

Bakalářská práce



České
vysoké
učení technické
v Praze

F3

Fakulta elektrotechnická
Katedra radioelektroniky

Disperzní charakteristiky houbičkové struktury

Martin Henych

Školitel: Prof. Ing. Jan Macháč, DrSc.

Školitel–specialista: Ing. Václav Kabourek, Ph.D.

Obor: Otevřené Elektronické Systémy

Květen 2020

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Henych** Jméno: **Martin** Osobní číslo: **465388**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra radioelektroniky**
Studijní program: **Otevřené elektronické systémy**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Dispersní charakteristiky houbičkové struktury

Název bakalářské práce anglicky:

Dispersion Characteristics of a Mushroom Structure

Pokyny pro vypracování:

Proveďte analytický výpočet dispersních charakteristik 1D vedení složeného z elementárních buněk ve tvaru houbičkové struktury (mushroom structure). Za pomoci těchto charakteristik proveďte návrh „CRLH - Composite Right-Left Handed“ vedení pracujícího jako anténa s vytékající vlnou. Návrh ověřte pomocí programu CST Microwave Studio. Realizujte navrženou strukturu a proveďte měření rozptylových parametrů a vyzářovacích diagramů. Proveďte porovnání s návrhem. Posuďte možnost návrhu tzv. „super buňky“ složené z 2D řady těchto buněk, která bude pracovat na frekvenci odvozené z jejich celkových rozměrů.

Seznam doporučené literatury:

- [1] Xiao-Li Yang , Le Zhang, Yong-Sheng Li , Hang Jin, Ping Cheng , Yan Li, Er-Ping Li: A Novel Package Lid Using Mushroom-Type EBG Structures for Unintentional Radiation Mitigation, IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 60, No. 6, Dec. 2018
- [2] Po-Cheng Tsai, Malcolm Ng Mou Kehn: Compact Electromagnetic Bandgap Surfaces with Lumped Elements, Proceedings of APMC 2012, 3D6-01, pp. 818-820, Kaohsiung, Taiwan, Dec. 4-7 2012
- [3] A. Sanada, C. Caloz, T. Itoh: Planar Distributed Structures With Negative Refractive Index, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 52, No. 4, April 2004.
- [4] J. M. Bell, M. F. Iskander: Equivalent Circuit Model of an Ultrawideband Hybrid EBG/Ferrite Structure, IEEE Antennas and Wireless Propagation Letters, Vol. 7, 2008.
- [5] R. E. Collin: Foundations for Microwave Engineering, 2nd Ed., IEEE Press, 1992.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

prof. Ing. Jan Macháč, DrSc., katedra elektromagnetického pole FEL

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: **09.01.2020**

Termín odevzdání bakalářské práce: **22.05.2020**

Platnost zadání bakalářské práce: **30.09.2021**

prof. Ing. Jan Macháč, DrSc.
podpis vedoucí(ho) práce

doc. Ing. Josef Dobeš, CSc.
podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Mgr. Petr Páta, Ph.D.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

Datum převzetí zadání

Podpis studenta

Poděkování

Děkuji prof. Ing. Janu Macháčovi DrSc. za jeho odborné vedení, cenné připomínky a nespočet konzultací. Nebýt jeho rad a připomínek byla by má práce plná chyb a postrádala by řádnou odbornou úroveň. Poděkování rovněž patří Ing. Václavu Kambourkovi Ph.D. za jeho pomoc při měření v anténní komoře. Dále bych mu chtěl poděkovat za konzultace problémů při simulacích v CST Microwave studiu a také za pomoc při impedančním přizpůsobování navrhovaných struktur. Nebýt jeho rad, stěží bych se dopracoval požadovaných výsledků. Dále bych chtěl poděkovat Ing. Milanu Švandovi Ph.D. za zprostředkování výroby struktur. V poslední řadě děkuji prof. Ing. Ivanu Zemánkovi Csc. za konzultace týkající se pokročilejších metod obvodové analýzy a také za doporučení tématu k bakalářské práci.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně, a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Praze, 18. května 2020

Abstrakt

Práce pojednává o planárních metamateriálech pracujících jako anténa s vytékající vlnou. Cílem práce je vhodně zvoleným způsobem analýzy navrhnout, odsimulovat a vyrobit planární strukturu, která bude vykazovat vlastnosti LH (left handed) prostředí. První kapitola má za cíl uvést čtenáře do problematiky metamateriálů. V druhé kapitole jsou popsány a odovzeny základní fyzikální principy LH prostředí a také základní metody analýzy CRLH (composite right-left handed) struktur. Druhá kapitola se vymezuje primárně na popis 1D struktur a její poslední část představuje drobný úvod do problematiky 2D struktur. Ve třetí kapitole jsou využity poznatky z kapitoly 2 k analýze a návrhu našich struktur. Na základě disperzní analýzy elementárních buněk jsou navrženy 1D a 2D struktury. Tyto struktury jsou následně odsimulovány jako antény s vytékající vlnou. Ve čtvrté kapitole se již zabýváme reálnými, vyrobenými strukturami. Jsou měřeny jejich rozptylové parametry a vyzařovací charakteristiky z nichž jsou poté vypočítány charakteristiky disperzní. V poslední kapitole jsou shrnuty poznatky této práce.

Klíčová slova: metamateriál, disperze, anténa s vytékající vlnou, periodické struktury, CST Microwave Studio

Školitel: Prof. Ing. Jan Macháč, DrSc.
Faculty of Electrical Engineering,
Czech Technical University in Prague,
Technická 1902/2,
Praha 6

Abstract

The first chapter consists of a brief introduction into metamaterials. The second chapter describes and derives the basic physical principles of the LH environment as well as the basic methods of analysis of CRLH (composite right-left handed) structures. The second chapter is primarily limited to the description of 1D structures and its last part is a small introduction to the problems of 2D structures. In the third chapter, the findings from Chapter 2 are used to analyze and design our structures. A 1D and 2D CRLH structures are designed based on analysis of elemental cells. These structures are then simulated as leaky wave antennas. In the fourth chapter we deal with real manufactured structures. Their scattering parameters and radiation characteristics are measured, from which the dispersion characteristics are then calculated. The last chapter summarizes the findings of this work.

Keywords: metamaterial, dispersion, leaky wave antenna, periodic structures, CST Microwave Studio

Title translation: Disperzion characteristics of mushroom structure

Obsah

1 Úvod	1
2 Metamateriály	3
2.1 LH prostředí	3
2.2 Speciální vlastnosti LH prostředí	5
2.3 Realizace LH prostředí- Metamateriály	8
2.4 Vyzařování CRLH struktur	13
2.5 2D CRLH struktury	16
2.6 Reference ke kapitole 2	19
3 Návrh a analýza CRLH struktur	21
3.1 Návrh elementární buňky	21
3.2 Modifikace elementární buňky na fraktální útvar	26
3.3 Návrh Super-Buňky	30
3.4 Návrh CRLH struktury jako LW antény	34
3.5 Shrnutí kapitoly 3	41
3.6 Reference ke kapitole 3	41
4 Výroba a měření CRLH struktur	43
4.1 Měření S-parametrů struktur . . .	44
4.2 Měření vyzařovacích charakteristik struktur	47
4.3 Reference ke kapitole 4	52
5 Závěr	53

Obrázky

2.1 Rozhraní RH a LH prostředí	6	3.13 Porovnání analytického výpočtu a simulace pro hexagonální buňku . .	30
2.2 Záporný lom	7	3.14 Disperzní charakteristika hexagonální buňky	30
2.3 Voda se záporným indexem lomu	7	3.15 Nákres super-buňky	31
2.4 Pendryho čočka	7	3.16 Disperzní charakteristika 2D struktury složené ze čtvercových buněk	31
2.5 RH vedení	8	3.17 Model čtvercové super/buňky .	32
2.6 LH vedení	8	3.18 Disperzní charakteristika čtvercové super-buňky	32
2.7 Disperzní charakteristiky RH a LH struktury	10	3.19 Model hexagonální super-buňky	33
2.8 CRLH vedení	11	3.20 Disperzní charakteristiky hexagonální super-buňky	33
2.9 Disperzní charakteristiky nevyvážené CRLH struktury	12	3.21 CRLH struktura složená ze čtvercových buněk	34
2.10 Disperzní charakteristiky vyvážené CRLH struktury	13	3.22 Modifikace elementární čtvercové buňky	35
2.11 Povrch LW antény	14	3.23 Porovnání výsledků Eigen-Mode Solveru a Time domain solveru 1 .	35
2.12 Model ztrátové CRLH struktury	15	3.24 Vychylování vyzářeného paprsku 1	36
2.13 Disperzní charakteristika vyvážené CRLH struktury	16	3.25 CRLH struktura složená ze čtvercových super-buněk	36
2.14 Obvodový T-model buňky 2D CRLH struktury	17	3.26 Porovnání výsledků Eigen-Mode Solveru a Time domain solveru 3 .	37
2.15 Obvodový model 2D struktury	18	3.27 Vychylování vyzářeného paprsku 2	37
2.16 Disperzní charakteristiky 2D struktury	19	3.28 CRLH struktura složená z hexagonálních buněk	38
3.1 Nákres elementární čtvercové buňky	22	3.29 Porovnání výsledků Eigen-Mode Solveru a Time domain solveru 4 .	38
3.2 Obvodové zapojení elementární čtvercové buňky	22	3.30 Vychylování vyzářeného paprsku 3	39
3.3 Obvodové zapojení elementární bezztrátové čtvercové buňky	22	3.31 CRLH struktura složená z hexagonálních super-buněk	39
3.4 Analyticky vypočítaný průběh $\beta(f)$	24	3.32 Porovnání výsledků Eigen-Mode Solveru a Time domain solveru 5 .	40
3.5 Model čtvercové elementární buňky	24	3.33 Vychylování vyzářeného paprsku 4	40
3.6 Porovnání analytického výpočtu a numerické simulace pro čtvercovou buňku	25	4.1 Vyrobena CRLH struktura složená ze čtvercových buněk	43
3.7 Disperzní charakteristika čtvercové buňky	26	4.2 Vyrobena CRLH struktura složená ze čtvercových super-buněk	43
3.8 Schéma povrchu hexagonální buňky	27	4.3 Vyrobena CRLH struktura složená z hexagonálních buněk	43
3.9 Nákres struktury trojúhelníkové buňky	28		
3.10 Obvodové zapojení trojúhelníkové buňky	28		
3.11 Disperzní charakteristika hexagonální buňky	28		
3.12 Model hexagonální buňky	29		

4.4 Vyrobená CRLH struktura složená z hexagonálních super-buněk	44
4.5 Koaxiální konektor Southwest microwave 1092-03A-5	44
4.6 Struktura složená z čtvercových super-buněk s připojenými konektory	44
4.7 Struktura složená z hexagonálních super-buněk připojená k vektorovému analyzátoru	45
4.8 S-parametry struktury složené ze čtvercových buněk	45
4.9 S-parametry struktury složené ze čtvercových super-buněk	45
4.10 S-parametry struktury složené z hexagonálních buněk	46
4.11 S-parametry struktury složené z hexagonálních super-buněk	46
4.12 Měřicí anténa [4]	47
4.13 Struktura složená z hexagonálních superbuněk připravená k měření vyzařovacích charakteristik.	48
4.14 Vychylování vyzářeného paprsku 5	48
4.15 Vychylování vyzářeného paprsku 6	49
4.16 Vychylování vyzářeného paprsku 7	49
4.17 Vychylování vyzářeného paprsku 8	50
4.18 Porovnání výsledků výpočtu disperze, simulací a měření pro CRLH strukturu složenou z čtvercových buněk	50
4.19 Porovnání výsledků výpočtu disperze, simulací a měření pro CRLH strukturu složenou z čtvercových super-buněk	51
4.20 Porovnání výsledků výpočtu disperze, simulací a měření pro CRLH strukturu složenou z hexagonálních buněk	51
4.21 Porovnání výsledků výpočtu disperze, simulací a měření pro CRLH strukturu složenou z hexagonálních super-buněk	52

Tabulky

2.1 Shrnutí vztahů pro CRLH LW aténu	15
3.1 Hodnoty parametrů čtvercové buňky	24
3.2 Hodnoty parametrů trojúhelníkové buňky	27

Kapitola 1

Úvod

V této kapitole se zaměříme na velmi stručný úvod do světa metamateriálů. Metamateriálem můžeme nazvat libovolný materiál, který byl uměle vyroben a vykazuje vlastnosti, které normální materiály v přírodě nevykazují. Může se tak jednat například o materiál se zápornou permitivitou ε a permeabilitou μ . Pokud jsou tyto veličiny záporné, pak takovéto materiály budou vykazovat zvláštní fyzikální vlastnosti detailněji popsané v kapitole 2. Jako první s tímto nápadem přišel v roce 1967 ukrajinský fyzik Victor Veselago. Ve svých pracích popsal fyzikální principy těchto prostředí a poté se snažil chemickou cestou takovéto materiály vyrobit. Tento postup výroby byl ovšem neúspěšný, neboť v reálném světě neexistuje materiál, který by vykazoval sám o sobě takovéto vlastnosti. Jako první s realizací metamateriálu uspěl v roce 2000 Britský fyzik John Pendry, který dokázal pomocí vhodné geometrie kovových drátů a šterbinových rezonátorů vyrobit materiál vykazující záporné ε a μ . Čímž se mu podařilo dokázat záporný index lomu a zkonstruoval tak první plochou čočku na rádiových frekvencích. Metamateriály tak obecně nezávisí na materiálu ze kterého jsou vyrobeny. Jejich vlastnosti se odvíjejí od geometrického uspořádání a periodicity částic, ze kterých jsou postaveny (byly vloženy do hostitelského prostředí). Od roku 2000 technologie výroby metamateriálů značně pokročila. Technika planárních metamateriálů, o kterých pojednává tato práce, se velmi osvědčila při konstrukci antén s vytékající vlnou a také jako zcela nové typy elektromagnetických filtrů. Podaří-li se zkonstruovat metamateriály, schopné pracovat na optických frekvencích, znamenalo by to revoluci v astronomii a cestu k tzv. „neviditelnosti“. Šterbinové rezonátory, které se pod vlivem elektromagnetických vln chovají jako permanentní magnety by mohly znamenat revoluci v použití a výrobě magnetických materiálů. Pokud bychom se dostali na terahertzové frekvence, znamenalo by to cestu ke konstrukci vysoce kvalitních biomedicínských senzorů. V neposlední řadě bychom mohli též uvažovat o využití metamateriálů v integrovaných obvodech.

Kapitola 2

Metamateriály

V této kapitole se zaměříme na fyzikální popis LH (left handed) prostředí. V První části této kapitoly popíšeme obecné fyzikální principy těchto prostředí. Uvedeme hlavní rozdíly mezi LH a RH (right handed) prostředími a popíšeme jaké jevy nastanou na rozhraní mezi těmito prostředími. Ve druhé části této kapitoly se zaměříme na obecné principy návrhu těchto struktur. Uvedeme princip vytvoření CRLH vedení a následně si ukážeme jak lze toto vedení využít ke konstrukci antény s vytékající vlnou. V závěru kapitoly se zaměříme na stručný úvod do vícedimenzionálních metamateriálových struktur.

2.1 LH prostředí

LH prostředí je charakterizováno tím, že vykazuje zápornou elektrickou permitivitu ε a zápornou magnetickou permeabilitu μ . Z Maxwellových rovnic lze snadno ukázat, že pokud jsou oba tyto parametry záporné, pak prostředí způsobí antiparalelní orientace fázové a grupové rychlosti a levotočivou soustavu vektorů \mathbf{E} , \mathbf{B} a \mathbf{k} . Maxwellovy rovnice můžeme psát v obecném diferenciálním tvaru:

$$\nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \rho_e(\mathbf{r}, t) \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \rho_m(\mathbf{r}, t) \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{j}_e(\mathbf{r}, t) + \frac{\partial \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\mathbf{j}_m(\mathbf{r}, t) - \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.4)$$

Kde \mathbf{E} [V/m], je intenzita elektrického pole \mathbf{B} [W/m²] je magnetická indukce, \mathbf{D} [C/m²] je elektrická indukce, \mathbf{H} [A/m] je intenzita magnetického pole, ρ_e [C/m³] je prostorová hustota elektrického náboje \mathbf{j}_e [A/m²] je proudová hustota nosičů elektrického náboje, ρ_m (*resp.*: \mathbf{j}_m) je fiktivní prostorová hustota magnetického náboje (*resp.*: fiktivní proudová hustota nosičů elektrického náboje). Tyto veličiny jsou označeny jako fiktivní, neboť se doposud nepodařilo dokázat jejich existenci. Mezi dvojicemi vektorů \mathbf{E} a \mathbf{H} \mathbf{B} platí následující vztahy:

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \epsilon_0(1 + \chi_e) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mu_0 \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) + \mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \mu_0(1 + \chi_m) \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \mu \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \quad (2.6)$$

Kde \mathbf{P} [C/m²] je elektrická polarizace, \mathbf{M} [W/m²] je magnetická polarizace, χ_e je elektrická susceptibilita, χ_m je magnetická susceptibilita, $\epsilon_0 = \frac{10^{-9}}{36\pi} \text{ Fm}^{-1}$ je permitivita vakua, $\mu_0 = 4 \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$ je permeabilita vakua, ϵ je permitivita prostředí a μ je permeabilita prostředí. Prozatím budeme předpokládat, že všechny uvedené veličiny jsou nedisperzní a prostředí je lineární izotropní. Nyní předpokládejme, že vektory jsou harmonické, tím pádem je lze zapsat pomocí fázorů:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, t) = \text{Re} \left\{ \mathbf{F}(\mathbf{r}) e^{j\omega t} \right\} \quad (2.7)$$

kde \mathbf{F} je vektorová funkce. Na základě tohoto poznatku a vztahů (2.5) a (2.6) můžeme rovnice (2.1) – (2.4) přepsat do následující podoby:

$$\nabla \cdot \mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) = \rho_e(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) = \rho_m(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.9)$$

$$\nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{j}_e(\mathbf{r}, \omega) + j\omega \mathbf{D}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.10)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -\mathbf{j}_m(\mathbf{r}, \omega) - j\omega \mathbf{B}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.11)$$

Předpokládejme tedy, že se jedná ro rovinnou elektromagnetickou vlnu a pro vektory \mathbf{E} a \mathbf{H} platí následující vztahy:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) e^{-\gamma \cdot \mathbf{r}} \quad (2.12)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{H}_0(\mathbf{r}) e^{-\gamma \cdot \mathbf{r}} = \frac{\mathbf{n}_0 \times \mathbf{E}_0(\mathbf{r}) e^{-\gamma \cdot \mathbf{r}}}{Z} \quad (2.13)$$

Kde $Z = |\mathbf{E}|/|\mathbf{H}|$ je vlnová impedance, $\mathbf{r} = (x, y, z)$ a $\boldsymbol{\gamma} = (K_x, k_y, k_z)$ je konstanta šíření, což je obecně komplexní vektor a nadále jej tedy budeme uvažovat v obecném tvaru:

$$\boldsymbol{\gamma} = \boldsymbol{\alpha} + j\boldsymbol{\beta} \quad (2.14)$$

Předpokládejme nyní prostředí bez zdrojů ($\mathbf{j}_m = \mathbf{0}$, $\mathbf{j}_e = \mathbf{0}$, $\rho_e = 0$, $\rho_m = 0$). Dosazením (2.12), (2.13) do (2.10) a (2.11), obdržíme rovnice ve tvaru:

$$\boldsymbol{\gamma} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = +\omega \mu \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.15)$$

$$\boldsymbol{\gamma} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = -\omega \epsilon \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.16)$$

Z rovnic (2.15) a (2.16) je vidět, že vektory $\boldsymbol{\gamma}$, \mathbf{E} , \mathbf{H} jsou navzájem ortogonální a pro $\epsilon > 0$ a $\mu > 0$ tvoří pravotočivý systém (Right Handed, dále jen RH). V případě, že $\epsilon \mu$ budou záporné, tak vektory budou stále ortogonální, ale budou tvořit levotočivý systém (Left Handed, dále jen LH). Pro LH prostředí můžeme rovnice (2.15) a (2.16) přepsat do obecnějšího tvaru:

$$\boldsymbol{\gamma} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = -\omega |\mu| \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.17)$$

$$\boldsymbol{\gamma} \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) = +\omega |\varepsilon| \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.18)$$

Nyní zbývá odvodit vztahy pro fázovou a grupovou rychlost šířící se vlny v LH prostředí. Pro fázovou rychlost platí:

$$\mathbf{v}_p(\omega) = \frac{\omega}{|\boldsymbol{\gamma}|} \boldsymbol{\gamma} \quad (2.19)$$

Pro grupovou rychlost platí vztah:

$$\mathbf{v}_g(\omega) = \nabla_{\boldsymbol{\gamma}} \omega \quad (2.20)$$

Grupová rychlost nám udává směr a rychlost šíření energie, důležité je si povšimnout faktu, že její směr je pro elektromagnetickou vlnu totožný jako směr Poyntingova vektoru, který je definovaný následovně:

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, \omega) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.21)$$

Pro LH prostředí bude tedy Poyntingův vektor antiparalelní s vektorem $\boldsymbol{\gamma}$. Na základě tohoto faktu, platí pro LH prostředí následující: Fázová a grupová rychlost jsou antiparalelní. V následující části si ukážeme, jaké využití mají takováto LH prostředí a co se děje na rozhraní LH a RH prostředí. Na základě těchto vlastností si zavedeme 2 pojmy. Pojmem dopředné vlny rozumíme vlnu jejíž fázová a grupová rychlost mají totožný směr a pojmem zpětné vlny rozumíme vlnu, která má tyto vektory antiparalelní.

