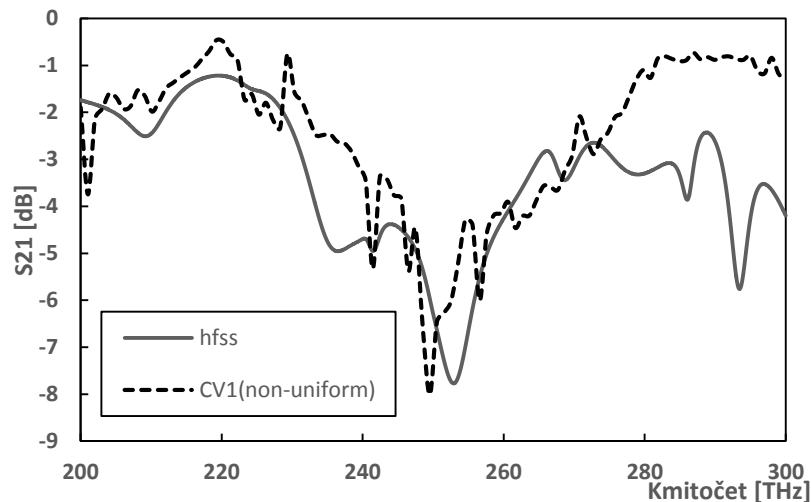
zmenšit frekvenční krok a tím dosáhnout menší chyby, což se i podařilo. Rezonance nastává na frekvenci 24,65 THz, podle měření FDTD. V grafu 3.34 se rezonance vyskytuje v bodě 24,72 THz.



Obr. 3.35 Závislost  $S_{21}$  na kmitočtu pro zmenšení o 100 násobek.

### 3.2.4 Zmenšení modelu o 1000 násobek

Pokračujeme ve zmenšování modelu. Kmitočet nám lineárně vzrostl jak jsme předpokládali. Můžeme si všimnout parametru  $S_{21}$ , který klesá s každým zmenšením.



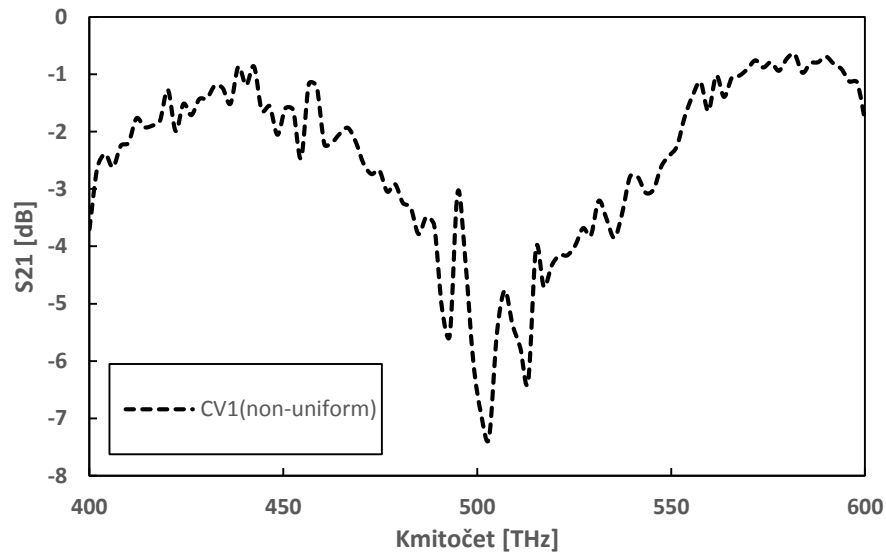
Obr. 3.36 Hodnota parametru  $S_{21}$  pro zmenšení modelu o 1000 násobek.

Rezonance nastávají přibližně v okolí 251 THz.

### 3.2.5 Zmenšení modelu o 2000 násobek

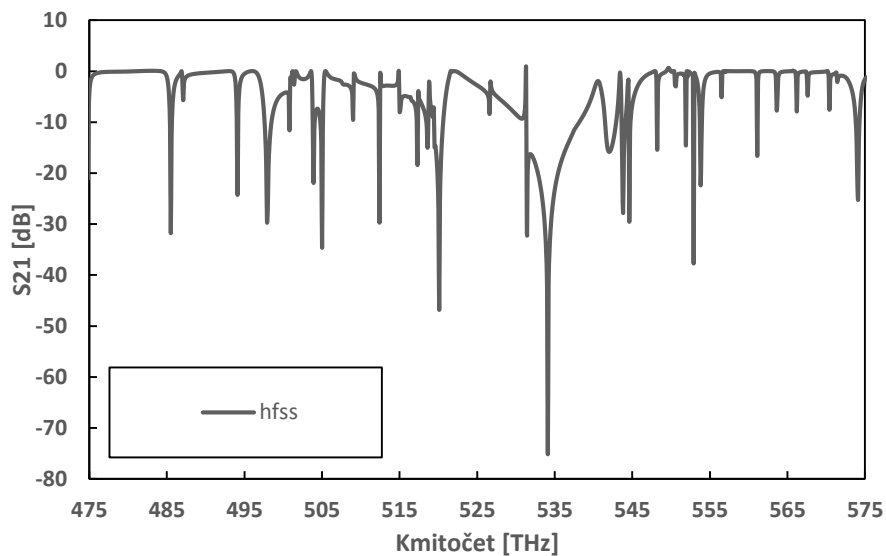
Nyní jsme vypočítali o kolik musíme zmenšit model, abychom se dostali do

optických kmitočtů. Jelikož jsou posuny rezonancí lineární, zmenšíme model o 2 násobek a tím dostaneme dvojnásobně vyšší kmitočet. Tím jsme se dostali do okolí 500 THz, tato frekvence optického záření odpovídá vlnové délce 600nm (ve vakuu).



Obr. 3.37 Závislost  $S_{21}$  na kmitočtu pro konečné zmenšení modelu (FDTD).

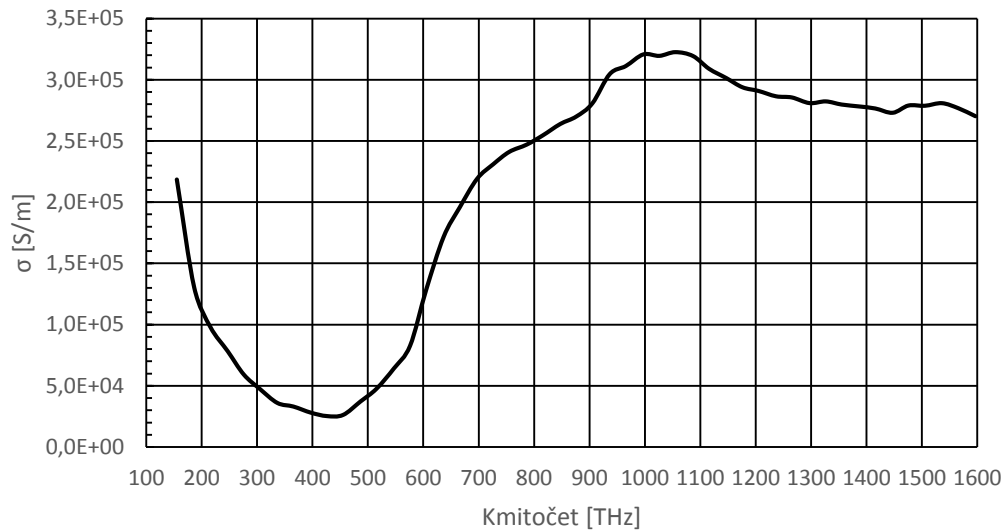
Provedli jsme přesnější frekvenční krok, tím jsme ale zvýraznili všechny ostatní rezonanční módy. Naměřená hodnota 505 THz programem FDTD i HFSS je totožná. Liší se pouze ve velikosti  $S_{21}$ , naměřená hodnota programem HFSS -34 dB, programem Lumerical FDTD Solutions -7,5 dB.