2.2 Speciální vlastnosti LH prostředí

Na začátku této části, uvedeme jeden důležitý fakt: Okrajové podmínky na rozhraní 2 prostředí platí i pro LH prostředí. Okrajové podmínky můžeme psát ve tvaru:

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{D}_2(\mathbf{r}, \omega) - \mathbf{D}_1(\mathbf{r}, \omega)) = \rho_{es}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.22)$$

$$\mathbf{n} \cdot (\mathbf{B}_2(\mathbf{r}, \omega) - \mathbf{B}_1(\mathbf{r}, \omega)) = \rho_{ms}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.23)$$

$$\mathbf{n} \times (\mathbf{E}_2(\mathbf{r}, \omega) - \vec{E}_1(\mathbf{r}, \omega)) = -\vec{\mathbf{j}}_{ms}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.24)$$

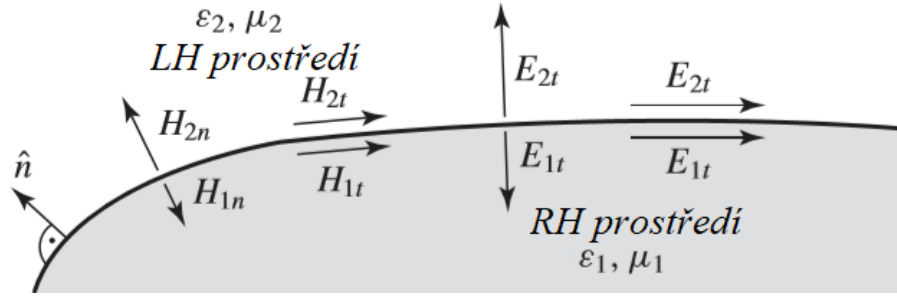
$$\mathbf{n} \times (\mathbf{H}_2(\mathbf{r}, \omega) - \vec{H}_1(\mathbf{r}, \omega)) = +\vec{\mathbf{j}}_{es}(\mathbf{r}, \omega) \quad (2.25)$$

Kde \mathbf{n} je normálový vektor rozhraní, ρ_{es} (resp. ρ_{ms}) je elektrická (resp. magnetická) plošná hustota povrchového náboje a $\vec{\mathbf{j}}_{es}$ (resp. $\vec{\mathbf{j}}_{ms}$) je proudová hustota povrchových nosičů elektrického (resp. magnetického) náboje. Pro rozhraní bez proudů a nábojů platí následující vztahy pro tečnou a normálovou složku vektoru \mathbf{E} (resp. \mathbf{H}):

$$E_{1n} = -\frac{\varepsilon_2}{|\varepsilon_1|} E_{2n} \quad (2.26)$$

$$H_{1n} = -\frac{\mu_2}{|\mu_1|} H_{2n} \quad (2.27)$$

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (2.28)$$



Obrázek 2.1: Zobrazení tečných a normálových složek na rozhraní LH a RH prostředí (převzato a upraveno z [1])

$$H_{1t} = H_{2t} \quad (2.29)$$

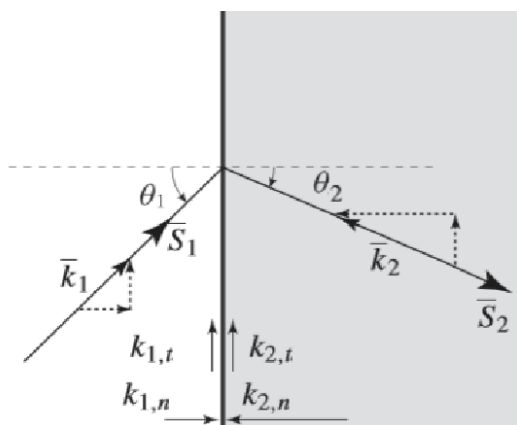
Kde index n značí normálovou složku vektoru a index t značí tečnou složku vektoru. Je tedy vidět, že na rozhraní RH a LH prostředí se tečné složky vektoru \mathbf{E} (resp. \mathbf{H}) zachovávají a normálové složky jsou antiparalelní. Tato situace je znázorněna na obrázku 2.1. Nyní se již můžeme zaměřit na speciální vlastnosti na rozhraní LH a RH prostředí. První z věcí je Snellův zákon lomu. LH prostředí mají jednu speciální vlastnost a tou je záporný index lomu. Tento fakt plyne přímo z definice indexu lomu:

$$n = \frac{c}{v_p} \quad (2.30)$$

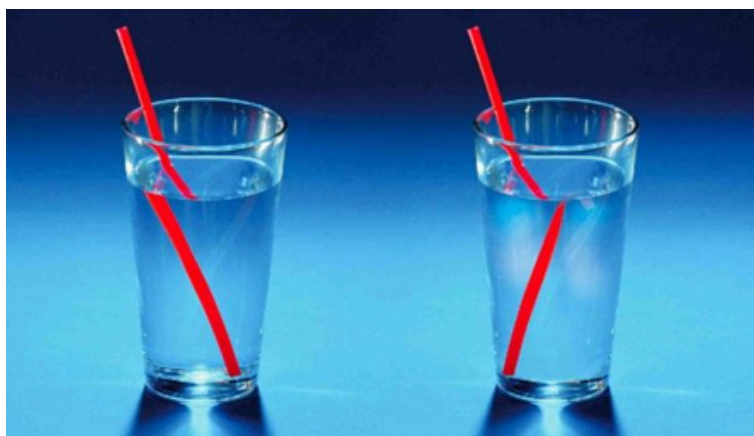
Kde c je rychlost světla ve vakuu a v_p je fázová rychlost. Zápornost indexu lomu je dána zápornou fázovou rychlostí. Snellův zákon můžeme psát v následujícím tvaru:

$$n_1 \sin(\theta_1) = n_2 \sin(\theta_2) \quad (2.31)$$

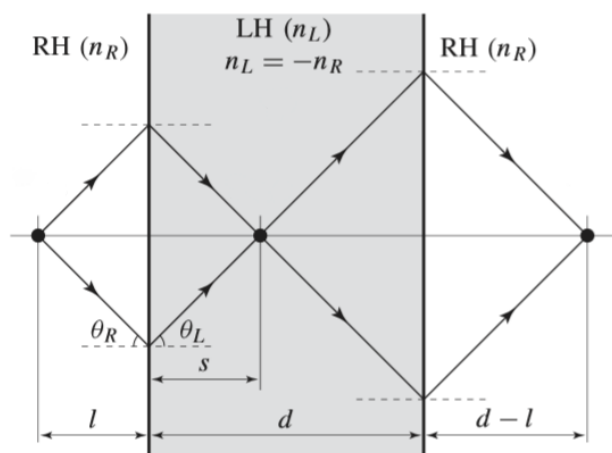
Pokud tedy bude jedno prostředí RH ($n > 0$) a druhé LH ($n < 0$), pak dostáváme „zpětný lom“. Tento jev je zobrazen na obrázku 2.2 a na obrázku 2.3 je vidět je ukázka „LH vody“, (prostředí kde by k takovému lomu mělo docházet). Záporný index lomu se dá využít například při konstrukci „plochých“ čoček. Na rozdíl od běžných čoček nám stačí využít záporného indexu lomu. Konstrukce je velmi jednoduchá. Mezi pozorovatele a pozorovaný objekt umístíme vrstvu LH prostředí. Má-li prostředí ve kterém se nachází pozorovatel a pozorovaný objekt index lomu $n = n_r$ pak by měla LH vrstva mít index lomu $n = -n_r$. Princip těchto čoček je znázorněn na obrázku 2.4. Další zvláštností LH prostředí je zpětný Dopplerův jev a zpětné Čerenkovovo záření. Pro naši práci však nejsou tyto poznatky až tak důležité a proto se jimi zde nebudeme zabývat. Podrobný popis této problematiky spolu s odvozeními lze najít například v [1] nebo [2].



Obrázek 2.2: Záporný lom (Prostředí 1 je RH a prostředí 2 je LH)[1]



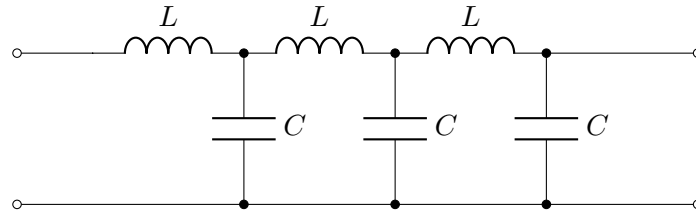
Obrázek 2.3: Voda s kladným indexem lomu (vlevo) a záporným indexem lomu (vpravo)



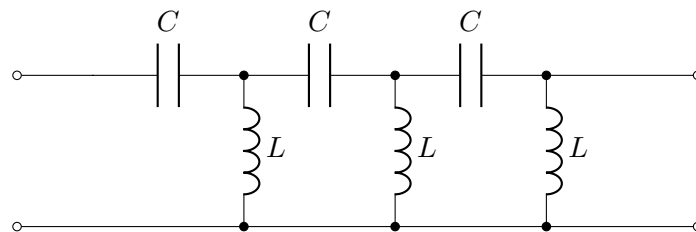
Obrázek 2.4: Princip ploché LH čočky [1]

2.3 Realizace LH prostředí- Metamateriály

LH prostředí se v přírodě běžně nevyskytují. Metamateriály jsou tvořeny jako kompozitní materiály kdy elementární buňky (většinou rezonanční částice) jsou vloženy do základních materiálů. Pro získání efektivní permitivity ε a permeability μ je třeba použít vhodnou homogenizační metodu. Použité elementární částice musí být mnohem menší než vlnová délka. V běžném případě se jedná o disperzní prostředí jehož parametry jsou závislé na kmitočtu. Nemusí se však obecně jednat pouze o materiál se zápornou permitivitou ε a permeabilitou μ . Využívají se i materiály kde je jen jeden z těchto parametrů záporný nebo materiál kde má jeden z těchto parametrů velmi malou hodnotu. Na základě uspořádání buněk pak hovoříme o 1D, 2D nebo 3D struktuře metamateriálu. Nejprve se budeme zabývat 1D strukturou. Teorie přenosového vedení je poměrně silný nástroj pomocí kterého je možné metamateriál popsat. Myšlenkou je vytvořit takové prostředí ve kterém by se šířila vlna s antiparalelními vektory fázové a grupové rychlosti. Takovouto vlnu můžeme vygenerovat modifikací klasického vedení (Náhradní obvodové zapojení je na obrázku 2.5), kde přidáme sériové kapacitory a paralelní induktory (obrázek 2.6). Toto vedení můžeme matematicky popsat pomocí teorie periodických soustav (detaily viz [3]).



Obrázek 2.5: Obvodové zapojení RH vedení



Obrázek 2.6: Obvodové zapojení LH vedení

Analýzou dostaneme vztah pro fázovou konstantu $\beta(\omega)$:

$$\cos(\beta(\omega)) = 1 + \frac{Z_s(\omega)}{Z_p(\omega)} \quad (2.32)$$

Kde Z_p (resp. Z_s) je paralelní (resp. sériová) impedance vedení a p je délka jedné buňky (perioda struktury) této periodické struktury. Známe-li hodnoty Z_p a Z_s můžeme stanovit charakteristickou (Blochovu) impedanci vedení:

$$Z_B(\omega) = \sqrt{Z_s(\omega)(Z_s(\omega) + 2Z_p(\omega))} \quad (2.33)$$

Na základě (2.32), (2.33) a obrázku 2.5 a 2.6 můžeme snadno stanovit hodnoty $\beta(\omega)$ a $Z_B(\omega)$ pro LH a RH prostředí:

$$\cos(\beta_{RH}(\omega)) = 1 - \frac{LC}{2}\omega^2 \quad (2.34)$$

$$\cos(\beta_{LH}(\omega)) = 1 - \frac{2}{LC\omega^2} \quad (2.35)$$

$$Z_{BRH}(\omega) = \sqrt{\frac{L}{C} \left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_{FR}^2}\right)} \quad (2.36)$$

$$Z_{BLH}(\omega) = \sqrt{\frac{L}{C} \left(1 - \frac{\omega_{FR}^2}{\omega^2}\right)} \quad (2.37)$$

Kde $\omega_{FR} = \frac{2}{\sqrt{LC}}$ (resp. $\omega_{FL} = \frac{1}{2\sqrt{LC}}$) je zlomový úhlový kmitočet v RH (resp. LH) prostředí. Disperzní charakteristiky těchto struktur jsou zobrazeny na obrázku 2.7. Z obrázku je vidět, že přenos bude limitován pro takové úhlové kmitočty při kterých $\beta(\omega)$ i $Z_B(\omega)$ jsou reálná čísla. Za zmínku stojí i fakt, že tato situace nastane očividně i pro vedení na obrázku 2.5 a) a přitom se jedná o model ideálního bezeztrátového vedení. Vedení tedy bude schopno přenášet jen pro určité vlnové délky ($\lambda \gg p$). Tím pádem je nutné volit délku buňky p tak aby obvodový model struktury vyhovoval příslušným frekvencím. Vědomi si této podmínky, můžeme rovnice (2.35) a (2.36) přepsat do tvaru:

$$\beta_{RH}(\omega)p = \omega\sqrt{LC} \quad (2.38)$$

$$\beta_{LH}(\omega)p = -\frac{1}{\omega\sqrt{LC}} \quad (2.39)$$

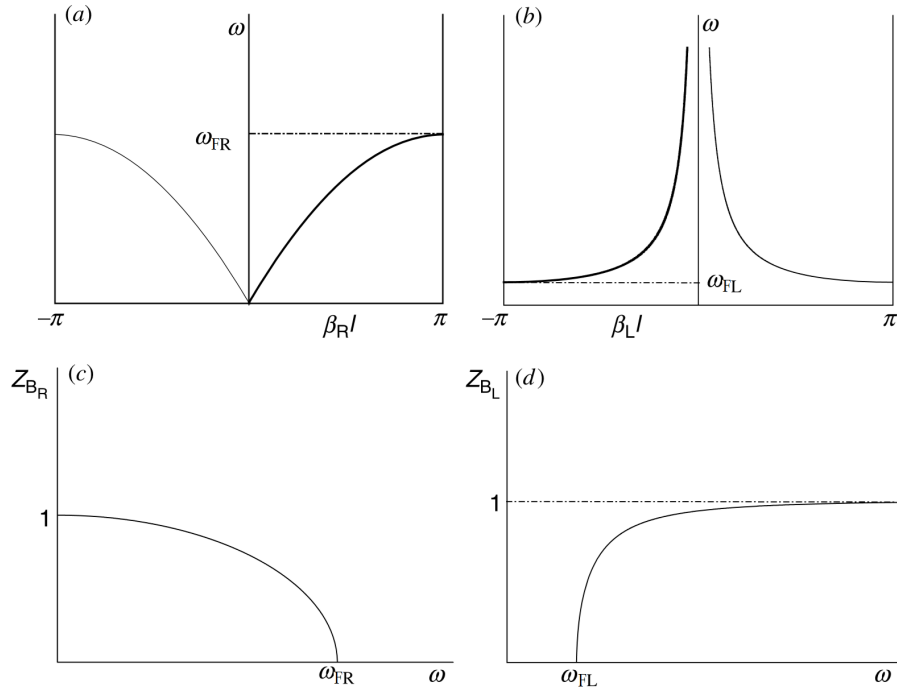
Nyní tedy známe přesné vyjádření $\beta(\omega)$ pro LH i RH prostředí, což znamená, že můžeme odvodit vztahy pro fázovou a grupovou rychlost:

$$v_{pRH}(\omega) = \frac{\omega}{\beta_{RH}} = \frac{l}{\sqrt{LC}} \quad (2.40)$$

$$v_{pLH}(\omega) = \frac{\omega}{\beta_{LH}} = -\omega^2 l \sqrt{LC} \quad (2.41)$$

$$v_{gRH}(\omega) = \left(\frac{\partial\beta_{RH}}{\partial\omega}\right)^{-1} = v_{pRH} \quad (2.42)$$

$$v_{gLH}(\omega) = \left(\frac{\partial\beta_{LH}}{\partial\omega}\right)^{-1} = \omega^2 l \sqrt{LC} \quad (2.43)$$



Obrázek 2.7: Disperzní charakteristiky RH (a) LH(b) prostředí a závislost $Z_B(\omega)$ (c) a LH (d) prostředí [2]

Pro LH prostředí jsou tedy fázová a grupová rychlost antiparalelní. Nyní předpokládáme TEM mód šíření, pomocí něhož můžeme snadno dovodit vztahy pro ε a μ daného prostředí:

$$\frac{Z_s(\omega)}{p} = j\omega\mu \quad (2.44)$$

$$\frac{Y_p(\omega)}{p} = j\omega\varepsilon \quad (2.45)$$

Kde Z_s je sériová impedance a Y_p je paralelní admitance vedení. Pro RH prostředí dostaneme:

$$\varepsilon(\omega) = \frac{C}{p} \quad (2.46)$$

$$\mu(\omega) = \frac{L}{p} \quad (2.47)$$

A pro LH prostředí dostaneme:

$$\varepsilon(\omega) = -\frac{1}{\omega^2 L p} \quad (2.48)$$

$$\mu(\omega) = -\frac{1}{\omega^2 C p} \quad (2.49)$$

Je tedy vidět, že záporného ε (resp. μ) je možno dosáhnout, tím pádem LH prostředí je možné uměle vytvořit, ale bude se jednat o prostředí disperzní. V

reálném případě ovšem není možné vytvořit vedení z obrázku 2.6 neboť nelze prvky umístit do prázdného prostoru, vždy musíme mít hostitelské prostředí, což je standartní RH vedení. Daná struktura tedy bude kombinací 2.5 a 2.6, její náhradní obvodové schéma je na obrázku 2.8. Tato struktura bude schopná přenášet jak dopřednou tak zpětnou vlnu. Nejedná se tedy čistě o LH nebo RH prostředí. Tuto strukturu budeme nadále nazývat CRLH (composite right-left handed) strukturou. Jak si můžeme všimnout tak jsme změnilы značení obvodových prvků prvky C_R a L_R nám generují RH prostředí a prvky C_L a L_L nám generují LH prostředí. Pro $\beta(\omega)$ a $Z_B(\omega)$ platí následující vztahy:

$$\cos(\beta(\omega)p) = 1 - \frac{\omega^2}{2\omega_R^2} \left(1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \quad (2.50)$$

$$Z_B(\omega) = \sqrt{\frac{L_R \left(1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}\right)}{C_R \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)} - \frac{L_R^2 \omega^2}{4} \left(1 - \frac{\omega_s^2}{\omega^2}\right)^2} \quad (2.51)$$

Kde:

$$\omega_R = \frac{1}{\sqrt{C_R L_R}} \quad (2.52)$$

$$\omega_L = \frac{1}{\sqrt{C_L L_L}} \quad (2.53)$$

$$\omega_s = \frac{1}{\sqrt{C_L L_R}} \quad (2.54)$$

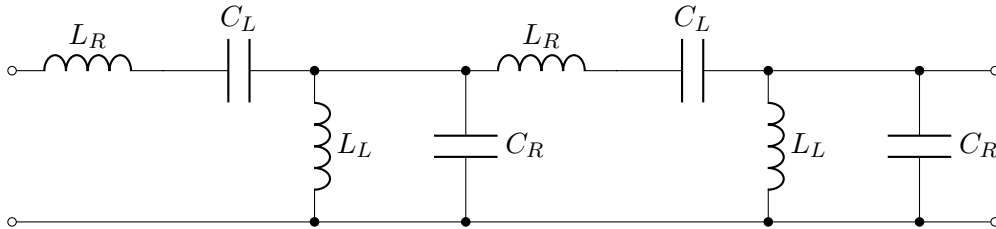
$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{C_R L_L}} \quad (2.55)$$

Kmitočty ω_s a ω_p představují sériový mezní kmitočet a paralelní mezní kmitočet. Známe-li parametry obvodového zapojení CRLH struktury můžeme určit vztahy určující ε a μ tohoto prostředí:

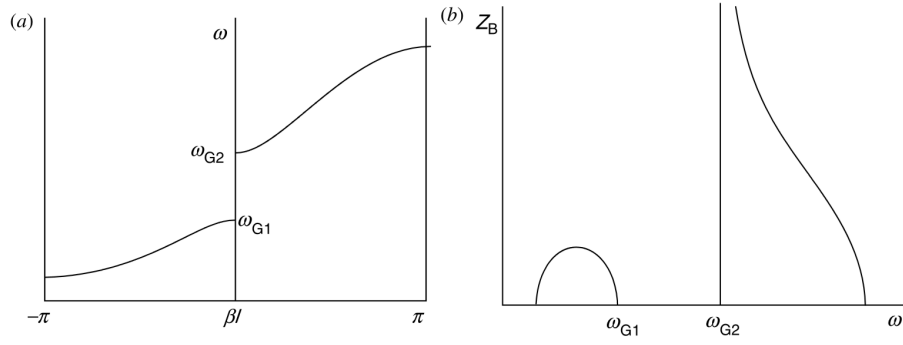
$$\varepsilon(\omega) = \frac{C_R}{p} - \frac{1}{\omega^2 L_L p} \quad (2.56)$$

$$\mu(\omega) = \frac{L_R}{p} - \frac{1}{\omega^2 C_L p} \quad (2.57)$$

Je tedy patrné, že ε a μ můžou nabývat jak kladných tak záporných hodnot. Pomocí CRLH struktury jsme tedy schopni vytvořit disperzní prostředí,



Obrázek 2.8: Obvodové zapojení CRLH struktury



Obrázek 2.9: Zobrazení disperzní charakteristiky $\beta(\omega)$ (a) a $Z_B(\omega)$ (b) CRLH struktury [2]

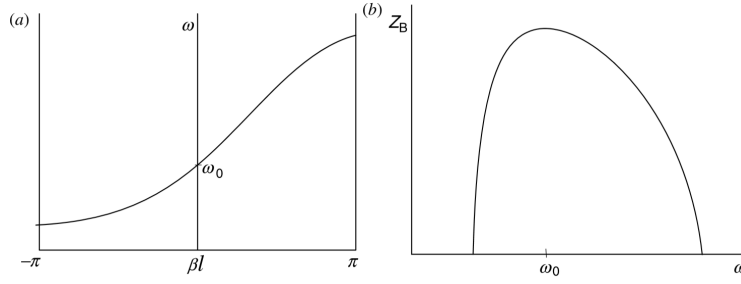
kteřé se bude pro jeden interval kmitočtů chovat jako RH prostředí a pro jinou skupinu kmitočtů jako LH prostředí. Nyní se zaměříme na disperzní charakteristiky takovéto struktury, neboť na rozdíl od čistě RH a LH prostředí bude disperzní charakteristika nespojitá pro reálné hodnoty a $\beta(\omega)$ tak bude obecně nabývat komplexních hodnot. Typické průběhy disperzní charakteristiky a $Z_B(\omega)$ pro CRLH strukturu jsou zobrazeny na obrázku 2.9. Z obrázku je vidět, že disperzní charakteristika je rozdělena na 2 oblasti. Pro nižší kmitočty jsou dominantní prvky C_L a L_L a struktura se chová jako LH struktura a přenos funguje dobře pro zpětné vlny. Pro vyšší kmitočty je situace obrácená, dominantní jsou prvky C_R , L_R a struktura se chová jako RH prostředí a přenos funguje pro dopředné vlny. Pro kmitočtovou oblast ω_{G1} a ω_{G2} se struktura chová jako pásmová zadrž. Tento kmitočtový interval budeme dále nazývat „gap“. Za povšimnutí stojí situace kdy se nám podaří zvolit taková parametry, že gap zmizí. To znamená, že změna mezi LH a RH chováním struktury probíhá spojitě a $\beta(\omega)$ tak nabývá reálných hodnot. Takováto struktura se nazývá vyvážená CRLH struktura a platí pro ní následující:

$$\omega_s = \omega_p = \omega_0 \quad (2.58)$$

$$Z_B(\omega) = \sqrt{\frac{L_R}{C_R}} = \sqrt{\frac{L_L}{C_L}} \quad (2.59)$$

Průběh disperzní charakteristiky a $Z_B(\omega)$ pro vyrovnanou CRLH je zobrazen na obrázku 2.10. Pro vyváženou CRLH strukturu navíc platí důležitý vztah pro $\beta(\omega)$:

$$\beta = \frac{1}{p} \left(\frac{\omega}{\omega_R} - \frac{\omega_L}{\omega} \right) = \frac{1}{p} \left(\omega \sqrt{C_R L_R} - \frac{1}{\omega \sqrt{C_L L_L}} \right) \quad (2.60)$$



Obrázek 2.10: Zobrazení disperzní charakteristiky $\beta(\omega)$ (a) a $Z_B(\omega)$ (b) vyvážené CRLH struktury [2]

2.4 Vyzařování CRLH struktury

V kapitole 2.3. jsme popsali CRLH strukturu jako vedení. Bude-li toto vedení ve volném prostoru a vlnová délka bude splňovat určitá kritéria (viz dále), pak tato struktura bude vyzařovat. Bude se jednat o poněkud jiný druh vyzařování, než u klasické dipólové antény. Jak jsme již zmínili, struktura se chová jako vedení, vede tedy vlnu. Vyzařování si tedy můžeme představit tak jako kdyby vlna z této struktury (vedení) vytékala do volného prostoru. Odtud také pochází název tohoto typu antén: „Anténa s vytékající vlnou“ (Anglicky Leaky wave anténa, dále zkráceně LW anténa). V následující kapitole si vysvětlíme princip tohoto vyzařování a popíšeme jaký vliv bude mít záporná permitivita (resp. permeabilita). Jejich velikost tak nesouvisí s frekvencí na které vyzařují nýbrž se směrovostí. Oproti rezonančním anténám vykazují LW antény vysokou směrovost. V blízkosti nad povrchem LW antény platí pro vlnovou veličinu následující vztah:

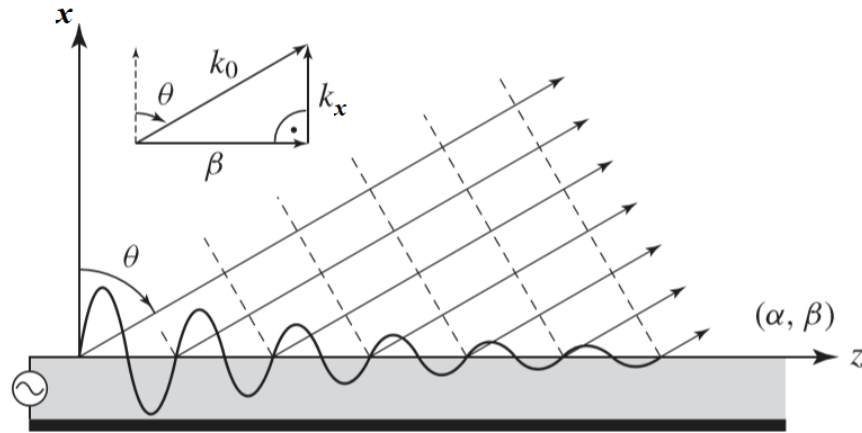
$$\Psi(x, z) = \Psi_0 e^{-\gamma z} e^{-jk_x x} = \Psi_0 e^{-(\alpha z + j\beta z)} e^{-jk_x x} = \Psi_0 e^{-\alpha z} e^{-j\beta z} e^{-jk_x x} \quad (2.61)$$

Kde γ je konstanta šíření definovaná v (2.14) a k_x je konstanta šíření ve směru kolmém ke směru \mathbf{z}_0 , který odpovídá směru šíření vlny ve vedení. Tento jev je zobrazen na obrázku 2.11. Z obrázku je patrný vztah mezi k_x a $\beta(\omega)$:

$$k_x = \sqrt{k_0^2 - \beta^2(\omega)} \quad (2.62)$$

Kde $k_0 = \frac{\omega}{c}$ je konstanta šíření ve volném prostoru. Nyní je důležité povšimnout si následujícího faktu. Bude-li $k_0 > \beta$ struktura bude vyzařovat do prostoru a vlna která bude vytékat se bude prostorem dále šířit. Jedná se o tzv. vytékající vlnu, její amplituda teoreticky roste exponenciálně ve směru osy x . U reálné struktury musí být splněna podmínka vyzařování v nekonečnu. Amplituda této vlny musí po nějaké vzdálenosti začít klesat. Ale k_x je kladné reálné číslo. V případě kdy $k_0 < \beta$ se bude vyzařovat vlna s exponenciálním útlumem, tedy vlna evanescentní a můžeme říci, že struktura vyzařovat nebude a bude se tak chovat pouze jako vedení. Dále si musíme uvědomit, jaký vztah platí pro úhel $\theta(\omega)$:

$$\sin(\theta(\omega)) = \frac{\beta(\omega)}{k_0} \quad (2.63)$$



Obrázek 2.11: lustrace chování vlny v těsné blízkosti nad povrchem LW antény, plné (resp. čárkované) čáry představují hladiny konstantní amplitudy (resp. fáze)[1]

$\theta(\omega)$ nám tedy udává úhel pod kterým bude vlna vyzařována. Jelikož je $\beta(\omega)$ disperzní, bude se tento úhel měnit. Důležité je poznamenat, že v případě kdy $\beta(\omega) < 0$ je tento úhel záporný, tím pádem získáváme zpětné vyzařování. V rovnici (2.61) se dále vyskytuje parametr $\alpha(\omega)$ tento parametr reprezentuje ve výkonové bilanci ztráty. Nejedná se však o ohmické ztráty, nýbrž $\alpha(\omega)$ přímo reprezentuje vyzářený výkon. Tento parametr tak ovlivňuje rozměry antény, je-li $\alpha(\omega)$ malé, pak anténa musí být dlouhá, neboť výkonové ztráty na jednotku délky jsou malé. Tím docílíme velmi dobrou směrovost vyzařovaného paprsku. Je-li ovšem $\alpha(\omega)$ velké, pak se velká část výkonu vyzáří hned na začátku struktury a směrovosti se nedosáhne. Pro konstrukci dobře směrované LW antény bychom se tedy měli soustředit na to aby bylo $\alpha(\omega)$ malé a tím docílili co nejlepší směrovosti. Uvážíme-li tedy vytékající vlnu jako výkonové ztráty, pak je možné upravit naše obvodové zapojení (Obrázek 2.8) přidáním sériového odporu R a paralelní vodivosti G . Tento obvodový model je na obrázku 2.12. Pro konstantu šíření ve vlnovodu pak bude platit následující vztah:

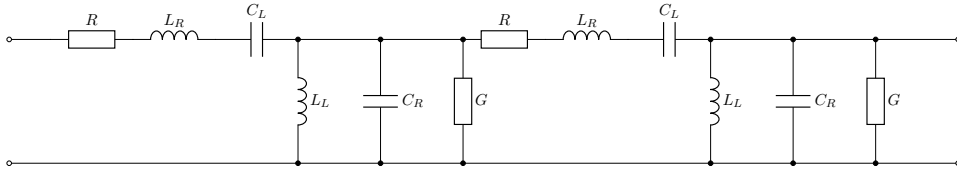
$$\gamma(\omega) = \alpha + j\beta = \sqrt{(RG - Z(\omega)Y(\omega)) - j(RY(\omega) + GZ(\omega))} \quad (2.64)$$

Kde:

$$Z(\omega) = \omega L_R - \frac{1}{\omega C_L} \quad (2.65)$$

$$Y(\omega) = \omega C_R - \frac{1}{\omega L_L} \quad (2.66)$$

$Z(\omega)$ (resp. $Y(\omega)$) tak představuje sériovou impedanci (resp. paralelní admittanci) CRLH vedení. Bude-li tedy $\gamma(\omega) = j\beta$ struktura vyzařovat nebude, tuto frekvenční oblast nazveme pásmo pomalých vln (slow wave region). Bude-li



Obrázek 2.12: Obvodový model ztrátové CRLH struktury

$\gamma(\omega) = \alpha + j\beta$ struktura bude vyzařovat a tuto frekvenční oblast nazveme pásmo rychlých vln (fast wave region). Zaměřme se nyní na strukturu antény, ta může být buď jednotná po celé její délce, nebo periodicky se opakující. Jednotné struktury zde zmiňovat nebudeme, čtenář se o může dočíst v [1]. U periodické struktury LW antény můžeme nalézt vztah pro $\gamma(\omega)$ řešením vlnové rovnice pro periodickou strukturu:

Pozn.: Konkrétním řešením vlnové rovnice se zde zabývat nebudeme. Odvození následujícího vztahu můžeme nalézt v [1] a [2], zde uvedeme pouze výsledek.

$$\Psi_\gamma(z) = \Psi(z) e^{\gamma z} = e^{-\alpha(\omega)z} \sum_n e^{-j\beta_n(\omega)z} \quad (2.67)$$

Kde:

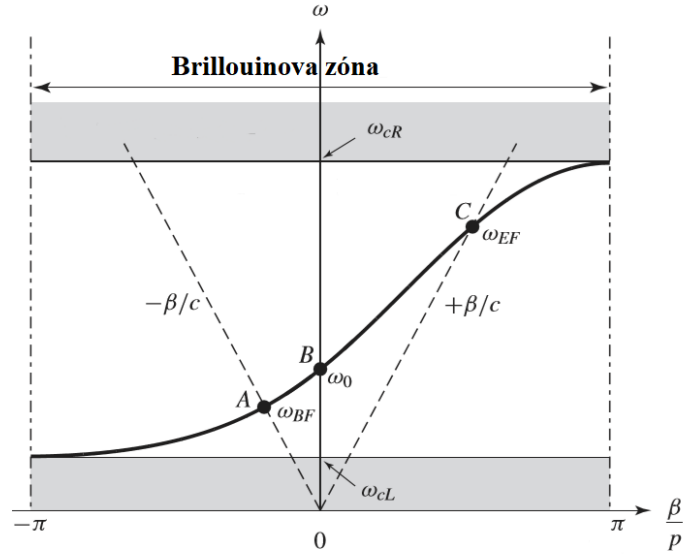
$$\beta_n(\omega) = \beta_0(\omega) + \frac{2\pi n}{p} \quad (2.68)$$

Kde $p[m]$, je perioda struktury. Řešení tak dostáváme ve tvaru Floquetovy expanze do harmonických funkcí. Je možné si všimnout, že mohou existovat takové kmitočty pro které $\beta_n(\omega) = 0$ a zároveň $\alpha(\omega) \neq 0$. Pro tyto kmitočty bude struktura vyzařovat do stran a tato kmitočtová oblast odpovídá oblasti typu gap. V této oblasti nemáme směrovost. Otevřenou CRLH strukturu tak můžeme považovat za periodickou LW anténu. Pro vyváženou strukturu platí rovnice (2.61), disperzní diagram této struktury je na obrázku 2.13. V případě, kdy bychom měli nevyváženou strukturu, křivka by vykazovala nespojitost pro $\beta(\omega) = 0$ což odpovídá oblasti gap. Na obrázku 2.13 můžeme vidět, že oblast grafu je čárkovanými čarami a osou ω rozdělená do 4 oblastí, tyto oblasti nám určují, zda prostředí bude LH nebo RH a zda bude vlna pouze vedena nebo i vyzařována. Tyto jsou shrnuty v tabulce 2.1.

Fázová rychlost v_p	$\beta(\omega)$	Vlna	Prostředí
$v_p < c$	$\beta(\omega) < 0$	Vedená	LH
$v_p > c$	$\beta(\omega) < 0$	Vyzařovaná	LH
$v_p > c$	$\beta(\omega) > 0$	Vyzařovaná	RH
$v_p < c$	$\beta(\omega) > 0$	Vedená	RH

Tabulka 2.1: Shrnutí vztahů pro CRLH LW anténu

Periodickou LW anténu si zároveň můžeme představit jako anténní řadu. Ve které každá buňka představuje jednu elementární anténu. Proto můžeme



Obrázek 2.13: Disperzní charakteristika vyvážené CRLH struktury. Body A a C představují přechod mezi vedenou vlnou a LW vlnou pro LH prostředí: $\beta(\omega) < 0$ (resp. RH prostředí $\beta(\omega) > 0$). Bod B představuje Vyzařování do stran, tedy $\beta(\omega) = 0$ [1]

vyzařovaný paprsek popsat pomocí vztahu pro anténní řadu, tedy:

$$R(\theta) = \sum_{n=1}^N I_n e^{j((n-1)k_0 p + \xi_n)} \quad (2.69)$$

Kde:

$$\xi_n(\omega) = (n-1)k_0 p \sin(\theta_{MB}(\omega)) \quad (2.70)$$

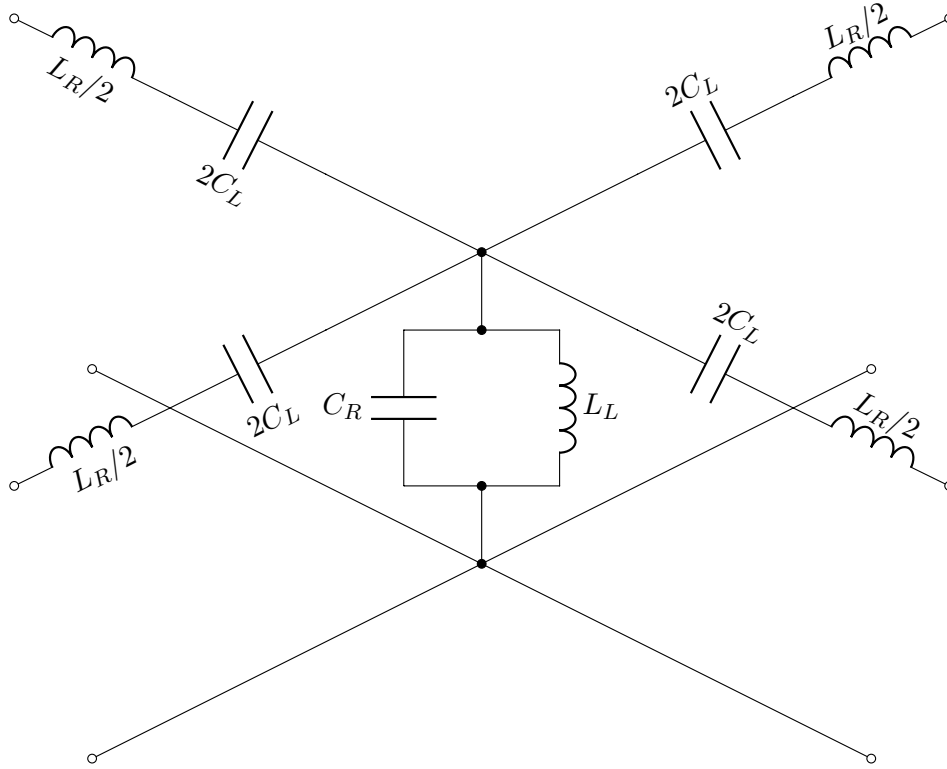
$$I_n(\omega) = I_0 e^{-\alpha(\omega)(n-1)p} \quad (2.71)$$

$$\theta_{MB}(\omega) = \arcsin\left(\frac{\beta(\omega)}{k_0}\right) \quad (2.72)$$

$\theta_{MB}(\omega)$ zde představuje úhel hlavního paprsku. Na základě uvedených poznatků je jasné, že vyvážená CRLH struktura vykazující $\beta \in -0, k_0$ dokáže při dostatečné směrovosti vyzařovat paprsek pod spojitě se měnícím úhlem $\theta \in (0, \pi)$, což klasické LW antény nedokáží. Cílem dalších kapitol bude takovou strukturu navrhnout, analyticky vypočítat její disperzní charakteristiky a dokázat, že existenci LH prostředí na základě zpětného vyzařování.