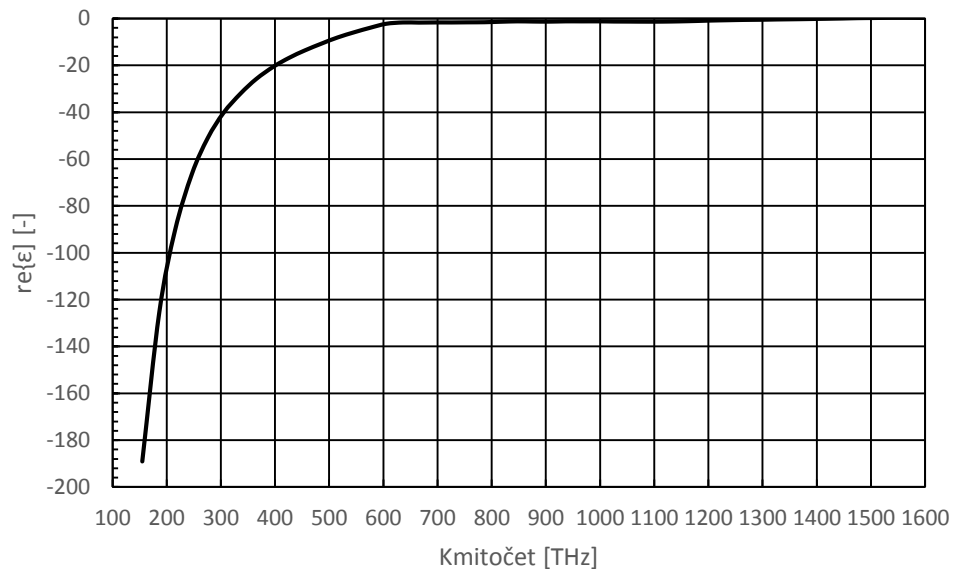
Obr. 3.38 Závislost  $S_{21}$  na kmitočtu pro konečné zmenšení modelu (HFSS).

### 3.3 Reálné prostředí

V této části přiřadíme struktuře poslední parametry, které by ji měly charakterizovat v reálných podmínkách. Hodnoty permitivity a vodivosti jsme nepřímě převzali ze zdroje [35]. Jsou zde vyjádřeny koeficientem extinkce a indexem lomu. Přepočítali jsme je stejným způsobem, jako v kapitole 2D.



Obr. 3.39 Závislost vodivosti na kmitočtu.



Obr. 3.40 Závislost reálné hodnoty permitivity na kmitočtu.

Frekvenčně závislou hodnotu vodivosti naimportujeme do HFSS ANSYS spolu s reálnou permitivitou. Musíme ještě nastavit hodnotu vodivosti v nedefinovaných oblastech. To jsou ty části, kde budeme provádět měření, ale nejsou zde námi zadefinované. HFSS se je snaží předvídat, ale pro srovnání se simulacemi pomocí metody FDTD musíme mít

naprosto stejné veškeré parametry. Takže jsme nastavili hodnotu vodivosti v nedefinovaných částech tak, aby byla konstantní s hodnotou nejbližší námi definované. Permittivita v nedefinovaných oblastech byla dopočítána z vodivosti.

Lumerical FDTD Solutions vyžadoval pouze vložení reálné a imaginární části permitivity, což bylo výrazně jednodušší pro výpočet. V nedefinovaných oblastech jsme použili identické doplnění jak u HFSS. Hodnota permitivity substrátu je v obou simulačních programech totožná a konstantní pro celé frekvenční spektrum.

### 3.3.1 Základní reálný model

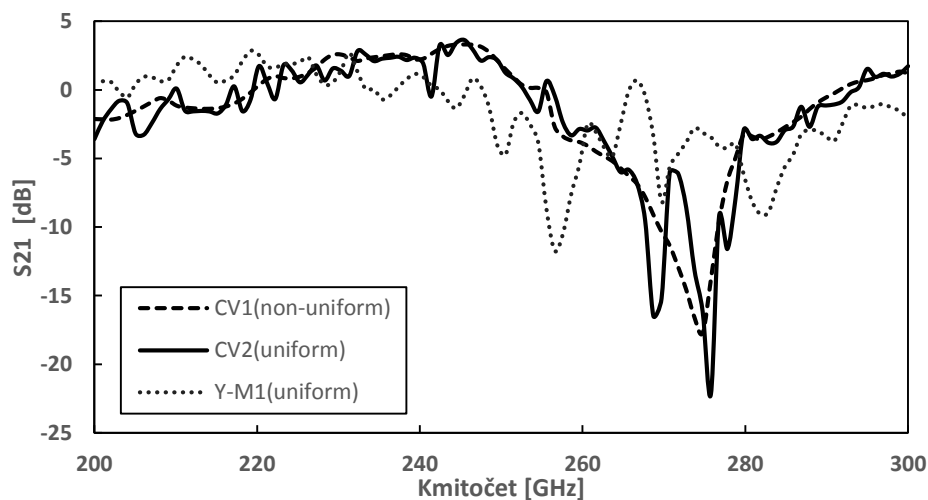
Snažíme se o co nejpřesnější výsledky, takže používáme více metod řešení FDTD. Vybereme nejhodnější a porovnáme ji s měřením v HFSS. Nyní už nepracujeme s PEC, ale s disperzními materiály, které budou mít výrazný vliv na konvergenci. Rozměry modelu jsou identické jako v předchozí kapitole.

Hodnoty reálné permitivity, imaginární permitivity a vodivosti, které budeme používat v nepřevzatých frekvenčních oblastech jsou v tabulce 3.1.

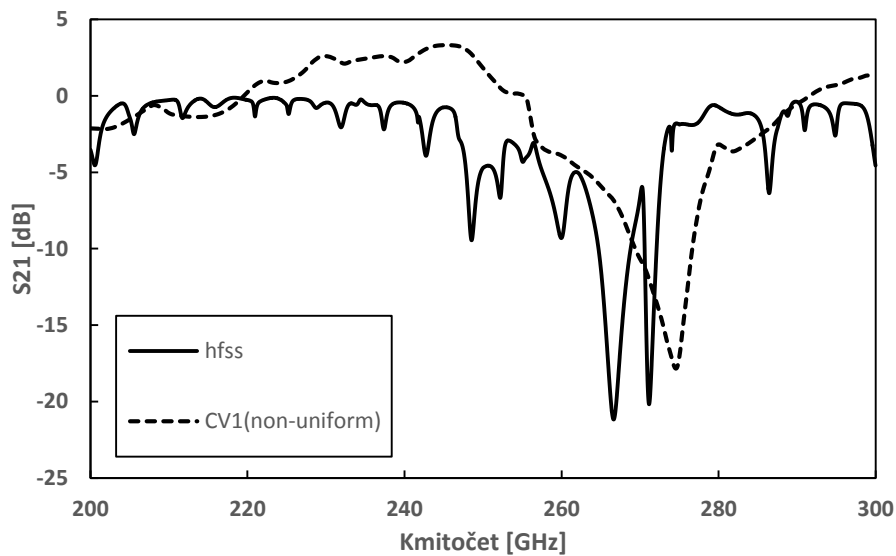
Nameřené hodnoty v grafu 3.41 přesahují 0 dB, což je chyba. Znamenalo by to, že by se struktura chovala jako aktivní prvek a zesilovala vstupní signál. Rezonance nastává na frekvenci 275 GHz. V grafu 3.36 vidíme mírnou odlišnost poloh rezonančních kmitočtů, ale stále můžeme říci, že jsou blízkém okolí.