2.5 2D CRLH struktury

Doposud jsme uvažovali CRLH strukturu jako jednodimenzionální řadu periodicky se opakujících buněk. V případě 2D struktury se již ale jedná o rovinu, složenou z několika takovýchto řad, tím pádem je tato struktura periodická ve více směrech. Zaměříme-li se na jednu elementární buňku této



Obrázek 2.14: Obvodový T-model buňky 2D CRLH struktury

struktury tak popis bude obdobný jako v jednodimenzionálním případě. Pro větší přehlednost zde použijeme 2D T-model buňky, zobrazený na obrázku 2.13. Rovinným periodickým opakováním pak lze získat 2D síť složenou z těchto elementárních buněk, ukázka takovéto sítě je na obrázku 2.14. U 2D případu nastává problém v analytickém výpočtu disperzních charakteristik, oproti 1D struktuře zde bude velmi záležet na šíření vlny. Pro 2D strukturu bude konstanta šíření ve tvaru:

$$\gamma = \alpha + j\beta = \mathbf{k}_x + \mathbf{k}_y \quad (2.73)$$

Konstantu šíření můžeme vypočítat řešením implicitní rovnice:

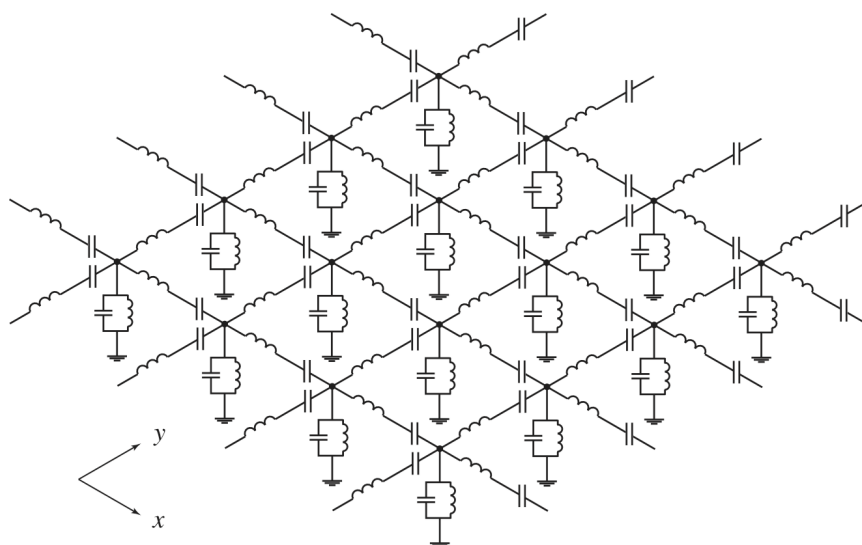
$$\frac{(1 - e^{-jk_x p})^2}{e^{-jk_x p}} + \frac{(1 - e^{-jk_y p})^2}{e^{-jk_y p}} + \chi = 0 \quad (2.74)$$

Kde:

$$\chi = \left(\frac{\omega}{\omega_R}\right)^2 + \left(\frac{\omega_L}{\omega}\right)^2 - \kappa\omega_L^2 \quad (2.75)$$

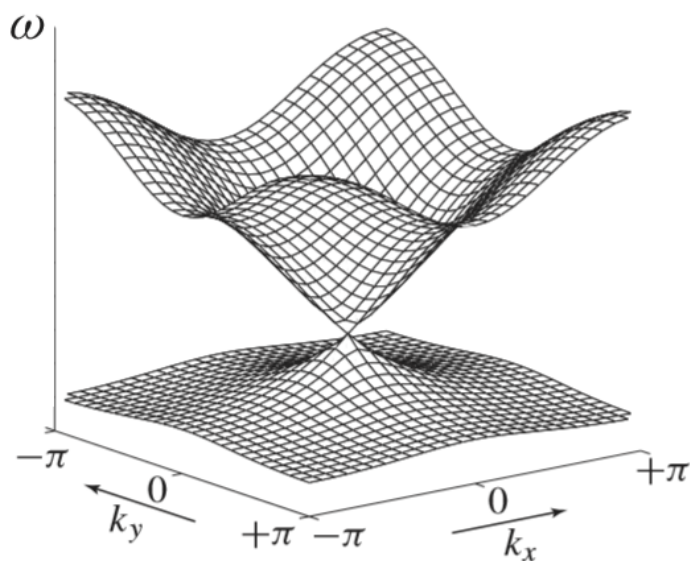
Pro ω_R (resp. ω_{gaL}) platí definice (2.53) (resp. (2.54)) a pro κ platí:

$$\kappa = L_R C_L + L_L C_R \quad (2.76)$$



Obrázek 2.15: Obvodový model 2D struktury [1]

U 2D struktur je ovšem problematický fakt, že vlna se šíří v celé rovině, proto je zde není příliš vhodné používat k analýze soustředné parametry. Velmi efektivní způsob analýzy 2D struktur vede na numerické metody. V tomto textu bych rád zmínil TLM (Transmission Line Matrix), která při analýze nahrazuje prvky C_R a L_R , které obecně generují RH prostředí vedeními. S využitím rozprostřených parametrů je tak možné velmi efektivně strukturu analyzovat, zkoumáním průběhů krátkých a intenzivních impulzů. V této práci se však s přímým užitím této metody nesetkáme, její kompletní popis můžeme najít v [4]. Na 2D strukturách můžeme demonstrovat složitější vlnové vlastnosti LH prostředí. G. V. Eleftheriades na nich dokázal demonstrovat výše zmíněné čočky. Pokud bychom se zabývali realizací těchto struktur, pak je možné je vytvořit pomocí periodicky seřazených destiček (Patch), spojené prokovkami (Pin) s elektrodou s nulovým potenciálem. Jedna taková buňka tvořená, Patchem, pinem a zemnicí elektrodou připomíná tvarem houbu, odtud tedy název houbočková struktura. Zaměříme se nyní na vyzářování těchto 2D struktur. Pokud bychom měli strukturu ve které by se mohla vlna šířit libovonným směrem v rovině (x, y) pak by na základě poznatků ze sekce 2.4 bylo možné natáčet směr vyzářeného paprsku libovonně nad strukturou. My se ale touto univerzální 2D strukturou zabývat nebudeme. Místo toho se zaměříme na strukturu, která vychází z 2D struktury, ale vlna se v ní šíří pouze jedním směrem. Bude se tedy jednat o LW anténu jako v případě 1D struktury, ovšem tato anténa bude složena z tzv. „super-buněk“, které jsou složeny z $n \times$ elementárních buněk. Cílem naší práce bude tedy ověřit, jak se bude lišit LW anténa složená z jedné řady CRLH vedení a jaký vliv bude mít 2D uspořádání ze stejných primitivních buněk. Dle několika prací by toto uspořádání mělo způsobit, že anténa bude operovat na nižším kmitočtu.



Obrázek 2.16: Disperzní charakteristiky 2D struktury [1]

2.6 Reference ke kapitole 2

- [1] C. Caloz, T. Itoh *Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications*, New Jersey: John Wiley Sons, Inc. 2006
- [2] R. Marqués, F. Matín, M. Soroll *Metamaterials with Negative Parameters*, New Jersey: John Wiley Sons, Inc., 2008
- [3] R. E. Collin *Foundations for Microwave Engineering, 2nd Ed.*, IEEE Press, 1992.
- [4] G. V. Eleftheriades, K. G. Balmain *Negative-refraction metamaterials: Fundamental Principles and Applications*, New Jersey: John Wiley Sons, Inc., 2005

Kapitola 3

Návrh a analýza CRLH struktur

V kapitole 2 jsme se seznámili s fyzikální podstatou CRLH prostředí. V této kapitole se zaměříme na konkrétní návrh 1D a 2D struktur. Na základě obvodů se soustřednými parametry odvodíme vzorce pro určení fázové konstanty. Platnost těchto vzorců ověříme simulací v CST microwave studiu jak pomocí Eigen-mode solveru tak i pomocí simulace vyzařovacích charakteristik. Struktury, které vytvoříme, budou dvojího druhu. Tyto druhy se budou lišit geometrií povrchu. Zachováme-li shodné parametry těchto struktur, můžeme zkoumat, jakou roli bude hrát geometrie povrchu.

3.1 Návrh elementární buňky

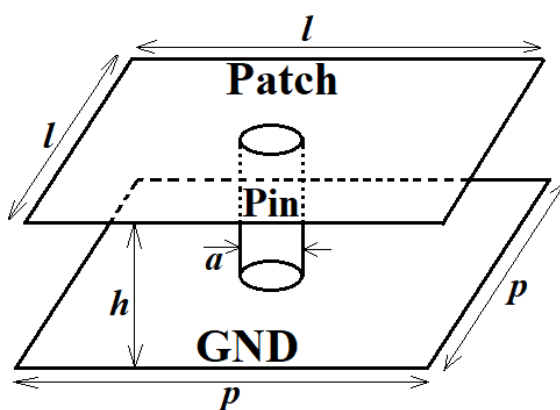
Jak jsme již zmínili v kapitole 2, CRLH struktury jsou periodické. Na základě teorie periodických struktur nám k popisu chování celé struktury bude tedy stačit jedna elementární buňka. Na základě geometrie této buňky vytvoříme náhradní obvodové zapojení a pomocí vhodné metody vypočítáme přenosovou matici \mathbf{T} .

$$\mathbf{T}(\omega) = \begin{pmatrix} A(\omega) & B(\omega) \\ C(\omega) & D(\omega) \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

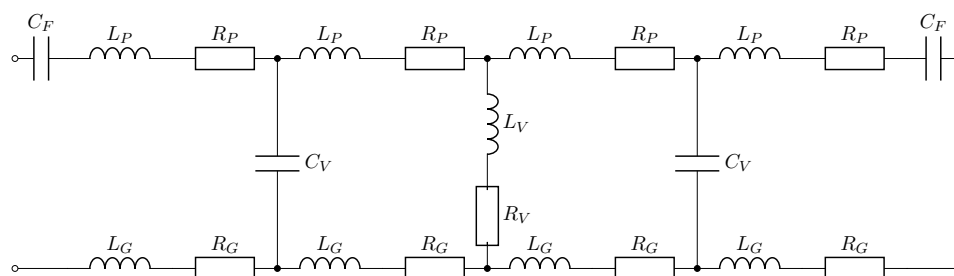
Z přenosové matice jsme pak schopni vypočítat fázovou konstantu pomocí následujícího vztahu:

$$\beta(\omega) = \frac{\arccos\left(\frac{A(\omega)+D(\omega)}{2}\right)}{p} \quad (3.2)$$

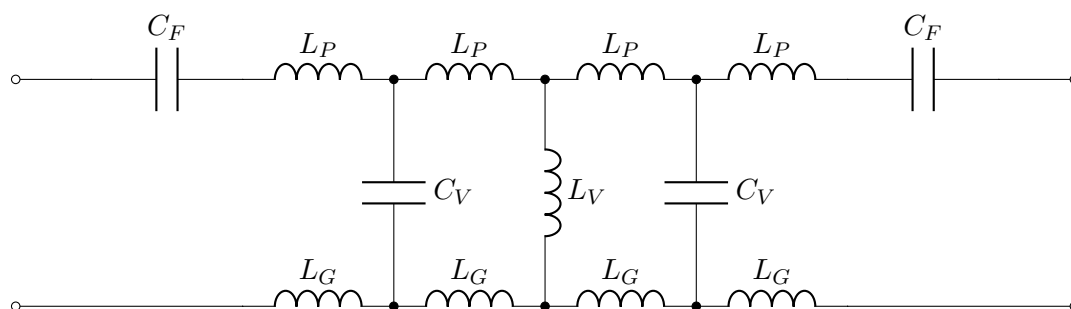
Kde p je fyzická délka buňky. První z CRLH struktur, které jsme navrhli, bude mít čtvercovou geometrii. Buňka se bude skládat ze zemnicí elektrody GND, prokovky Pin a elektrody Patch. Nákres této buňky je na obrázku 3.1. Vzhledem k rozměrům buňky (viz dále) je nemožné aby tato struktura byla volně v prostoru. Proto budeme strukturu realizovat na dielektrickém substrátu s relativní permitivitou ε_r . Této geometrii odpovídá obvodové zapojení zobrazené na obrázku 3.2. Struktura bude ztrátová, čemuž odpovídají odpory, které představují výkonové ztráty.



Obrázek 3.1: Nákres elementární čtvercové buňky



Obrázek 3.2: Obvodové zapojení elementární čtvercové buňky (Převzato a upraveno z [1])



Obrázek 3.3: Obvodové zapojení elementární bezetrátové čtvercové buňky

Pro naše účely ovšem budeme předpokládat, že elektrody jsou z ideálního vodiče a což znamená, že budeme strukturu uvažovat jako bezetrátovou. Obvodové zapojení této struktury je na obrázku 3.3.

Pro velikosti indukčností (resp. kapacit) v obvodu z obrázku 3.3 platí následující vztahy:

$$C_V = \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r (l^2 - a^2)}{h} \quad (3.3)$$

$$C_F = 2\varepsilon_0\varepsilon_r \frac{2p}{\pi} \ln \left(\sin^{-1} \left(\frac{\pi(p-l)}{2p} \right) \right) \quad (3.4)$$

$$L_P = \frac{1}{4} \frac{\mu_0 l_p}{2\pi} \left(\ln \left(\frac{2l_p}{w_p + t_p} \right) + \frac{1}{2} \right) \quad (3.5)$$

$$L_G = \frac{1}{4} \frac{\mu_0 l_g}{2\pi} \left(\ln \left(\frac{2l_g}{w_g + t_g} \right) + \frac{1}{2} \right) \quad (3.6)$$

$$L_V = \frac{\mu_0 h}{4\pi} \left(\ln \left(\frac{p^2}{a^2} \right) + \frac{a^2}{p^2} - 1 \right) \quad (3.7)$$

Kde l je délka hrany patche, a je průměr pinu, h je vzdálenost patche a desky, p je délka hrany elektrody GND a l_i (resp. w_i , t_i) je délka (resp. tloušťka, šířka) elektrody (kde i je p (patch) nebo g (GND)). Odvození těchto hodnot bylo inspirováno pracemi [2], [3] a [4]. Vzhledem k tomu, že se jedná o lineární obvod můžeme jej analyzovat pomocí kaskádního dvojbranu, pro jehož prvky platí následující vztahy:

Pozn.: Tento dvojbran bude naší přenosovou maticí.

$$A(s) = \left. \frac{U_1(s)}{U_2(s)} \right|_{I_2=0} \quad (3.8)$$

$$B(s) = - \left. \frac{U_1(s)}{I_2(s)} \right|_{U_2=0} \quad (3.9)$$

$$C(s) = \left. \frac{I_1(s)}{U_2(s)} \right|_{I_2=0} \quad (3.10)$$

$$D(s) = - \left. \frac{I_1(s)}{I_2(s)} \right|_{U_2=0} \quad (3.11)$$

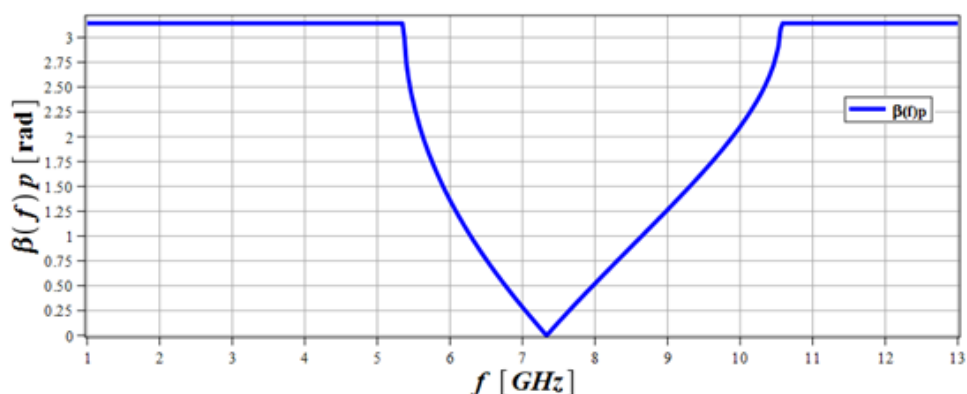
Kde $U_1(s)$ (resp. $I_1(s)$) představuje Laplaceův obraz vstupního napětí (resp. proudu) a $U_2(s)$ (resp. $I_2(s)$) představuje Laplaceův výstupního napětí (resp. proud). Analýzu tedy provádíme v prostoru Laplaceových obrazů a jelikož předpokládáme ustálený stav tak můžeme využít faktu:

$$s = j\omega. \quad (3.12)$$

Což znamená, že určujeme frekvenční charakteristiku systému. Výpočet je zdlouhavý a proto jej zde uvádět nebudeme. Uvedeme zde pouze výsledek a to průběh $\beta(f)$ (3.2), který je zobrazený na obrázku 3.4. Tento průběh odpovídá konkrétním parametrům, které jsou uvedeny v tabulce 3.1. *Pozn. V kapitole 2 jsme pracovali s úhlovým kmitočtem ω , pro praktické využití je ale lepší využít frekvenci $f = \omega / (2\pi)$. Nadále tedy budeme pracovat přímo s frekvencí f .* Na základě průběhu vidíme, že se nám podařilo vytvořit vyváženou strukturu. Zpětná vlna se může šířit v intervalu $f \in \langle 5, 36 ; 7, 33 \rangle$ GHz, což odpovídá LH charakteru daného prostředí, dopředná vlna se pak bude šířit v pásmu $f \in \langle 7, 33 ; 10, 55 \rangle$ GHz, což odpovídá chování RH prostředí. Obvodovým modelem (Obrázek 3.3) nejsme schopni analyzovat vlnové chování pro vyšší kmitočty, neboť jeho fyzická délka je pro tyto kmitočty výrazně větší než

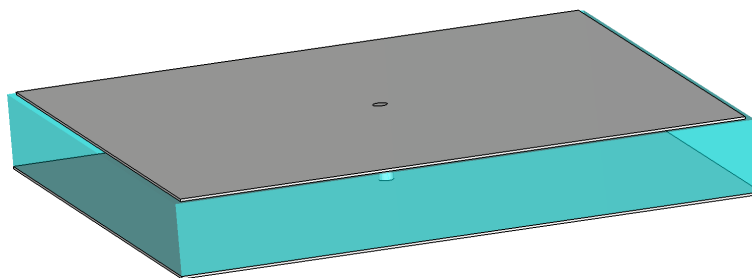
Název	Hodnota
p	4 mm
lc	3.9 mm
a	0,2 mm
h	0,508 mm
w	0,017 mm
ε_r	3,66 mm

Tabulka 3.1: Hodnoty parametrů čtvercové buňky

Obrázek 3.4: Analyticky vypočítaný průběh $\beta(f)$

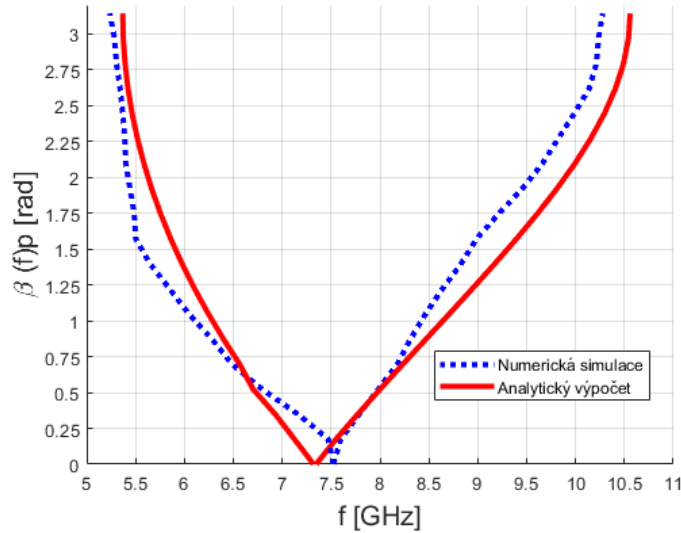
vlnová délka příslušné elektromagnetické vlny. Analytický výpočet elementární buňky tedy máme.

Nyní pomocí programu CST Microwave Studio vytvoříme model této buňky a pomocí numerických výpočtů budeme simulovat disperzní charakteristiky této buňky. Model buňky je znázorněn na obrázku 3.5. Jako materiál pro elektrody (GND a Patch) a prokovku (Pin) volíme PEC (Perfect Electric Conductor). Materiál pro dielektrický substrát jsme navrhli jako nový materiál s permeabilitou $\mu = \mu_0$ a permitivitou $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ kde hodnota ε_r je uvedena v tabulce 3.1. Pomocí simulace Eigen-Mode solver nastavíme fázové posuny přes délku zadané buňky a Eigen-Mode solver pomocí metod konečných prvků vypočítá, pro jaké charakteristické vidy a jim odpovídající frekvence těchto fázových posuvů dosáhneme. Známe-li frekvence pro příslušné fázové



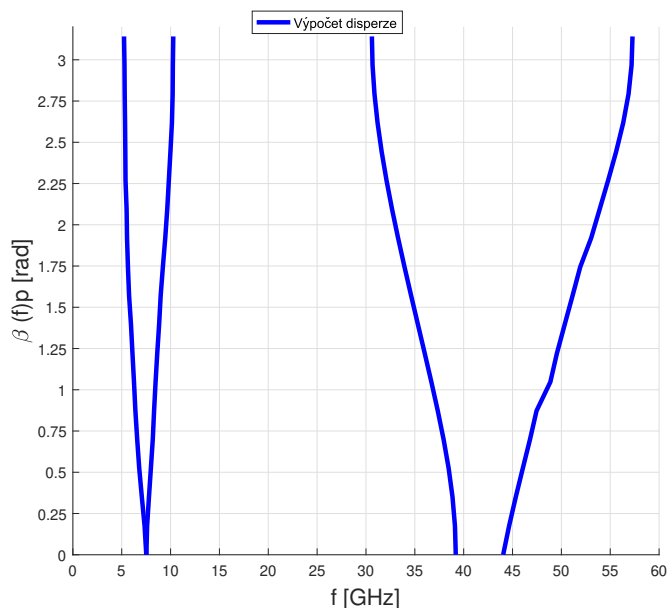
Obrázek 3.5: Model čtvercové elementární buňky

posuvy, můžeme je porovnat s frekvencemi z našeho analytického výpočtu. Toto porovnání je znázorněno na obrázku 3.6.



Obrázek 3.6: Porovnání analytického výpočtu a numerické simulace pro čtvercovou buňku

Struktura se tedy chová LH prostředí pro kmitočty z intervalu $f \in \langle 5, 23 ; 7, 5 \rangle$ GHz. Z obrázku vidíme, že zde je jistá odchylka mezi analytickým řešením a numerickou simulací. Průměrná odchylka od našeho analytického výpočtu vychází $\Delta f = \pm 0,2108$ GHz což lze považovat za dobrý výsledek vzhledem k velikosti kmitočtových intervalů. Kromě charakteristických vidů porovnatelnými s analytickými výpočty jsme pomocí simulací získali další vidy na vyšších frekvencích. Dostáváme tak disperzní charakteristiku buňky pro kmitočtový interval $\langle 1 ; 50 \rangle$ GHz, jejíž průběh je znázorněn na obrázku 3.7. Vidíme tak, že dle simulací se struktura chová jako LH prostředí i v kmitočtovém intervalu $\langle 30,5 ; 40 \rangle$ GHz. Tento kmitočtový interval bude i vhodný pro měření, neboť je dostatečně široký a struktura je pro tento kmitočtový interval dobře impedančně přizpůsobená. Dále zde můžeme vidět, že struktura se bude chovat jako RH prostředí na to na kmitočtových intervalech $f \in \langle 13, 22 ; 19, 7 \rangle$ GHz a $f \in \langle 44 ; 57, 2 \rangle$ GHz. Na těchto vyšších kmitočtových intervalech však naše struktura nebude vyvážená, proto pro kmitočty mezi intervaly, ve kterých se struktura bude chovat jako LH a RH se vlna nebude strukturou šířit.



Obrázek 3.7: Disperzní charakteristika čtvercové buňky

3.2 Modifikace elementární buňky na fraktální útvar

Druhá CRLH struktura, kterou jsme navrhli, bude mít buňky hexagonálního tvaru. Budeme tedy zkoumat jeden ze základních útvarů fraktální geometrie. Tato buňka však nebude sama o sobě elementární, neboť se bude skládat ze šestice buněk, které budou mít půdorys ve tvaru rovnostranných trojúhelníků a ty budou odděleny štěrbinami. Nicméně se jedná o nejmenší elementární buňku této struktury generující periodicitu. Obdobně jako u čtvercové buňky i zde bude jedna zemnicí elektroda GND, proklovka a elektroda Patch. Uspořádáním těchto trojúhelníkových buněk do buňky hexagonální zesílíme kapacitní vazby mezi buňkami. Povrch této elementární buňky je zobrazen na obrázku 3.8.

Struktura jedné z těchto trojúhelníkových buněk je znázorněna na obrázku 3.9. Zaměříme se nyní na náhradní obvodové zapojení jedné z těchto trojúhelníkových buněk. Oproti čtvercové buňce bude trojúhelníková buňka navazovat na tři sousední buňky (zanedbáme-li velice slabou vazbu ve středu hexagonální buňky). Obvod se tedy bude větvit. Obvodové schéma je zobrazeno na obrázku 3.10. Pro velikosti jeho prvků budou platit obdobné vztahy jako pro čtvercovou buňku. Tedy:

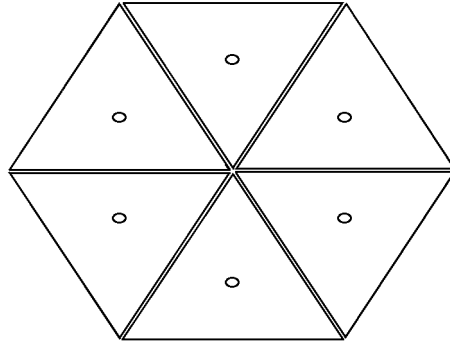
$$C_V = \frac{1}{3} \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r (lt - 2a^2)}{2d} \quad (3.13)$$

$$C_F = 2\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{2v}{\pi} \ln \left(\left(\sin \frac{\pi(v-t)}{2v} \right)^{-1} \right) \quad (3.14)$$

$$L_p = \frac{1}{6} \left(12\mu_0 v \ln \left(\frac{6v}{2\sqrt{3}v + 3w} \right) + 9\mu_0 w \ln \left(\frac{2\sqrt{3}v + 3w}{3w} \right) + \right. \\ \left. + 2\sqrt{3}\mu_0 v \ln \left(\frac{6v}{2\sqrt{3}v + 3w} \right) + \frac{1}{6} \left(12\mu_0 v \ln \left(\frac{6t}{2\sqrt{3}t + 3w} \right) \right. \right. \quad (3.15) \\ \left. \left. + 9\mu_0 w \ln \left(\frac{2\sqrt{3}t + 3w}{3w} \right) + 2\sqrt{3}\mu_0 v \ln \left(\frac{6t}{2\sqrt{3}t + 3w} \right) \right) \right)$$

$$L_V = \frac{\mu_0 d}{4\pi} \left(\ln \left(\frac{pv}{2a^2} \right) + \frac{2a^2}{pv} - 1 \right) \quad (3.16)$$

Kde l je délka hrany patche, a je průměr pinu, h je vzdálenost patche a desky, p je délka hrany elektrody GND a $v = (p\sqrt{3})/2$ (resp. $t = (l\sqrt{3})/$) je výška trojúhelníku GND (resp. Patch).

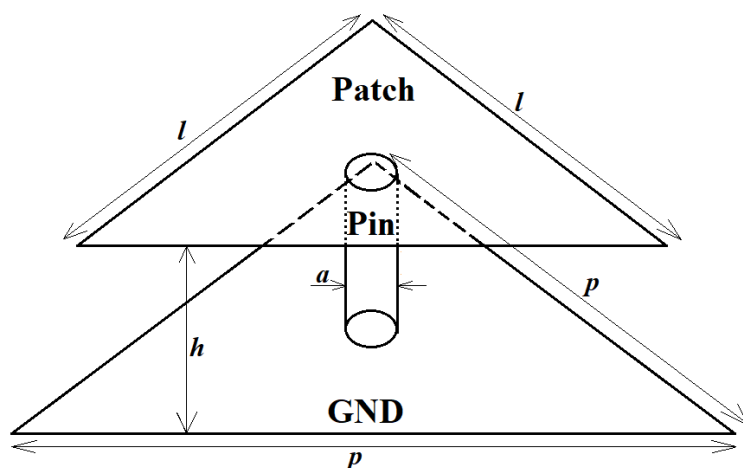


Obrázek 3.8: Schéma povrchu hexagonální buňky

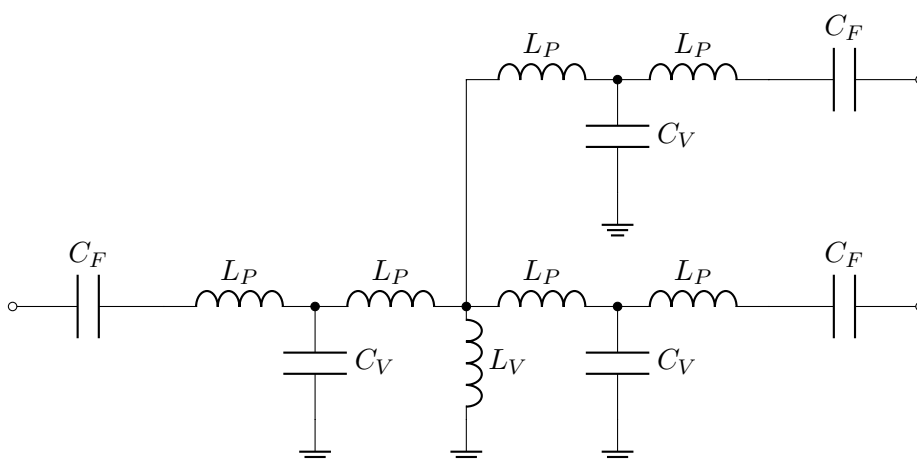
Název	Hodnota
p	4 mm
lc	3.9 mm
a	0,1 mm
h	0,508 mm
w	0,017 mm
ε_r	3,66 mm

Tabulka 3.2: Hodnoty parametrů trojúhelníkové buňky

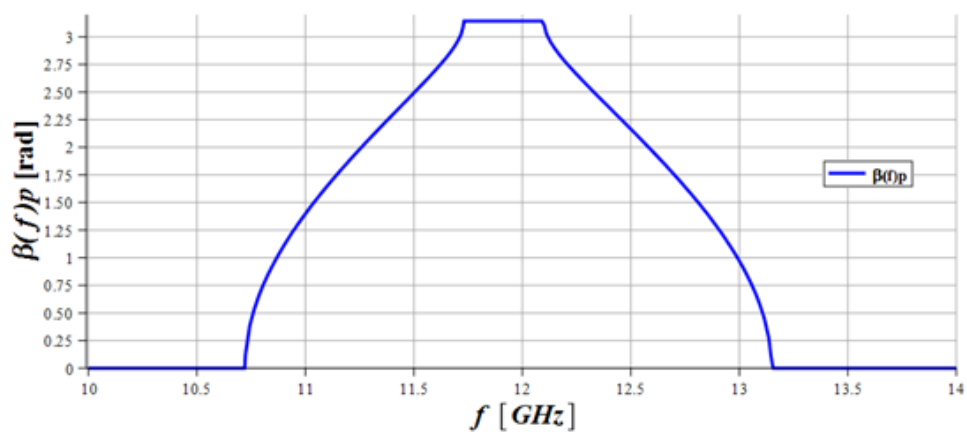
Pozn.: Zatímco u čtvercové buňky byla šířka štěrbin rozdíllem hran elektrod Patch a GND v tomto případě bude šířka štěrbin rozdíllem výšek těchto trojúhelníkových elektrod. Obdobně jako v případě čtvercové buňky i zde postupujeme metodou smyčkových proudů. Zde ovšem musíme obvod sestavit propojením buněk z obrázku 3.10. Výstupy, které nenavážeme, uvažujeme na prázdko. Uvažujme trojúhelníkovou buňku s parametry uvedenými v tabulce 3.2 Výsledný průběh disperzní charakteristiky pro hexagonální buňku složenou z těchto buněk je zobrazený na obrázku 3.11.



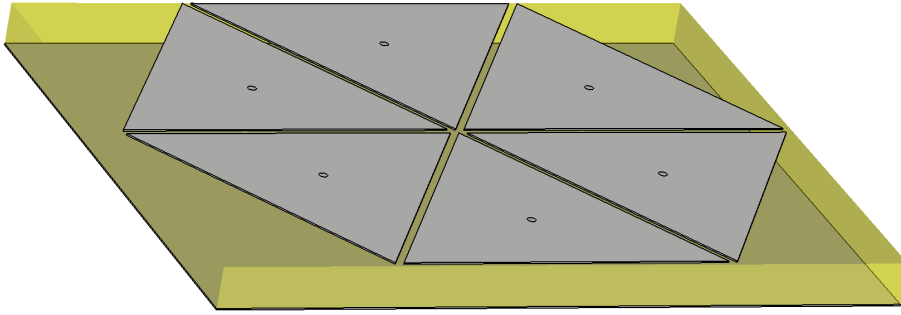
Obrázek 3.9: Nákres struktury trojúhelníkové buňky



Obrázek 3.10: Obvodové zapojení trojúhelníkové buňky

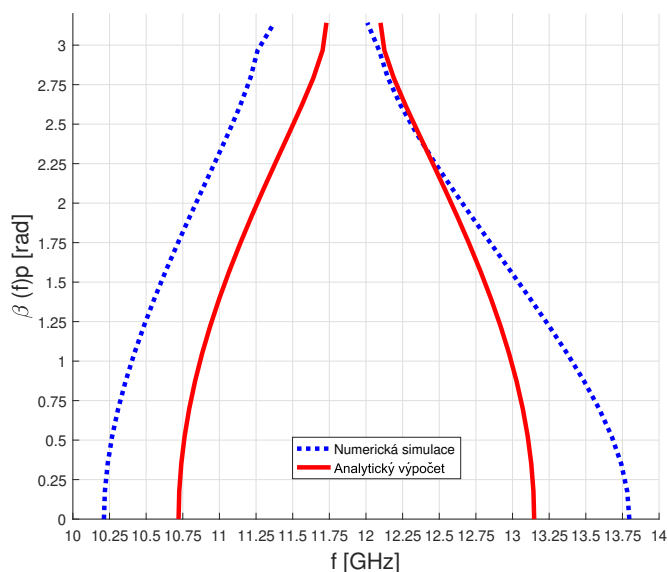


Obrázek 3.11: Disperzní charakteristika hexagonální buňky

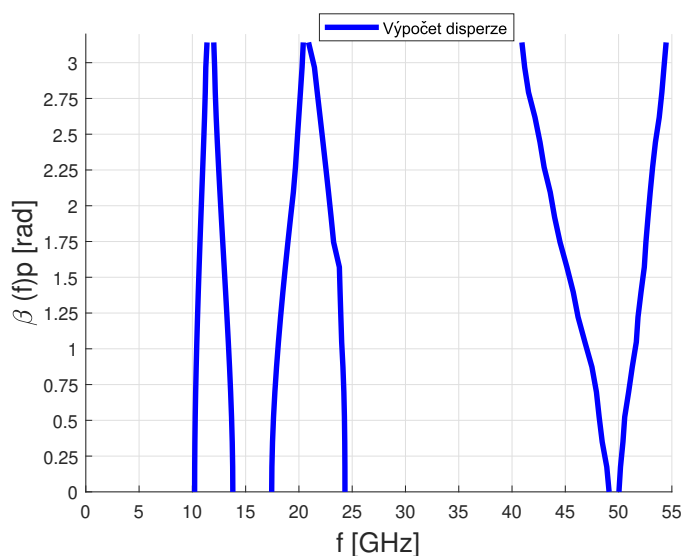


Obrázek 3.12: Model hexagonální buňky

Jak můžeme vidět, jedná se o nevyváženou strukturu. LH prostředí existuje na podstatně vyšších kmitočtech než u čtvercové buňky, konkrétně by mělo odpovídat frekvencím z intervalu $f \in \langle 12,1 ; 13,1 \rangle$ GHz a RH prostředí existuje pro kmitočtový interval $f \in \langle 10,74 ; 11,75 \rangle$ GHz. Vytvořme nyní opět model této hexagonální buňky v CST microwave studiu a ověříme náš výpočet numerickou simulací. Model struktury je zobrazený na obrázku 3.12. Výsledky opět porovnáme s naším analytickým výpočtem. Toto porovnání je zobrazeno na obrázku 3.13. Oproti čtvercové buňce zde máme větší odchylku ve výpočtu, konkrétně $\Delta f = \pm 0.41207734$ GHz.. To může být způsobeno složitějším tvarem Brillouinovy zóny a také faktem, že pro trojúhelníkové elektrody jsme museli vztahy aproximovat neboť pro kapacitu C_L neexistuje analytické vyjádření. Vztahy (3.3) až (3.7) byly námi odvozeny nebo upraveny pro naše potřeby ze vztahů pro čtvercovou buňku. Největší problém, byl při odvození kapacity C_F , kterou jsme museli aproximovat vztahem pro čtvercové elektrody, neboť pro trojúhelníkový případ neexistuje analytické vyjádření tohoto výrazu. Další vliv má samozřejmě plocha substrátu nepokrytá elektrodou Patch, která je podstatně větší než u čtvercové buňky. Z průběhu disperzních charakteristik můžeme vidět, že díky štěrbinám mezi jednotlivými trojúhelníkovými buňkami má přenos soustavy o jeden pól navíc. Tato situace způsobí, že oproti čtvercové buňce, která se se vzrůstem kmitočtu nejdříve chovala jako LH prostředí a poté jako RH prostředí, zde bude situace opačná. Struktura složená z těchto buněk by sama o sobě mohla už být považována za 2D strukturu, neboť každá trojúhelníková buňka má hned 3 sousedy. Z CST studia jsme opět dostali disperzní charakteristiku pro kmitočtový interval $\langle 1, 50 \rangle$ GHz. Průběh je znázorněn na obrázku 3.14. Vidíme, že i hexagonální struktura je schopna vykazovat chování LH prostředí na více kmitočtových intervalech. V našem případě pro $f \in \langle 12 ; 13,76 \rangle$ GHz, $f \in \langle 20,9 ; 24,3 \rangle$ GHz a $f \in \langle 40,9 ; 49,1 \rangle$ GHz. A jako RH prostředí se bude struktura chovat na intervalech $f \in \langle 10,25 ; 11,25 \rangle$ GHz, $f \in \langle 17,4 ; 20,4 \rangle$ GHz a $f \in \langle 50 ; 54,5 \rangle$ GHz.