Tabulka 3.1 Hodnoty permitivity a vodivosti.

f [Hz]	re{ $\epsilon$ } [-]	im{ $\epsilon$ } [-]	$\sigma$ [S/m]
3E+09	-9759525	1308993	218467,7
3E+11	-97595	13089,93	218467,7
3E+12	-9759	1308,993	218467,7
3E+13	-975	130,8993	218467,7
1.55E+14	-189	25,3552	218467,7
>1.86E+14	definováno z grafu 3.33 a 3.34		

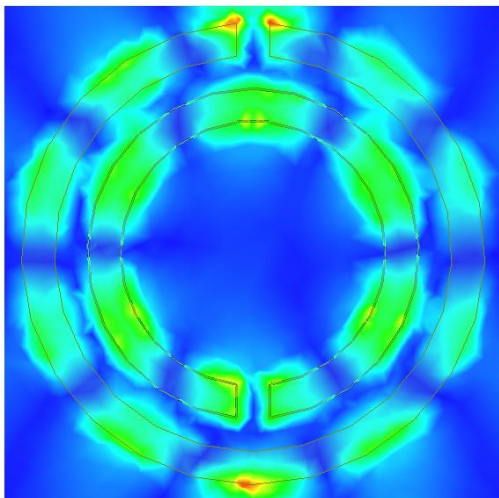


Obr. 3.41 Graf závislosti  $S_{21}$  na kmitočtu pro základní reálný model.

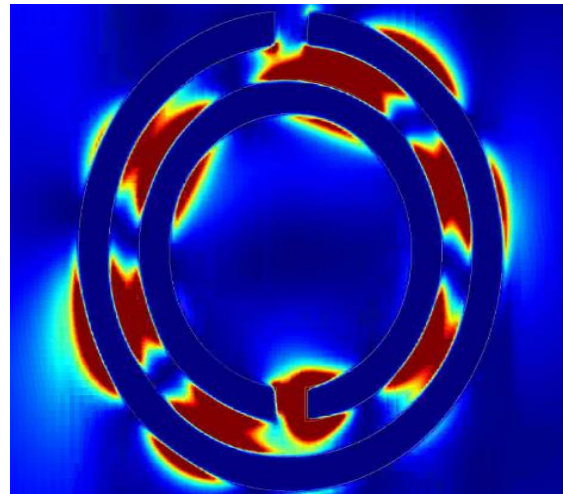


Obr. 3.42 Průběhy naměřených hodnot  $S_{21}$  v závislosti na kmitočtu metodou FDTD i FEM.

Grafické porovnání elektrického pole v simulačním programu Lumerical a simulačním programu HFSS.



Obr. 3.43 Zobrazení elektrického pole programem HFSS ANSYS.

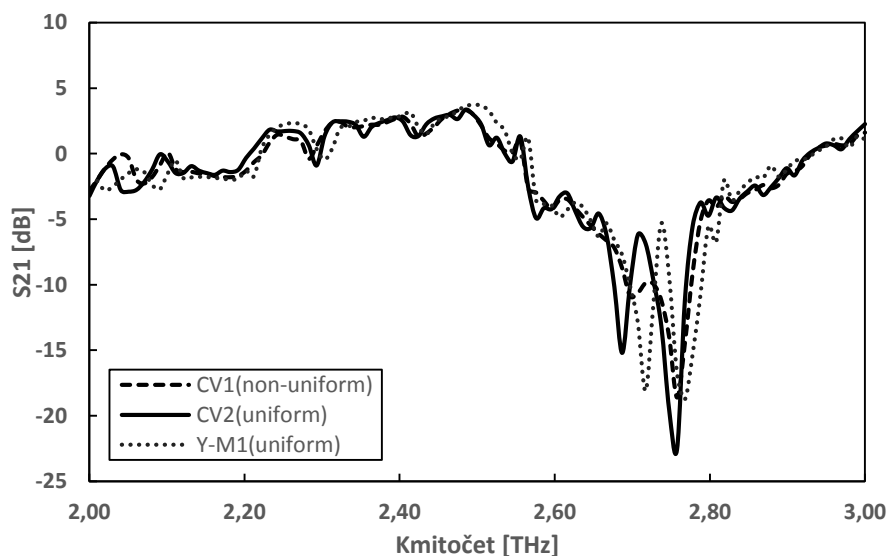


Obr. 3.44 Zobrazení elektrického pole programem Lumerical FDTD Solutions.

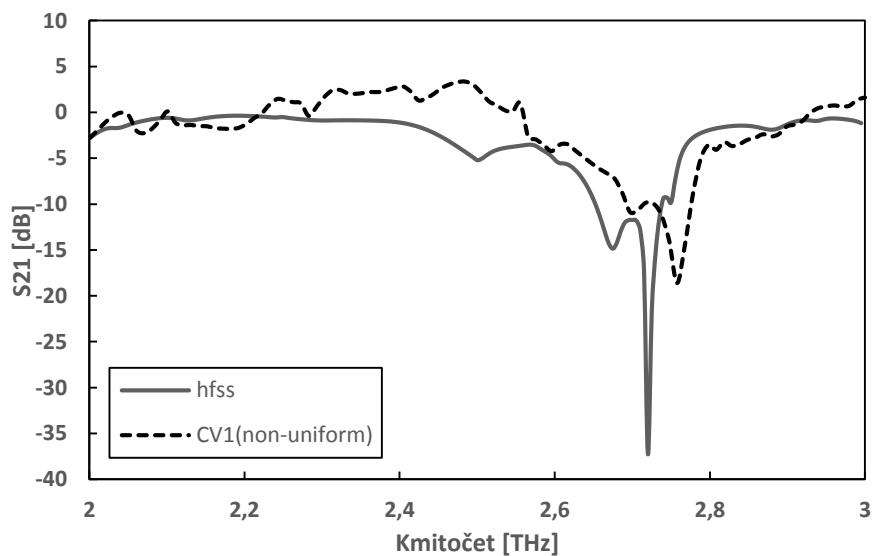
### 3.3.2 Zmenšení modelu o 10 násobek

Model jsme nyní zmenšili o 10 násobek vzhledem k předchozímu. Tím se nám zvýšil rezonanční kmitočet. Vzrostl lineárně, je to způsobeno tím, že jsme ještě v oblasti kde nemáme zdefinované frekvenčně závislé hodnoty  $\sigma$  a  $\epsilon$ . Nyní je reálná permitivita  $-9,75 \cdot 10^6$ , imaginární  $1,308 \cdot 10^6$ , z toho nám plyne vodivost  $\sigma = 218467 \text{ Sm}^{-1}$ .

V grafu 3.37 vidíme, že všechny 3 metody způsobu výpočtu jsou podobné a zobrazují nám rezonanci na frekvenci 2,76 THz. Vybrali jsme nejvhodnější metodu, a tu jsme porovnali s naměřenými hodnotami z programu HFSS. Rezonanční frekvence nalezená metodou konečných prvků je na hodnotě 2,72 THz.