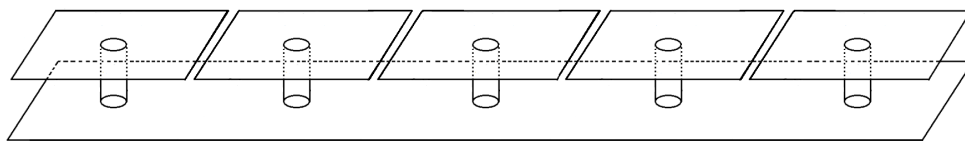
Obrázek 3.13: Porovnání analytického výpočtu a simulace pro hexagonální buňku



Obrázek 3.14: Disperzní charakteristika hexagonální buňky

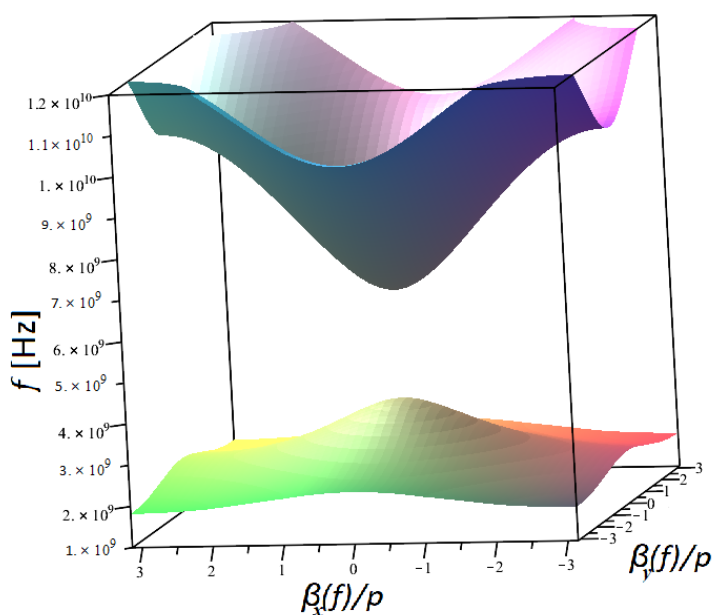
3.3 Návrh Super-Buňky

Doposud jsme se zabývali jen návrhem elementárních buněk. Pojdme se nyní zaměřit na základní buňku 2D struktury, tedy super-buňku. Tato super-buňka není sama o sobě elementární buňkou, nicméně podobně jako v případě hexagonální buňky se jedná o nejmenší možnou buňku generující periodicitu. Jelikož se jedná o 2D strukturu, bude tato super-buňka tvořena řadou n



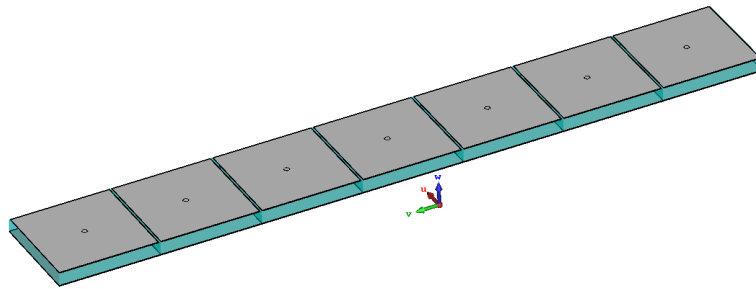
Obrázek 3.15: super-buňka složená z 5ti čtvercových elementárních buněk

elementárních buněk. Tato situace je znázorněna a obrázku 3.15. Analytické řešení této super-buňky již bude složitější. Z obvodového hlediska již na buňku nemůžeme pohlížet jako na klasický dvojbran. Konstantu šíření samozřejmě můžeme najít řešením rovnice (2.74), ovšem vzhledem k tomu, že neuvažujeme klasickou 2D strukturu, ale periodickou LW anténu, tak tato metoda není příliš vhodný nástroj. Začneme opět se čtvercovou geometrií. Budeme-li řešit rovnici (2.74), získáme disperzní charakteristiku jejíž průběh je znázorněn na obrázku 3.16. Rozměry buněk tvořící super-buňku jsou stejné jako rozměry elementární buňky. Jedná se tedy o disperzní charakteristiku super-buňky složené z elementárních buněk s parametry uvedenými v tabulce 3.1.



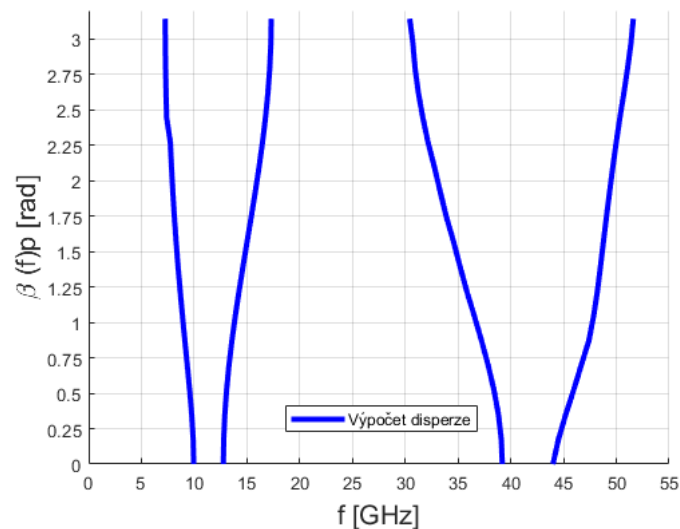
Obrázek 3.16: Disperzní charakteristika 2D struktury složené ze čtvercových buněk

Na základě tohoto průběhu vidíme, že struktura je nevyvážená, což je zajímavé, neboť 1D struktura složená ze stejných čtvercových buněk vyvážená byla. Vzhledem ke geometrii buňky je průběh disperzní charakteristiky středově i osově symetrický, což nás nepřekvapuje, neboť tyto symetrie vykazuje i sama elementární buňka. Pojdme nyní vytvořit model v CST studiu a vypočítáme disperzní charakteristiky numericky. V našem případě volíme čtvercovou super-buňku jako řadu sedmi čtvercových elementárních buněk, parametry těchto buněk jsou uvedeny v tabulce 3.1. Model super-buňky je zobrazen na



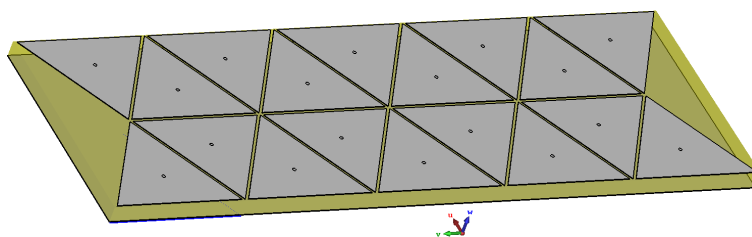
Obrázek 3.17: Model čtvercové super-buňky (vlna se šíří ve směru u)

obrázku 3.17. Opět pomocí Eigen-mode solveru vypočítáme disperzní charakteristiku této buňky. Průběh disperzní charakteristiky je zobrazen na obrázku 3.18. Porovnáme-li charakteristiky 3.16 a 3.18, můžeme na první pohled vidět, že analytický výpočet naprosto selhává. V porovnání s elementární dostáváme první generované LH prostředí na vyšším kmitočtovém intervalu, tedy pro $f \in \langle 7, 25 ; 10 \rangle$ GHz, ovšem druhé generované LH prostředí odpovídá stejnému kmitočtovému intervalu z Obr. 3.7., tedy pro $f \in \langle 30, 5 ; 40 \rangle$ GHz. Změna je u RH prostředí první je generováno pro $f \in \langle 12, 8 ; 17, 3 \rangle$ GHz, druhé RH prostředí je generováno pro $f \in \langle 44 ; 51, 6 \rangle$ GHz, což je oproti elementární buňce podstatně kratší kmitočtový interval.



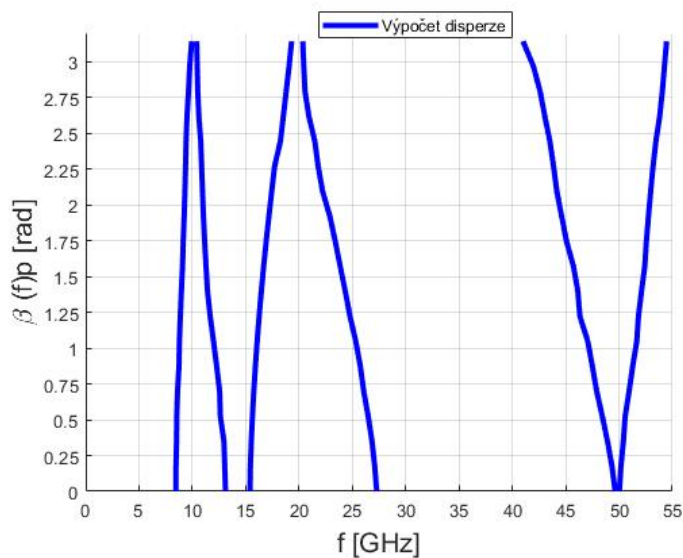
Obrázek 3.18: Disperzní charakteristika čtvercové super-buňky

U Hexagonální struktury bude návrh poněkud složitější, neboť tato struktura nemá stejné symetrie podle roviny xz jako podle roviny yz . Umístíme-li vedle sebe dvě hexagonální buňky, musíme mezery vzniklé mezi nimi doplnit trojúhelníkovými buňkami. Vzniklá super-buňka tak bude kombinací dvou hexagonálních buněk doplněných o trojúhelníkové buňky. Jelikož z buněk budeme vytvářet periodickou LW anténu, volíme naši buňku jako nejmenší periodicitu této antény. V CST studiu vytvoříme model buňky,



Obrázek 3.19: Model hexagonální super-buňky (vlna se šíří ve směru u)

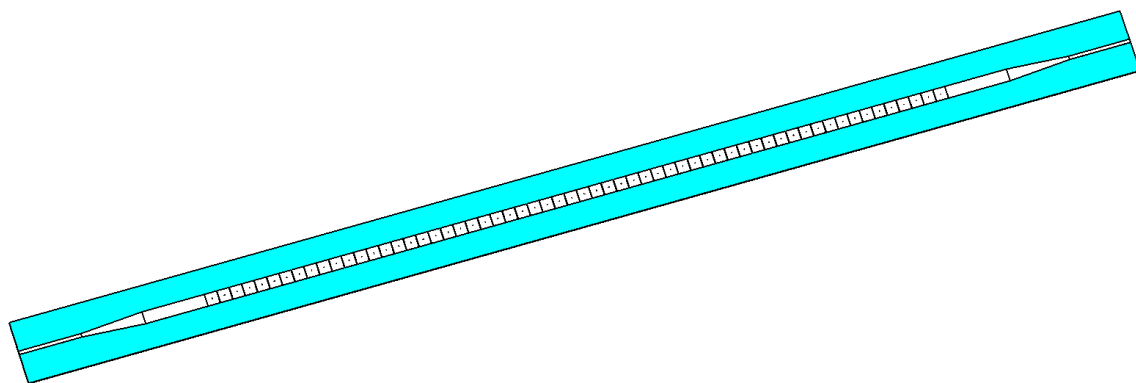
který je zobrazen na obrázku 3.19 a pomocí Eigen-Mode solveru vypočítáme disperzní charakteristiky této super-buňky. Vypočtené hodnoty jsou vykresleny na obrázku 3.20. Struktura se bude chovat jako RH prostředí pro $f \in \langle 8,45 ; 10 \rangle$ GHz, $f \in \langle 15,4 ; 19,3 \rangle$ GHz a $f \in \langle 50 ; 55 \rangle$ GHz a jako LH prostředí pro $f \in \langle 10,4 ; 13,1 \rangle$ GHz, $f \in \langle 20,3 ; 27,3 \rangle$ GHz a $f \in \langle 40 ; 50 \rangle$ GHz, což je změna oproti základní hexagonální buňce.



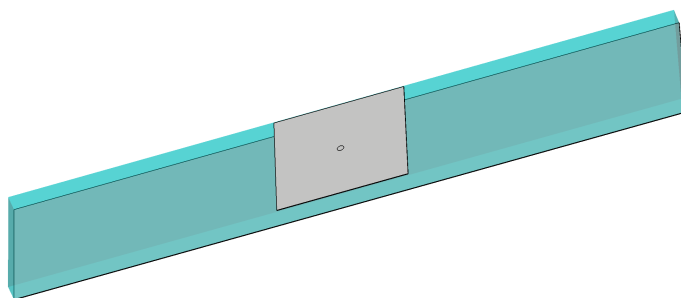
Obrázek 3.20: Disperzní charakteristiky hexagonální super-buňky

3.4 Návrh CRLH struktury jako LW antény

V této části využijeme poznatků z části 3.1 a 3.2 ke konstrukci CRLH struktury. Tyto struktury poté využijeme jako LW antény a budeme zkoumat vliv vychýlení vyzářeného paprsku na kmitočtu. Obecný princip CRLH struktury a LW antény jsou popsány v částech 2.3 a 2.4. V kapitole 2 jsme mnohokrát zmínili, že CRLH struktury jsou periodické. CRLH strukturu tedy vytvoříme periodickým opakováním elementárních buněk. Princip je tedy jednoduchý, budeme periodicky opakovat elementární buňku námi navrženou a tímto získáme periodickou řadu buněk. Tato řada je poté ona CRLH struktura, chceme-li tuto CRLH strukturu využít jako LW anténu, musíme ji napájet. Zde vzniká problém s impedančním přizpůsobením. Pokud bychom totiž připojili konektor přímo na okraj buňky, vlna by se odrazila, neboť prokovky mají malou impedanci a proto působí jako zkrat. Ke každé CRLH struktuře tedy musíme přivést signál pomocí mikropáskového vedení, na které poté připojíme konektory. Jelikož naše buňky mají velice malé rozměry, musíme si dát rovněž pozor na fyzickou realizaci struktury. Abychom zajistili dostatečnou mechanickou pevnost struktury, musíme rozšířit substrát, na kterém je struktura vyrobena. Toto rozšíření substrátu bude mít nepochybně vliv na průběh disperzní charakteristiky, tuto situaci ovšem nemůžeme ovlivnit, pokud chceme strukturu fyzicky vyrobit. Nyní se pojďme podívat na samotné struktury. CST model struktury složené ze šedesáti čtvercových buněk, spolu s mikropáskovým vedením zobrazen na obrázku 3.21. Jelikož CRLH strukturu využíváme jako LW anténu budeme pro popis jejího chování potřebovat vyzářovací charakteristiky. K tomu opět využijeme CST Microwave studio.

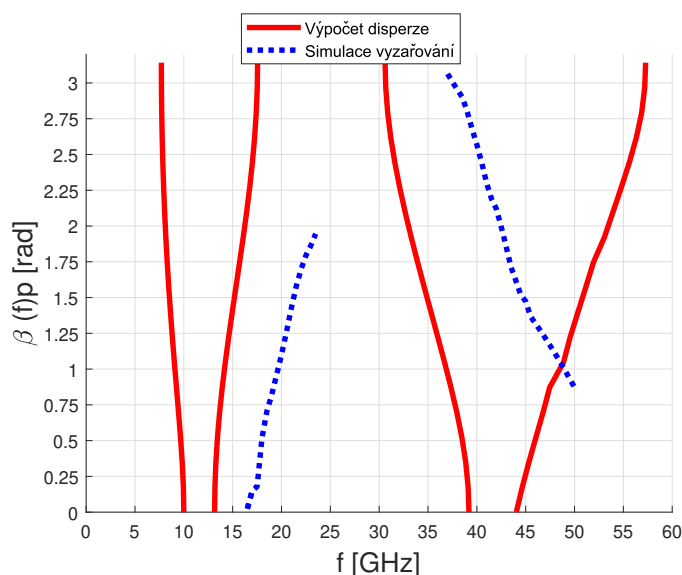


Obrázek 3.21: CRLH struktura složená ze čtvercových buněk

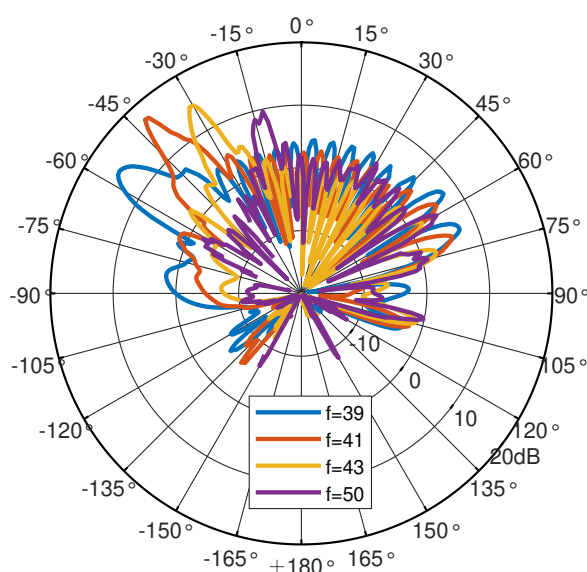


Obrázek 3.22: Modifikace elementární čtvercové buňky o okolní substrát

Pomocí Time-Domain solveru budeme simulovat vyzařování pro frekvence z intervalu $f \in \langle 1 ; 50 \rangle$ GHz. Vhodně si nastavíme Far-Field monitory pro zobrazení pole v zářivé oblasti antény, v našem případě volíme monitory pro frekvenční posuvy $\Delta f = 0,5$ GHz, budeme tedy mít 100 monitorů. Na základě vypočtených vyzařovacích diagramů určíme úhel vyzářeného paprsku a poté pomocí (2.63) vypočítáme $\beta(f)$. Anténa má délku 24 cm díky čemuž bude vyzařovaný parsek dobře směřovaný. Naši elementární buňku jsme ale museli upravit tak, že jsme ji rozšířili o substrát do příčného směru šíření vlny. Tento model je znázorněn na obrázku 3.22. Porovnání výpočtů disperzních charakteristik pomocí Eigen Mode solveru a pomocí vyzařovacích charakteristik je na obrázku 3.23. Zobrazování vychylovaného vyzářeného paprsku je na obrázku 3.24. Z výpočtu disperzních charakteristik v Eigen-mode solveru můžeme rovněž vidět, že okolní substrát má značný vliv na tvar disperzní charakteristiky a na kmitočtové intervaly, které se v tomto případě značně liší od těch, které jsme získali při výpočtu elementární čtvercové buňky bez okolního substrátu (Obrázek 3.7).

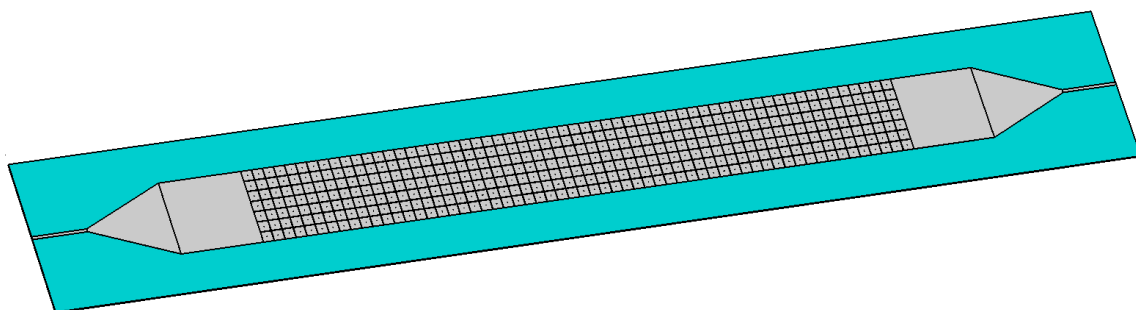


Obrázek 3.23: Porovnání výsledků obdržných ze simulací pomocí Eigen-Mode Solveru a simulací vyzařovacích charakteristik

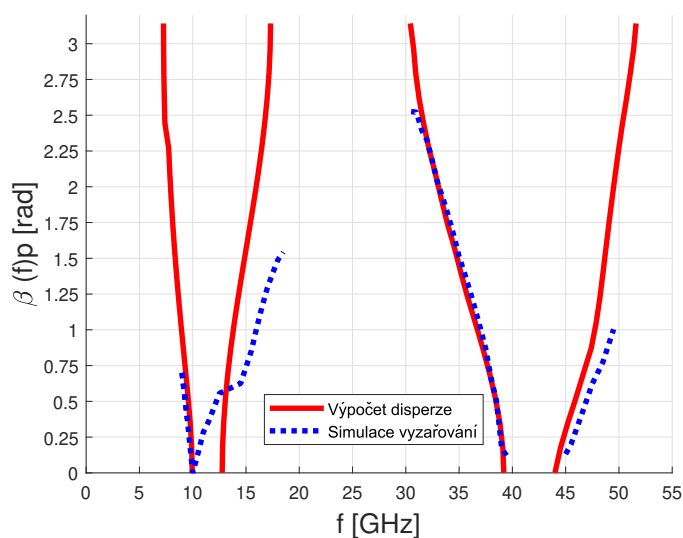


Obrázek 3.24: Vychylování vyzářeného paprsku v závislosti na frekvenci (paprsek vyzářený zpětnou vlnou leží v levé polorovině diagramu).

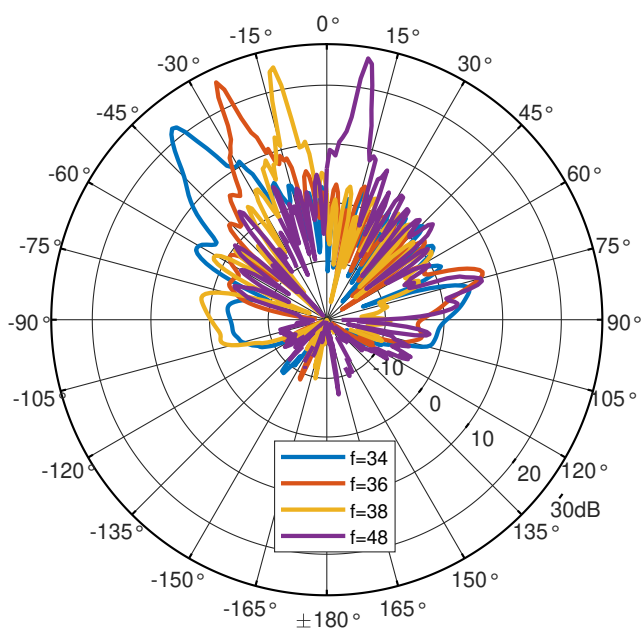
Obdobně budeme postupovat i u 2D struktury. Ze super-buněk vytvoříme periodickou řadu a opět po stranách rozšíříme o substrát. Model této LW antény je na obrázku 3.25. Tato anténa je složena ze šedesáti super-buněk. Počet buněk je tedy stejný jako v 1D případě. Opět provedeme v CST Microwave studiu simulaci vyzářování a stejným způsobem jako u 1D struktury provedeme výpočet $\beta(f)$. Porovnání výsledků numerických výpočtů disperzní charakteristiky v Eigen-mode solveru a disperzních charakteristik vypočítané z vyzářování jsou na obrázku 3.26. Porovnáme-li obrázky 3.23 a 3.26 můžeme vidět, že pro 2D strukturu máme podstatně menší odchylku od výsledků z Eigen-mode solveru. Navíc vidíme, že struktura vyzářuje na nižším kmitočtovém intervalu než 1D struktura. Existence LH prostředí a tím pádem i zpětné vyzářování by mělo u 2D struktury tedy probíhat na kmitočtovém intervalu $f \in \langle 30,5 ; 40 \rangle$ GHz. Oproti 1D struktuře zde dosahujeme i podstatně lepší směrovosti vyzářovaného paprsku. Tato situace je znázorněna na obrázku 3.27.



Obrázek 3.25: CRLH struktura složená ze čtvercových super-buněk

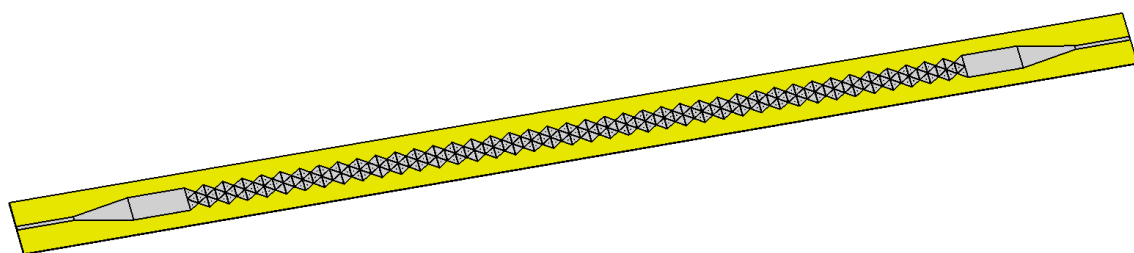


Obrázek 3.26: Porovnání výsledků obdržných ze simulací pomocí Eigen-Mode Solveru a simulací vyzařovacích charakteristik pro 2D strukturu

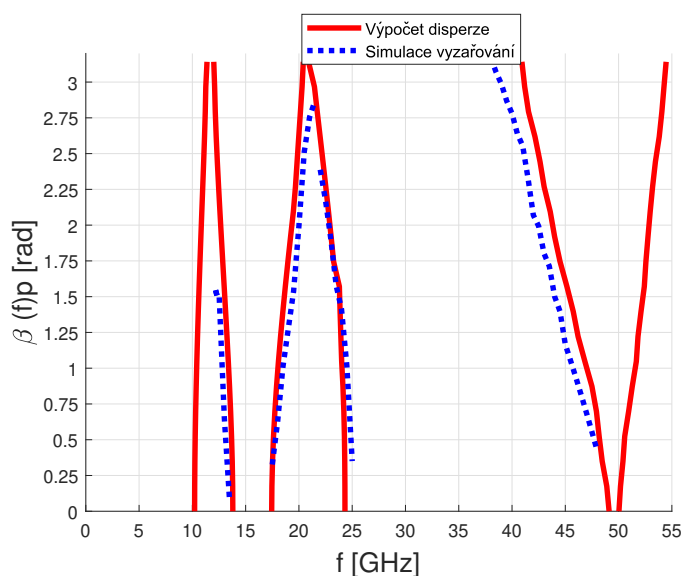


Obrázek 3.27: Vychylování vyzářeného paprsku struktury složené z čtvercových super-buněk v závislosti na frekvenci (paprsek vyzářený zpětnou vlnou leží v levé polorovině diagramu).

Při konstrukci hexagonální struktury si opět musíme dát pozor na fakt, že prokovky vlnu odrazí. Při přivedení mikropáskového vedení si musíme dát pozor na samotný tvar hexagonální buňky. Máme totiž dvě možnosti jak anténu zkonstruovat.

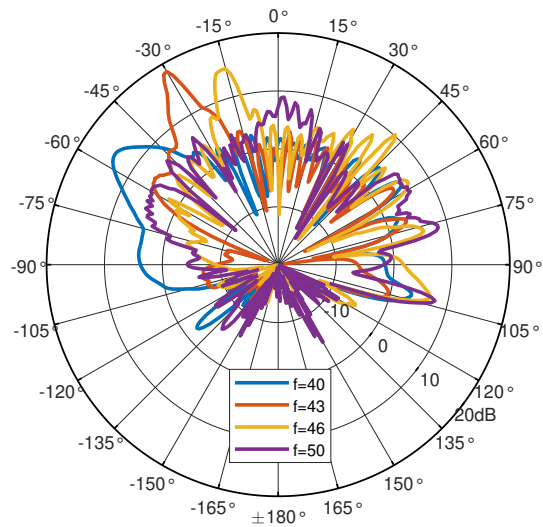


Obrázek 3.28: CRLH struktura složená z hexagonálních buněk

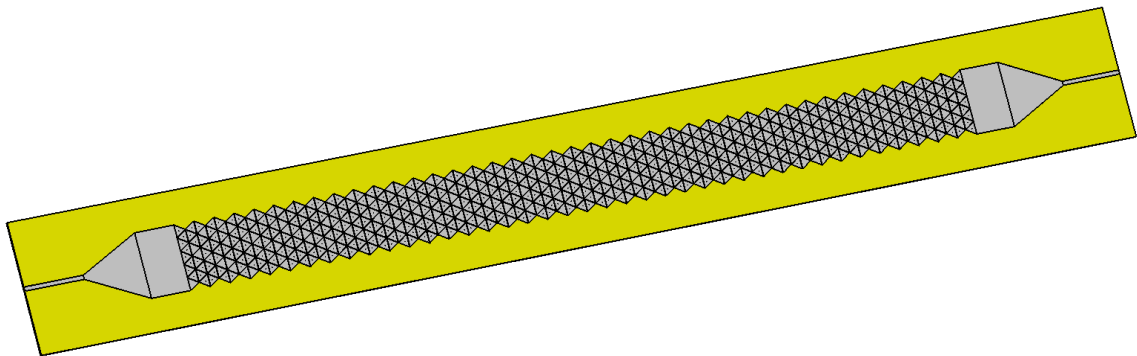


Obrázek 3.29: Porovnání výsledků obdržných ze simulací pomocí Eigen-Mode Solveru a simulací vyzařovacích charakteristik pro hexagonální CRLH 1D strukturu

První možnost je vytvořit periodickou řadu z elementárních hexagonálních buněk a přivést mikropáskové vedení na její konce. Druhá možnost je na stejném principu s jediným rozdílem a to že na konce přidáme polovinu elementární buňky. Konce antény tak budou širší a díky simulacím jsme zjistili, že tato možnost vykazuje lepší impedanční přizpůsobení. Při výrobě si musíme dát opět pozor na fyzické rozměry. Strukturu tedy opět rozšíříme podélně o vrstvu substrátu. Naše struktura bude složena ze třiceti jedna hexagonálních buněk. V CST studiu vytvoříme tento model a pomocí Time-Domain solveru budeme simulovat vyzařování. Tento model je na obrázku 3.28. Z vyzařovacího diagramu opět odečteme úhel $\theta(f)$ a na základě vztahu (2.63) vypočítáme $\beta(f)$. Porovnání výsledků Eigen-Mode solveru a Time-Domain solveru je na obrázku 3.29. Z obrázku můžeme vidět, že pro nižší kmitočtové intervaly máme relativně dobrou shodu, ovšem pro kmitočtový interval $f \in \langle 38,4 ; 50 \rangle$ GHz se již výsledky drobně liší. Podobně jako u čtvercové 1D struktury i zde nastává problém s okolním substrátem, který jsme při analýze elementární buňky neuvažovali. Zde ovšem okolní substrát nemá takový vliv.

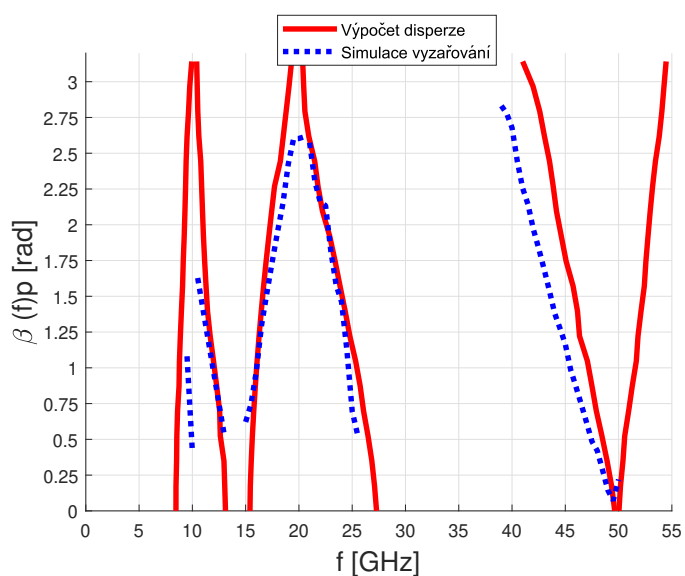


Obrázek 3.30: Vychylování vyzářeného paprsku struktury složené z hexagonálních buněk v závislosti na frekvenci (paprsek vyzářený zpětnou vlnou leží v levé polorovině diagramu).

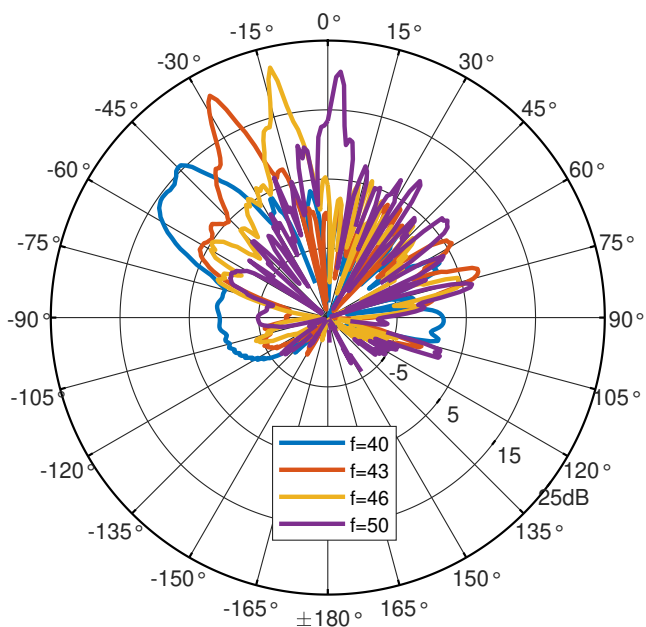


Obrázek 3.31: CRLH struktura složená z hexagonálních super-buněk

Jako poslední vytvoříme strukturu složenou z hexagonálních super-buněk. Obdobně jako u čtvercové struktury zachováme stejnou délku, v tomto případě tedy 31 super-buněk. Opět pomocí Time-Domain solveru provedeme simulaci vyzařování. Z diagramu odečteme úhel vyzařovaného paprsku a z tohoto úhlu dopočítáme $\beta(f)$. Model struktury složené z hexagonálních super-buněk je na obrázku 3.31 a porovnání Eigen-mode Solveru a Time-Domain solveru je na obrázku 3.32. Jak můžeme vidět, zde je mezi výpočty velmi dobrá shoda. Vyzařovací diagramy ukazující vychýlení vyzařovaného paprsku jsou zobrazeny na obrázku 3.33. Z tohoto obrázku můžeme rovněž vidět, že vyzářený paprsek je velmi dobře směřovaný.



Obrázek 3.32: Porovnání výsledků obdržných ze simulací pomocí Eigen-Mode Solveru a simulací vyzařovacích charakteristik pro 2D strukturu



Obrázek 3.33: Vychylování vyzářeného paprsku struktury složené z hexagonálních super-buněk v závislosti na frekvenci (paprsek vyzářený zpětnou vlnou leží v levé polorovině diagramu).

■ 3.5 Shrnutí kapitoly 3

V této kapitole jsme si ukázali návrh elementárních buněk pro jednotlivé CRLH struktury. Čtvercová buňka vykazuje dobré výsledky při porovnání analytického výpočtu a následného výpočtu disperzních charakteristik pomocí Eigen-Mode solveru. Zato je náchylnější k chybovosti při samotné realizaci CRLH struktury, neboť při analýze pomocí Eigen Mode solveru neuvažujeme okolní substrát. Chceme-li strukturu vyrobit, okolní substrát, o který ji rozšíříme, má značný vliv na průběh disperzních charakteristik. Toto rozšíření má zásadní vliv na tvar Birtlounovy zóny což způsobí posun frekvenčních charakteristik ve frekvenci. U hexagonální buňky jsme měli menší přesnost při analytickém výpočtu, zato jsme dosáhli podstatně lepších výsledků při následné realizaci CRLH struktury. Výborné výsledky při porovnání Simulace vyzářování a Eigen Mode-solveru vykazují 2D CRLH struktury složené ze superbuněk. U těchto struktur máme rovněž mnohem lepší směrovost vyzářeného paprsku a podle simulací jsou schopny tyto struktury pracovat na nižších kmitočtech než struktury složené z buněk elementárních.

■ 3.6 Reference ke kapitole 3

- [1] Xiao-Li Yang , Le Zhang, Yong-Sheng Li , Hang Jin, Ping Cheng , Yan Li, and Er-Ping Li, *A Novel Package Lid Using Mushroom-Type EBG Structures for Unintentional Radiation Mitigation* IEEE Transactions on electromagnetic compatibility, VOL. 60, NO. 6, December 2018
- [2] D. Pozar, *Microwave Engineering, 4th ed.* New York, New Jersey USA: Wiley, 2012
- [3] A. V. Goncharenko, V. Z. Lozovski, E. F. Venger, *Lichtenecker's equation: applicability and limitations* Opt.Commun. 2000
- [4] S. Clavijo, R. E. Díaz, W. E. McKinzie, *Design methodology for Sevenpiper high-impedance surfaces: An artificial magnetic conductor for a positive gain electrically small antennas*, IEEE Trans. Antennas Propag., 2003.

Kapitola 4

Výroba a měření CRLH struktur

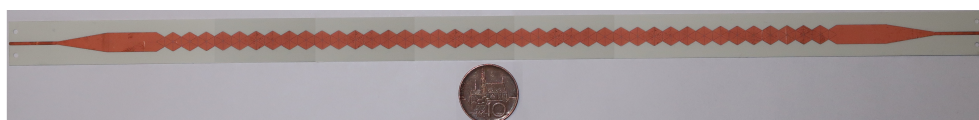
V následující kapitole využijeme poznatky z kapitoly 2 a kapitoly 3 a navrhne struktury pro výrobu. Jelikož se jedná o LW antény bude výroba pobíhat na principu výroby desek plošných spojů. Struktury jsme nechali vyrobit ve firmě Pragoboard s.r.o [1]. Jako materiál pro zhotovení jsme zvolili Duroid RO4350B [2]. Tento materiál vykazuje nejlepší relativní permitivitu $\epsilon_r = 3,66$ do frekvence $f = 40$ GHz, s odchylkou $\Delta\epsilon_r = 0,05$ což sice není ideální materiál se kterým jsme pracovali v simulacích, ale jedná se o nejlepší dostupný materiál. Vyrobené struktury jsou na obrázcích 4.1 až 4.4. Vzhledem k technickým možnostem budeme naše struktury měřit v kmitočtovém intervalu $f < 1,50 >$.



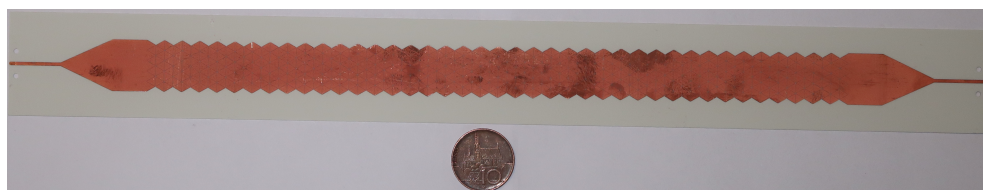
Obrázek 4.1: Vyrobená CRLH struktura složená ze čtvercových buněk



Obrázek 4.2: Vyrobená CRLH struktura složená ze čtvercových super-buněk



Obrázek 4.3: Vyrobená CRLH struktura složená z hexagonálních buněk



Obrázek 4.4: Vyrobená CRLH struktura složená z hexagonálních super-buněk

4.1 Měření S-parametrů struktur

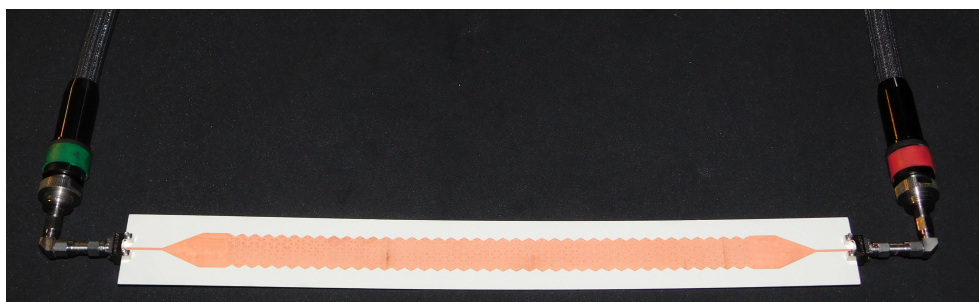
Ke strukturám jsme přimontovali konektory typu 1092-03A-5 (2,92mm) [3]. Tento konektor je zobrazen na obrázku 4.5. Jelikož tyto konektory jsou přizpůsobeny pouze do frekvence $f=40$ GHz musíme k nim připojit přizpůsobení na vyšší kmitočty, což při měření způsobí drobné rezonance. Na obrázku 4.6 je zobrazena struktura s připojenými konektory. Strukturu s konektory poté připojíme k vektorovému analyzátoru (struktura připojená k vektorovému analyzátoru je na obrázku 4.7) a budeme měřit koeficienty odrazu, tedy parametry S_{11} a S_{22} . Vzhledem k symetrii struktury by tyto parametry měly být shodné, tak tomu odpovídají i hodnoty ze simulace, jelikož se ale jedná o reálnou strukturu tak se tyto parametry budou drobně lišit. Porovnání S-parametrů jednotlivých struktur je zobrazeno na obrázcích 4.8 až 4.11.