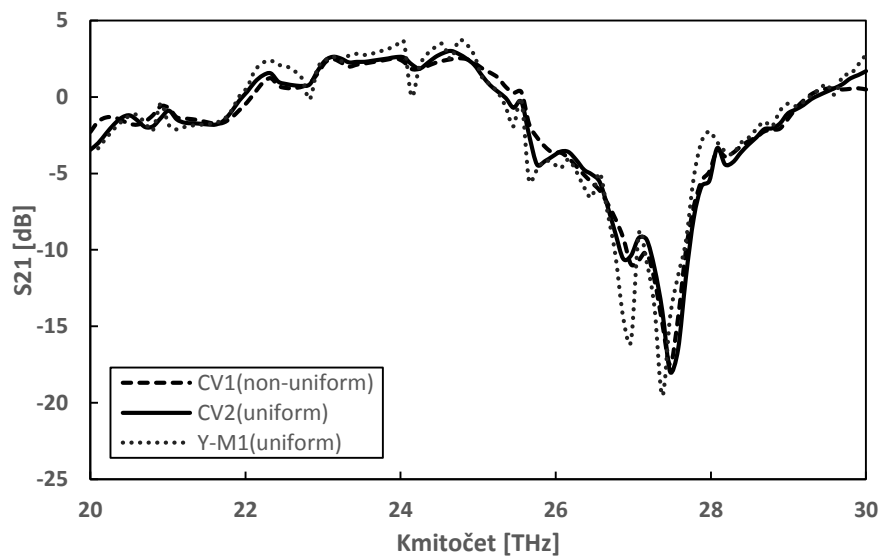
Obr. 3.45 Zobrazené průběhy  $S_{21}$  různých metod v závislosti na frekvenci.



Obr. 3.46 Graf průběhů  $S_{21}$  v závislosti na frekvenci pro FDTD i HFSS.

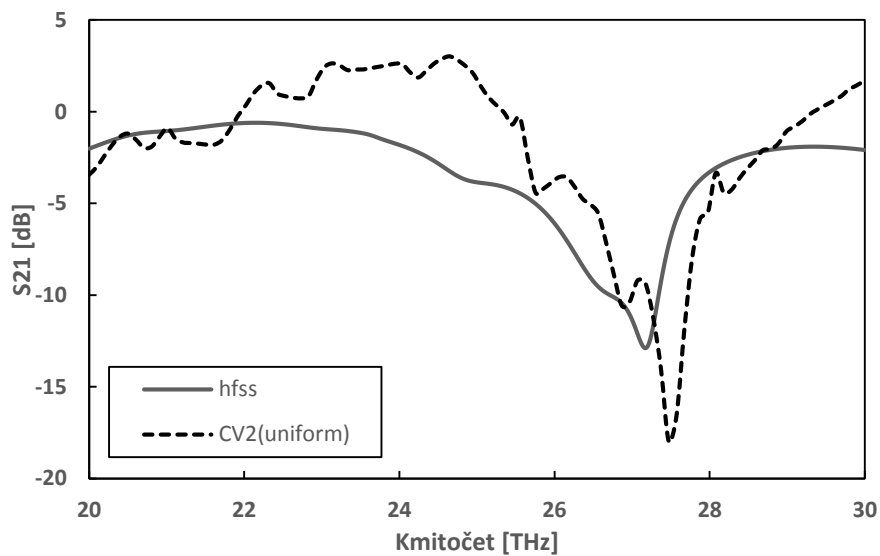
### 3.3.3 Zmenšení modelu o 100 násobek

Simulační prostředí jsme znovu zmenšili 10 vzhledem k předchozímu modelu. Nyní jsou použité hodnoty :  $\text{re}\{\varepsilon\} = -975$ ,  $\text{im}\{\varepsilon\} = 130$ ,  $\sigma = 218467 \frac{S}{m}$ .



Obr. 3.47 Naměřené frekvenčně závislé hodnoty  $S_{21}$  pomocí FDTD.

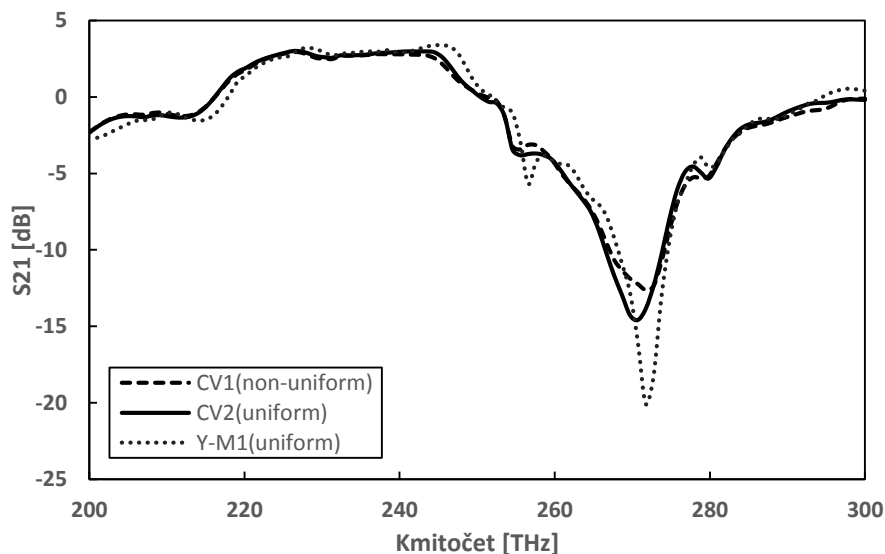
Rezonance struktury nastala na frekvenci 27,47 THz a dosahovala hodnoty  $S_{21}$  v okolí -15 dB. Rezonanční frekvence se shodovaly v obou měřících programech (s drobnou odchylkou).



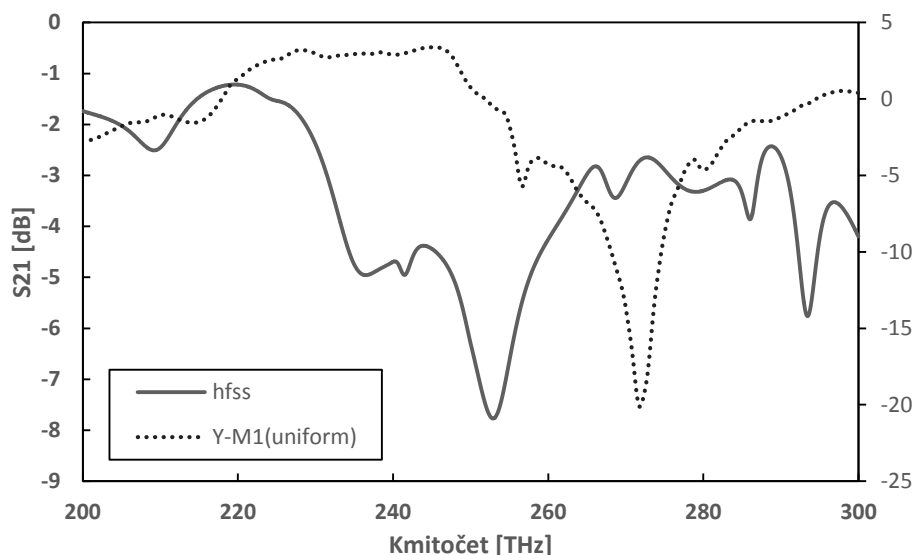
Obr. 3.48 Porovnání rezonančních kmitočtů mezi HFSS a FDTD.

### 3.3.4 Zmenšení modelu o 1000 násobek

Model jsme zmenšili o další 10 násobek vzhledem k předchozímu. V grafu 3.49 vidíme, že rezonance nastává na frekvenci 27,2 THz. Nyní se už nacházíme ve frekvenčně závislé oblasti se skutečnými parametry  $\epsilon$  a  $\sigma$ .

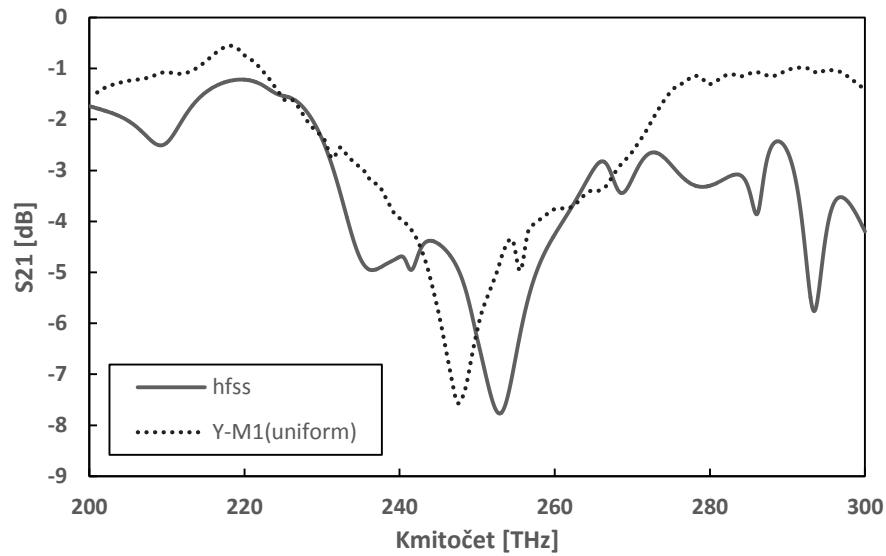


Obr. 3.49 Závislost  $S_{21}$  na kmitočtu pro reálné hodnoty  $\epsilon$  a  $\mu$  (FDTD).



Obr. 3.50 Porovnání výsledků ze simulací.

Opět jsme porovnali naměřené výsledky (Obr 3.50). Je zde patrné, že se frekvence výrazně liší, nejen v měřítku ale i v pozici. Všechny předchozí simulace se chovaly lineárně a odpovídaly našim předpokladům. Jelikož jsme nyní v nelineární oblasti rezonanční frekvence se nezvýšila ve stejném poměru k velikosti prstencového rezonátoru. Dozvěděli jsme se, že musíme použít při výpočtu tzv. Phase error fix (oprava fázové chyby), když simulujeme model, ve kterém jsou velké rozdíly v dielektrických hodnotách. Opravu chyby jsme použili (jednalo se o nastavení jednoho parametru na hodnotu true) a vidíme v grafu 3.51, že jsou rezonanční frekvence přibližně ve stejné oblasti a dokonce se stejnou velikostí hodnoty  $S_{21}$ . Můžeme říci, že naměřené hodnoty programem Lumerical FDTD Solutions a programem HFSS ANSYS nám poskytly téměř stejnou rezonanční frekvenci.

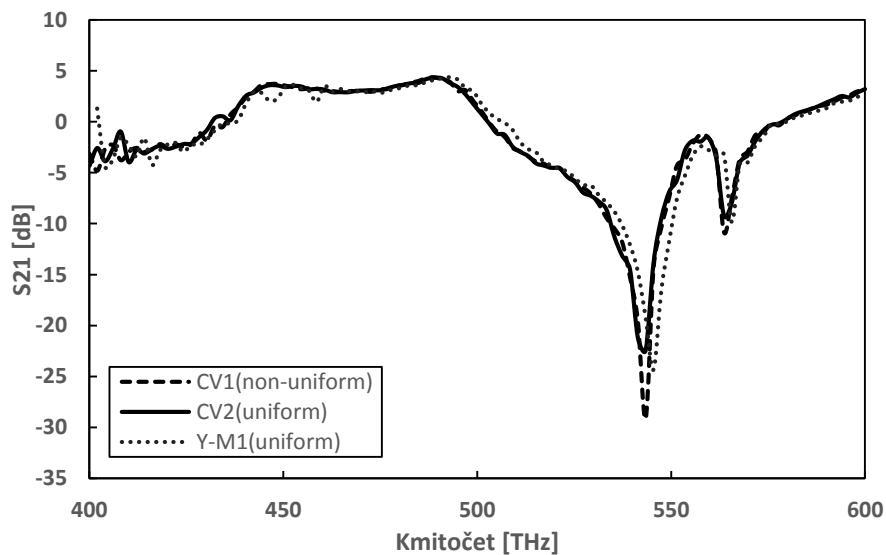


Obr. 3.51 Výsledek měření pro zmenšení bez fázové chyby.

### 3.3.5 Zmenšení modelu o 2000 násobek

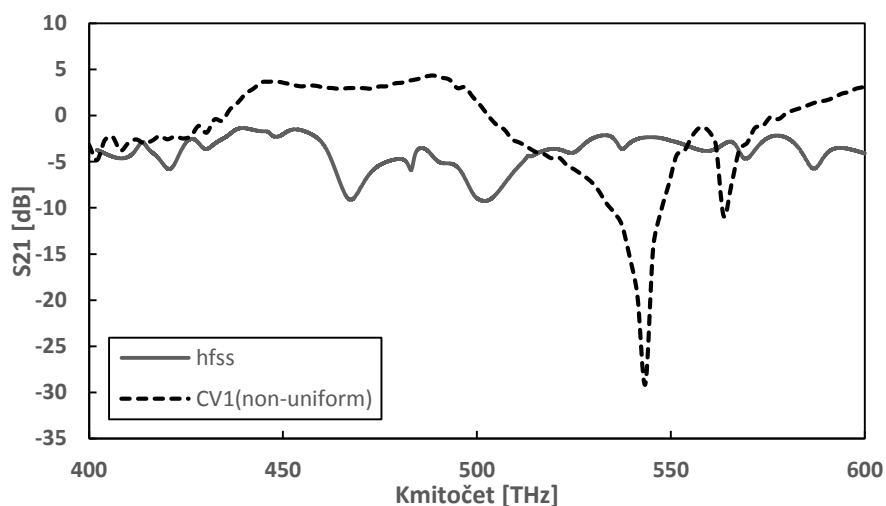
Model jsme zmenšili na finální velikost. Vzhledem k základnímu referenčnímu modelu je zmenšen o 2000 násobek. Hodnoty permitivity a vodivosti jsou určeny funkcí.

Nyní jsou rozměry rezonátoru:  $t = 0,1 \mu\text{m}$ ,  $h = 0,75 \mu\text{m}$ ,  $s = 25 \mu\text{m}$ ,  $r = 0,2 \mu\text{m}$ ,  $R = 0,3 \mu\text{m}$ ,  $d = w = 50 \mu\text{m}$ .



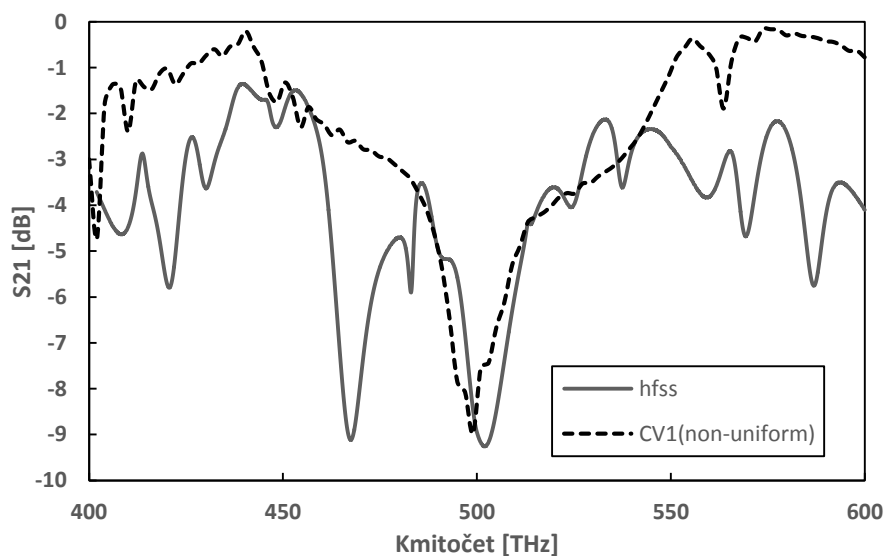
Obr. 3.52 Zobrazení průběhu  $S_{21}$  v závislost na frekvenci pro 3 různé metody.

Všechny tři metody FDTD konvergovaly ke stejnému výsledku. Hodnota  $S_{21}$  na rezonanční frekvenci 543 THz dosahovala hodnoty -24 dB pro Yuu-Mitra 1 metodu, -29 dB pro metodu Conformal Variant 1 s nehomogenním síťováním a -29 dB pro CV2 s homogenním síťováním.



Obr. 3.53 Průběh  $S_{21}$  v závislosti na frekvenci pro řešení FDTD i HFSS.

V grafu 3.53 jsme naměřili opět různé rezonanční frekvence obou metod. Aplikujeme znovu fázovou korekci a tím dostaneme graf 3.54. V grafu se obě rezonance překrývají na kmitočtu 500 THz. Fázová korekce nám také opravila velikost  $S_{21}$  parametru, již nepřesahuje hodnotu 0 dB.



Obr. 3.54 Závislosti  $S_{21}$  parametrů na frekvenci pro finální zmenšení modelu.

## 4 ZÁVĚR

Tato bakalářská práce se zabývala simulacemi přerušného prstencového rezonátoru na dielektrickém substrátu. Veškeré simulace byly prováděny v programech HFSS ANSYS a Lumerical FDTD Solutions. Byly popsány principy řešení Maxwellových rovnic oběma simulačními programy.

Nejprve jsme vytvořili dvourozměrný prstencový rezonátor z perfektního elektrického vodiče na trojrozměrném dielektrickém substrátu. Tento model jsme uzavřeli do simulačního prostředí, ve kterém jsme nastavili periodickou okrajovou podmínku a analyzovali jej programem HFSS ANSYS. Ve struktuře o naší dané velikosti jsme našli dominantní rezonanční frekvenci a tu jsme vyšetřovali. Dalším krokem byla změna velikosti modelu. Zmenšili jsme všechny rozměrové parametry (pro FDTD i dobu simulace) o určitý koeficient. Poté, co jsme se dostali do optických frekvencí nad 400 THz, jsme ideální struktuře přiřadili reálné parametry permitivity a vodivosti.

V následující kapitole jsme našemu referenčnímu modelu definovali šířku prstence. Prstencům jsme nechali okrajovou podmínku perfektního elektrického vodiče. Měření jsme prováděli oběma simulačními programy a výsledky porovnali.

V poslední kapitole bakalářské práce jsme nastavili rezonatoru parametry tak, aby co nejpřesněji odpovídaly realitě a postup jsme opakovali. Programem Lumerical FDTD Solutions jsme provedli více druhů měření, ten nejvhodnější výsledek jsme porovnali s naměřenými daty z HFSS ANSYS.

Vytvořili jsme celkem tři simulační modely, které spolu porovnáваме. Každý model obsahuje dielektrickou podložku s relativní permitivitou  $\epsilon_r = 11,9$  v celém frekvenčním spektru.

Nejprve jsme simulovali referenční 2D model o velikosti v řádech milimetrů. Dostali jsme se s rezonančním kmitočtem ke 604 THz pro reálné hodnoty a 503 THz pro SRR s PEC. Na tomto modelu jsme si osvojili základní funkce simulačního programu HFSS ANSYS. Také jsme ověřili, že přiřazení vodivosti a permitivity vede ke změně rezonancí. V našem případě reálné parametry způsobily pokles  $S_{21}$  parametru na -12 dB z -29 dB.

V následující části jsme se zabírali reálnějším SRR. Simulace jsme prováděli nejen v HFSS ANSYS, ale i v Lumerical FDTD Solutions. Abychom dosáhli přesných výsledků musel být model naprosto identický v obou simulátorech. Měli jsme problémy vymodelovat přesný prstencový rezonátor v simulačním programu Lumerical. Ten dovoluje vytvořit jen určité tvary a nepodporuje vlastní vyřezávání objektů jako HFSS ANSYS (pomocí funkce subtract). Model jsme vytvořili tak, že jsme využili implementované funkce, která vytváří válec s výsečí. Tím se nám podařilo vytvořit podobnou strukturu jakou máme v HFSS ANSYS. Lišila se v šířce mezery  $w$ , kterou jsme se snažili opravit přidáním polygonu a tím mezeru srovnat. Nakonec jsme zjistili, že na výsledné simulace malá nepřesnost hodnoty  $w$  neměla vliv. Nasimulovali jsme základní model v obou programech a porovnali. Pokud zanedbáme malé nepřesnosti, můžeme říci že všechny posuvy byly lineární. Každé 10 násobné zmenšení rozměrů, 10 násobně zvýšilo rezonanční kmitočty. Rezonance nastávala ve více oblastech, my jsme se zaměřili na 252 GHz. Dostali jsme se až do požadované optické oblasti, kde rezonátor pracuje na frekvenci 500 THz. Jedná se o 2000 násobné zmenšení referenčního modelu. Simulace v HFSS a Lumerical FDTD Solutions se shodovaly v námi zaměřených rezonančních

oblastech.

V poslední kapitole jsme se snažili maximálně přiblížit skutečnosti. A to tak, že jsme převzali naměřené hodnoty koeficientu extinkce a indexu lomu pro zlato o definované tloušťce. Prstencový rezonátor měl tyto hodnoty přiřazené už od nízkých kmitočtů. Nastavili jsme naprosto identické parametry do obou simulačních programů. Pro větší přesnost jsme měnili parametry síťování a metody výpočtu. Ne všechny metody konvergovaly nebo zobrazovali vhodné výsledky. Proto jsme zobrazovali do grafů jen tři nejvhodnější nastavení. Z nich jsme vybrali jedno a porovnali s daty z HFSS ANSYS. Referenční model nám rezonoval na 271 GHz s hodnotou  $S_{21}$  parametru -20 dB. Další zmenšení modelu zvýšilo rezonanci na 2,76 THz a zeslabilo nám parametr  $S_{21}$  na -14 dB. Model zmenšený o 100 násobek měl hodnotu  $S_{21}$  v okolí -16 dB na frekvenci 27,3 THz. Pozorujeme lineární růst frekvence hlavně proto, že ještě se nenacházíme v námi definované reálné frekvenční oblasti. Když jsme zmenšili model o 1000 násobek, dostali jsme se do frekvenční části, kde už začínají působit reálné parametry. Očekávali jsme rezonanci na 273 THz, ale ta byla posunuta. Frekvence nám nevzrostla lineárně a hodnota  $S_{21}$  parametru se výrazně zmenšila. Také nastala tzv. fázová chyba v FDTD prostředí, kterou jsme opravili. Rezonance nastala na frekvenci 253 THz s hodnotou  $S_{21}$  parametru -8 dB. Když jsme provedli finální zmenšení modelu o 2000 násobek, nastala rezonanční frekvence na kmitočtu 500 THz s hodnotou  $S_{21}$  parametru -9 dB. 2D model nám rezonoval na frekvenci 600 THz a dosahoval  $S_{21}$  parametru -12 dB. Ideální model rezonoval na 500 THz s  $S_{21}$  parametrem -8 dB (pro FDTD).

Za ideálních podmínek se SRR choval jak jsme předpokládali – lineárně. Na vyšších frekvencích se přestává SRR chovat jako vodič. Funkce plazmonů a jejich vlivu je zakomponována v reálných parametrech  $\epsilon$  a  $\sigma$ .

Na optické rezonátory by se dalo pohlédnout jako na optické kondenzátory. Když ozáříme SRR rovinnou vlnou, tak se v něm určitou dobu vlna drží a postupně se tlumí. Dala by se definovat doba držení energie. Jakmile vyšleme například Gaussův puls na SRR, ten jej částečně absorbuje a tím se nabije – získá energii. Od doby maximálního nabití po určitý pokles např. 3 dB by šla definovat “optická kapacita rezonátoru“. Tímto způsobem my mohl vzniknout nový pohled na tyto struktury při jejich dalších analýzách.

Jelikož jsme analyzovali model dvěma odlišnými metodami a dostali jsme přibližně stejných výsledků, můžeme říci, že výroba takového rezonátoru a následné měření by mohlo poskytnout podobné výsledky.

## 5 LITERATURA

- [1] *Journal of Applied Physics*. 1950, 21(11). ISSN 00218979. Dostupné také z: <http://scitation.aip.org/content/aip/journal/jap/21/11/10.1063/1.1699553>
- [2] *Nature Photonics*. 2007, 1(4). ISSN 1749-4885. Dostupné také z: <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nphoton.2007.38>
- [3] Maier, Stefan A. *Plazmonics: fundamentals and applications* [online]. New York, N.Y.: Springer, c2007, s. 21 [cit. 2015-09-15]. ISBN 978-0-387-33150-8.
- [4] Sakai, Hiroki, Takuma Aihara, Masashi Fukuhara, Masashi OTA, Yu Kimura, Yuya ISHII a Mitsuo Fukuda. Integration of plazmonic device with metal-oxide-semiconductor field-effect transistors. *2014 International Conference on Optical MEMS and Nanophotonics*. IEEE, 2014, : 177-178. DOI: 10.1109/OMN.2014.6924581. ISBN 978-0-9928-4142-3
- [5] Gong, Yu, Alan G. Joly, Dehong HU, Patrick Z. EL-Khoury a Wayne P. Hess. Ultrafast Imaging of Surface Plazmons Propagating on a Gold Surface. *Nano Letters*. 2015, 15(5): 3472-3478. DOI: 10.1021/acs.nanolett.5b00803. ISSN 1530-6984
- [6] Leonhardt, Ulf. Optical metamaterials: Invisibility cup. *Nature Photonics*. 2007, 1(4): 207-208. DOI: 10.1038/nphoton.2007.38. ISSN 1749-4885. Dostupné také z: <http://www.nature.com/doifinder/10.1038/nphoton.2007.38>
- [7] Surface Plazmon: Wavelength of incident light and SPP. *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2015, 2015 [cit. 2015-09-16]
- [8] Plazmon. *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001- [cit. 2015-09-15]
- [9] Metamaterial. *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2001- [cit. 2015-09-15].
- [10] Wang, Xiaohui, Fang Chnĕn a Elena SEMOUCHKINA. Implementation of Low Scattering Microwave Cloaking by All-Dielectric Metamaterials. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters* [online]. 2013, 23(2): 63-65 [cit. 2015-09-16]. DOI: 10.1109/LMWC.2013.2238914. ISSN 1531-1309.
- [11] ISHIKAWA, A. a T. TANAKA. Three-Dimensional Plazmonic Metamaterials and Their Fabrication Techniques. In: *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* [online]. 2013, 19(3), s. 4700110-4700110 [cit. 2015-09-15]. DOI: 10.1109/JSTQE.2012.2222019. ISSN 1077-260x
- [12] ISHIKAWA, A. a T. TANAKA. Three-Dimensional Plazmonic Metamaterials and Their Fabrication Techniques. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* [online]. 2013, 19(3): 4700110-4700110 [cit. 2015-09-17]. DOI: 10.1109/JSTQE.2012.2222019. ISSN 1077-260x.

- [13] LUPU, A., N. DUBROVINA, R. SALAS-MONTIEL, X. LE ROUX, S. BLAIZE, G. LERONDEL a A. DE LUSTRAC. Nanoscale engineering of the waveguide local effective index by metamaterial resonances: Toward transformation optics applications. *2013 15th International Conference on Transparent Optical Networks (ICTON)* [online]. IEEE, 2013, : 1-4 [cit. 2015-09-17]. DOI: 10.1109/ICTON.2013.6602809. ISBN 978-1-4799-0683-3
- [14] R. A. Shelby, D. R. Smith, and S. Schultz, "Experimental verification of a negative index of refraction," *Science*, vol. 292, pp. 77–79, 2001.
- [15] D. R. Smith, J. B. Pendry, and M. C. K. Wiltshire, "Metamaterials and negative refractive index," *Science*, vol. 305, pp. 788–792, 2004.
- [16] S. Zhang *et al.*, "Experimental demonstration of near-infrared negative-index metamaterials," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, pp. 137404/1–137404/4, 2005.
- [17] J. Valentine *et al.*, "Three-dimensional optical metamaterial
- [18] D. Schurig *et al.*, "Metamaterial electromagnetic cloak at microwave frequencies," *Science*, vol. 314, pp. 977–980, 2006.
- [19] CHAKRABARTI, SANGEETA a S ANANTHA RAMAKRISHNA. Magnetic response of split ring resonator metamaterials: From effective medium dispersion to photonic band gaps. *Pramana* [online]. 2012, 78(3): 483-492 [cit. 2015-09-18]. DOI: 10.1007/s12043-011-0241-x. ISSN 0304-4289.
- [20] S O'Brien and J B Pendry, *J. Phys.: Condens. Matter* 14, 6383 (2002)
- [21] YANG, Weiguo a Michael A. FIDDY. Surface plazmon excitation and non-zero induced surface current density. *IEEE SOUTHEASTCON 2014* [online]. IEEE, 2014, : 1-4 [cit. 2015-09-20]. DOI: 10.1109/SECON.2014.6950732. ISBN 978-1-4799-6585-4.
- [22] Smith, D.R., Padilla, W.J., Vier, D.C., Nemat-Nasser, S.C., and Schultz, S., Composite Medium with Simultaneously Negative Permeability and Permittivity, *Phys. Rev. Lett.*, 2000, vol. 84, no. 18, pp. 4184–4187.
- [23] NEŠPOR, Dušan. *Numerické modelování periodických struktur*. Brno, 2014. Dizertační práce. VUT. Vedoucí práce Prof. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.
- [24] LEE, Yun-Shik. Principles of terahertz science and technology. In: *Principles of Terahertz Science and Technology*. Boston, MA: Springer US, 2009, s. 185-210, 12-14. DOI: 10.1007/978-0-387-09540-0. ISBN 978-0-387-09539-4.
- [25] Veselago, V.T., The Electrodynamics of Substances with Simultaneously Negative Values of  $\epsilon$  and  $\mu$ , *Usp. Fiz. Nauk*, 1967, vol. 92, no. 3, pp. 517–526 [*Sov. Phys. Usp.* (Engl. transl.), 1968, vol. 10, no. 4, pp. 509–514].
- [26] YUANDAN DONG, a T. ITOH. Metamaterial-Based Antennas. *Proceedings of the IEEE* [online]. 2012, 100(7): 2271-2285 [cit. 2015-09-21]. DOI: 10.1109/JPROC.2012.2187631. ISSN 0018-9219.
- [27] A. J. Ward and J. B. Pendry, "Refraction and geometry in Maxwell's equations," *J. Mod. Opt.*, vol. 43, pp. 773–793, 1996.

- [28] M. Rahm *et al.*, “Design of electromagnetic cloaks and concentrators using form-invariant coordinate transformations of Maxwell’s equations,” *Photon. Nanostruct. Fundam. Appl.*, vol. 6, pp. 87–95, 2008.
- [29] J. B. Pendry, D. Schurig, and D. R. Smith, “Controlling electromagnetic fields,” *Science*, vol. 312, pp. 1780–1782, 2006.
- [30] Surface plazmon. *Wikipedia: the free encyclopedia* [online]. San Francisco (CA): Wikimedia Foundation, 2015 [cit. 2015-09-20].
- [31] WITHAYACHUMNANKUL, W. a D. ABBOTT. Metamaterials in the Terahertz Regime. In: *IEEE Photonics Journal*. 2009, 1(2), s. 99-118. DOI: 10.1109/JPHOT.2009.2026288. ISSN 1943-0655. Dostupné také z: <http://ieeexplore.ieee.org/lpdocs/epic03/wrapper.htm?arnumber=5130235>
- [32] ZHOU, Lei, Xueqin HUANG, Yi ZHANG a Siu-Tat CHUI. Resonance properties of metallic ring systems. In: *Materials Today*. 2009, 12(12), s. 52-59. DOI: 10.1016/S1369-7021(09)70317-7. ISSN 13697021. Dostupné také z: <http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1369702109703177>
- [33] POLJAK, D. Time domain techniques in computational electromagnetics. Boston: WIT, c2004. ISBN 18-531-2958-5.
- [34] John B. Schneider. *Understanding the Finite-Difference Time-Domain Method* [online]. 2016 [cit. 2016-05-21]. Dostupné z: [www.eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd](http://www.eecs.wsu.edu/~schneidj/ufdtd)
- [35] *Optical constants of Au* [online]. P. B. Johnson and R. W. Christy, 1972 [cit. 2016-05-23]. Dostupné z: <http://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Au&page=Johnson>
- [36] *Optical constants of Au (Gold): Template-stripped gold; n,k 0.300-24.93 μm* [online]. Robert L. Olmon, 2012 [cit. 2016-05-23]. Dostupné z: <http://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Au&page=Olmon-ts>

# SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. 1.1	Povrchový plazmon – povrchová hustota náboje šířící se po rozhraní [21].	12
Obr. 1.2	Pole kovových tyčí [31].	13
Obr. 1.3	Vyrobený metamateriál [22].	14
Obr. 1.4	Objekt vystavěn rovinné vlně. Na obrázku a) jsou zobrazeny nehomogenity v poli. Na obrázku b) pole obtéká objekt.	15
Obr. 1.5	Monopólová anténa obklopená materiálem s negativní permitivitou [26].	16
Obr. 2.1	Síťování prstencového rezonátoru bez zobrazení dielektrické podložky.	18
Obr. 2.2	Model přerušného prstencového rezonátoru v HFSS včetně vyznačených okrajových podmínek.	19
Obr. 2.3	Rozměry SRR.	20
Obr. 2.4	Yeeho buňka.	22
Obr. 2.5	Homogenní (uniform) mřížka.	23
Obr. 2.6	Nehomogenní (non-uniform) mřížka.	24
Obr. 2.7	Výsledný model v programu Lumerical FDTD Solutions.	24
Obr. 3.1	Závislost efektivní permitivity zlata na kmitočtu.	25
Obr. 3.2	Závislost vodivosti zlata na kmitočtu.	26
Obr. 3.3	Graf parametru $S_{21}$ pro frekvence 80 GHz až 500 GHz s minimálním frekvenčním krokem 0,1 GHz s použitím interpolační metody. Řešeno pro referenční model ( $t = 0,01$ mm, $h = 1,5$ mm, $R = 0,6$ mm, $d = 0,1$ mm, $r = 0,4$ mm, $w = 0,1$ mm).	26
Obr. 3.4	Graf parametru $S_{21}$ pro vybrané frekvenční pásmo.	27
Obr. 3.5	Graf parametru $S_{21}$ (červený) a $S_{11}$ (modrý).	27
Obr. 3.6	Graf $S_{21}$ parametru pro zmenšený referenční model faktorem 20.	29
Obr. 3.7	Vybraná rezonance s S parametry ( $S_{21}$ – červená, $S_{11}$ – modrá).	29
Obr. 3.8	Zobrazení magnetického pole SRR při nejmenší hodnotě $S_{21}$ .	32
Obr. 3.9	Zobrazení elektrického pole SRR při nejmenší hodnotě $S_{21}$ .	32
Obr. 3.10	Graf parametru $S_{21}$ (červená) a $S_{11}$ (modrá) pro reálné prostředí.	33
Obr. 3.11	Zobrazení elektrického pole SRR při nejmenší hodnotě $S_{21}$ .	38
Obr. 3.12	Zobrazení magnetického pole SRR při nejmenší hodnotě $S_{21}$ .	39
Obr. 3.13	Boční pohled na model a definování šířky prstence.	40
Obr. 3.14	Závislost vodivosti na kmitočtu.	45
Obr. 3.15	Graf průběhů $S_{21}$ v závislosti na frekvenci pro FDTD i HFSS.	48

Obr. 3.16 Naměřené frekvenčně závislé hodnoty $S_{21}$ pomocí FDTD. ....	49
Obr. 3.17 Porovnání rezonančních kmitočtů mezi HFSS a FDTD.....	49
Obr. 3.18 Závislost $S_{21}$ na kmitočtu pro reálné hodnoty $\varepsilon$ a $\mu$ (FDTD).....	50
Obr. 3.19 Zobrazení průběhu $S_{21}$ v závislosti na frekvenci pro 3 různé metody. ....	51

# SEZNAM TABULEK

Tabulka 3.1 Hodnoty permitivity a vodivosti..... 46

# SEZNAM SYMBOLŮ, VELIČIN A ZKRATEK

<i>PMC</i>	Perfektní magnetický vodič
<i>PEC</i>	Perfektní elektrický vodič
<i>SRR</i>	Přerušovaný prstencový rezonátor
<i>NIR</i>	Blízké infračervené záření
<i>PML</i>	Perfektně přizpůsobená vrstva
<i>FDTD</i>	Metoda konečných diferencí v časové doméně
<i>FEM</i>	Metoda konečných prvků
<i>HFSS</i>	Simulační program (high frequency structure simulator)
<i>PPP</i>	Povrchový plazmový polariton
<i>S<sub>21</sub></i>	Rozptylový parametr
<i>CV0</i>	Conformal variant 0
<i>CV1</i>	Conformal Variant 1
<i>Y-M1</i>	Yu-Mittra method 1