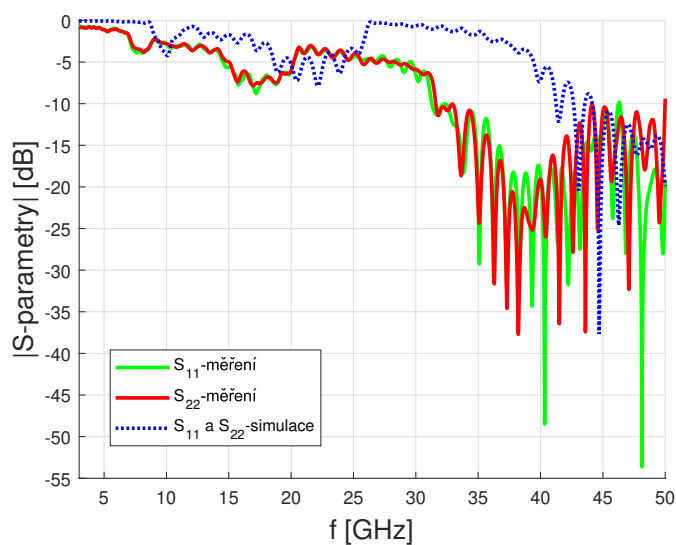
Obrázek 4.5: Koaxiální konektor Southwest microwave 1092-03A-5



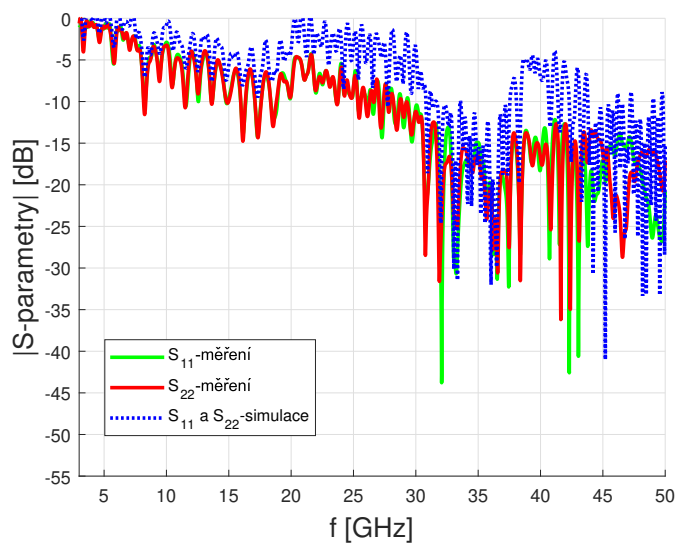
Obrázek 4.6: Struktura složená z čtvercových super-buněk s připojenými konektory



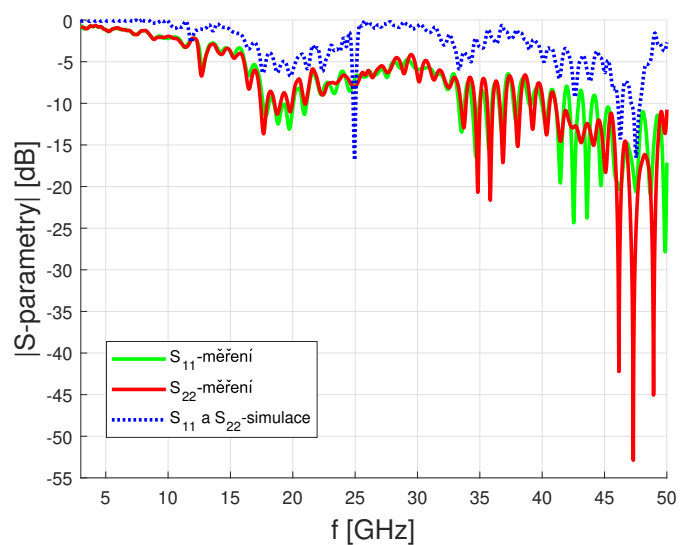
Obrázek 4.7: Struktura složená z hexagonálních super-buněk připojená k vektorovému analyzátoru



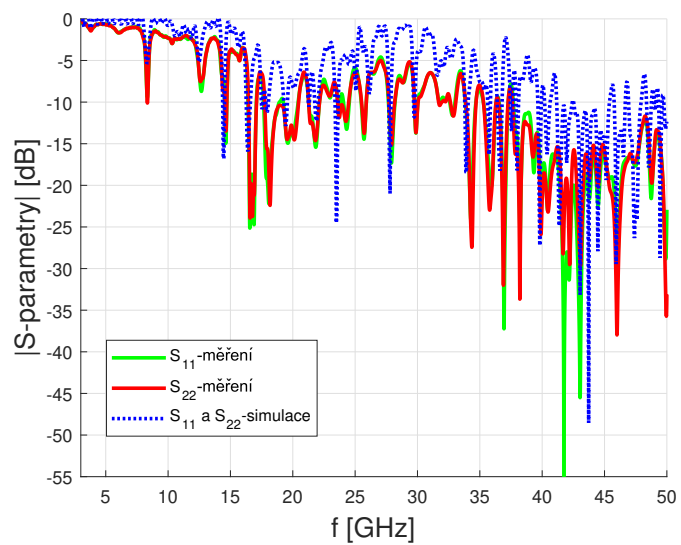
Obrázek 4.8: S -parametry struktury složené ze čtvercových buněk



Obrázek 4.9: S -parametry struktury složené ze čtvercových super-buněk



Obrázek 4.10: S-parametry struktury složené z hexagonálních buněk



Obrázek 4.11: S-parametry struktury složené zhexagonálních super-buněk

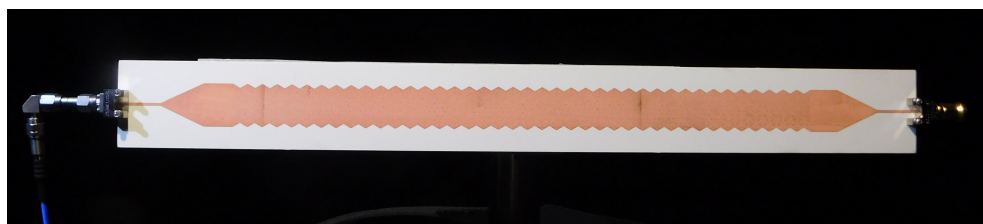
Z obrázků můžeme vidět, že mezi simulovanými S-parametry a reálnými S-parametry je značný rozdíl. U 1D struktur můžeme pozorovat i poměrně značné rozdíly mezi S_{11} a S_{22} . Zatímco v simulacích vycházely Hexagonální struktury jako lépe impedančně přizpůsobené v realitě tak vycházejí struktury čtvercové. Dobrého impedančního přizpůsobení dosáhneme u všech struktur na vyšších kmitočtech ($f > 30$ GHz), což odpovídá realitě vytékajících vln, neboť pro tyto kmitočty máme mnohem kratší vlnovou délku. Dobrého impedančního přizpůsobení na nižších kmitočtech dosáhneme u struktury složené z Hexagonálních super-buněk. U této struktury je rovněž i nejmenší odchylka mezi změřenými S-parametry a S-parametry simulovanými.

4.2 Měření vyzařovacích charakteristik struktur

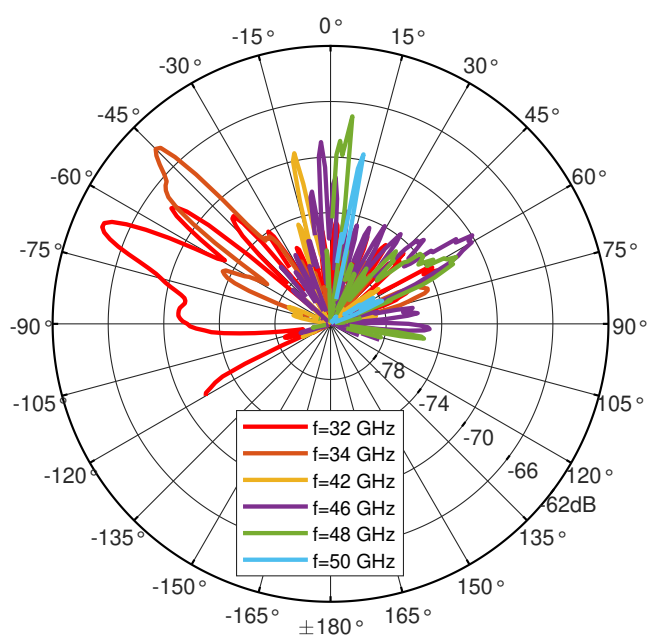
V části 4.1 jsme změřili koeficienty odrazu struktur. Na základě těchto koeficientů tedy víme, pro jaké kmitočtové intervaly budou struktury přizpůsobené jako LW antény. Struktury budeme měřit v anténní komoře pomocí lineárně polarizované trychtýřové antény DRH 50. (*Pozn. Vzhledem k vysokým kmitočtům již nemůžeme použít anténu s kruhovou polarizací*). Tato anténa je na obrázku 4.12. Na jeden z portů antény připojíme koaxiální kabel a druhý konektor zatížíme přizpůsobenou zátěží s impedancí $Z = 50\Omega$, tato impedance odpovídá výstupní impedanci struktury, díky čemuž dosáhneme malého koeficientu odrazu. Zapojení struktury pro měření vyzařovacích charakteristik je na obrázku 4.13. Je důležité, aby geometrický střed struktury a měřicí anténa byly v jedné rovině. Struktura bude umístěná na odstíněném otočném stojanu, který je připojený ke krokovému motoru. Nastavíme úhly otočení $\phi \in \langle -2\pi/3; 2\pi/3 \rangle$ a pro každé natočení změříme amplitudu vyzařování pro jednotlivé frekvence z rozsahu $f \in \langle 1; 50 \rangle$ GHz. Z hodnot pro jednotlivé úhly sestavíme vyzařovací diagramy pro jednotlivé frekvence a odečteme úhel maxima hlavního vyzařovacího paprsku. K výpočtu disperzní charakteristiky opět využijeme vztah (2.63). Vyzařovací diagramy zobrazující vychylování vyzářeného paprsku pro jednotlivé struktury jsou zobrazeny na obrázcích 4.14 až 4.17. Průběhy disperzních charakteristik jednotlivých struktur jsou zobrazeny na obrázcích 4.18 až 4.21.



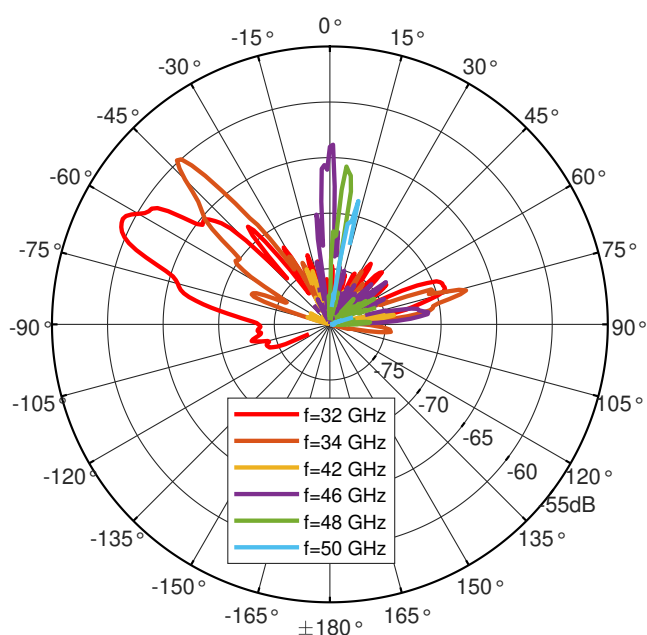
Obrázek 4.12: Měřicí anténa [4]



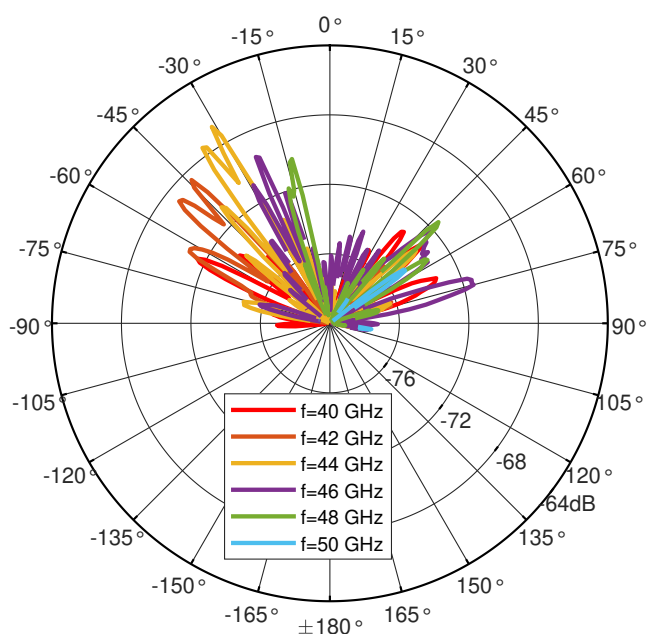
Obrázek 4.13: Struktura složená z hexagonálních superbuněk připravená k měření vyzařovacích charakteristik.



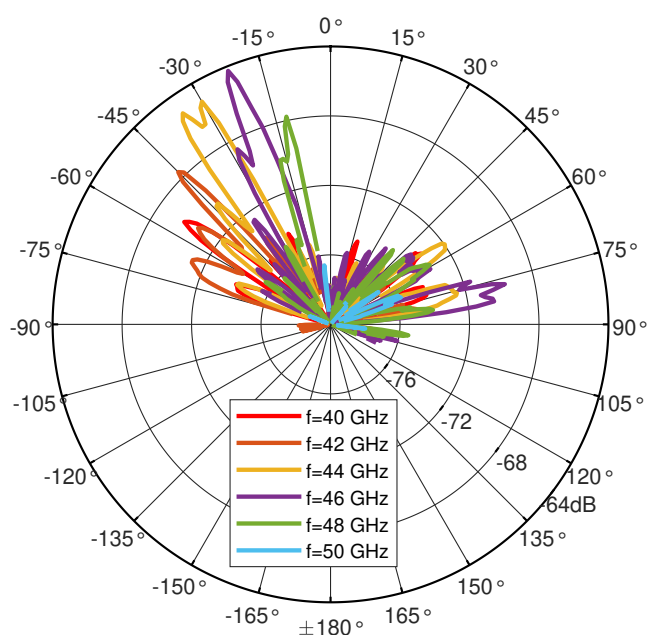
Obrázek 4.14: Vychylování vyzářeného paprsku struktury složené ze čtvercových buněk v závislosti na frekvenci (paprsek odpovídající šíření zpětné vlny leží v levé polovině diagramu).



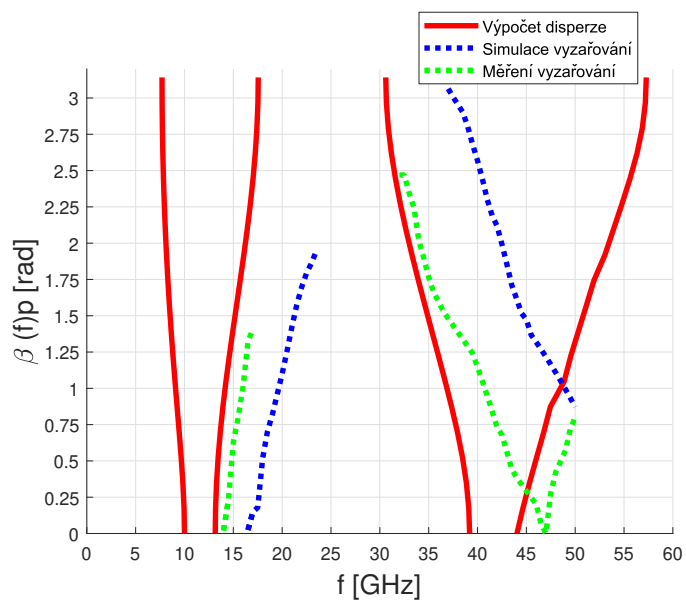
Obrázek 4.15: Vychylování vyzářeného paprsku struktury složené ze čtvercových super-buněk v závislosti na frekvenci (paprsek odpovídající šíření zpětné vlny leží v levé polorovině diagramu).



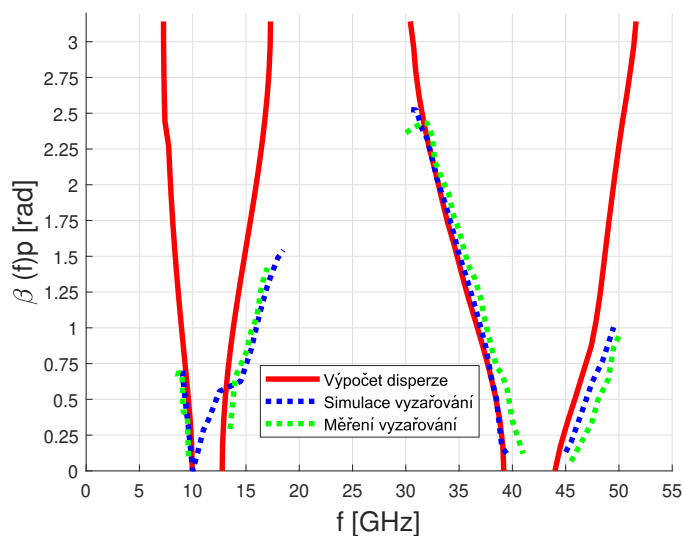
Obrázek 4.16: Vychylování vyzářeného paprsku struktury složené z hexagonálních buněk v závislosti na frekvenci (paprsek odpovídající šíření zpětné vlny leží v levé polorovině diagramu).



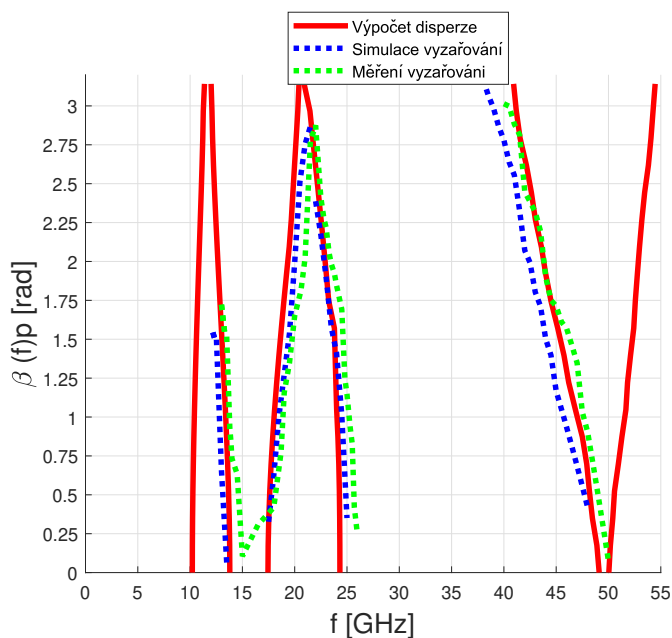
Obrázek 4.17: Vychylování vyzářeného paprsku struktury složené z hexagonálních super-buněk v závislosti na frekvenci (paprsek odpovídající šíření zpětné vlny leží v levé polovině diagramu).



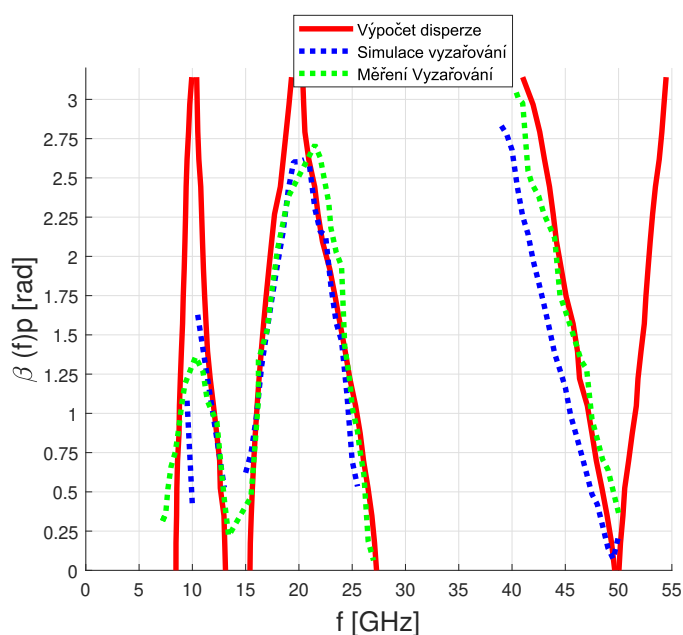
Obrázek 4.18: Porovnání výsledků výpočtu disperze, simulací a měření pro CRLH strukturu složenou z čtvercových buněk



Obrázek 4.19: Porovnání výsledků výpočtu disperze, simulací a měření pro CRLH strukturu složenou z čtvercových super-buněk



Obrázek 4.20: Porovnání výsledků výpočtu disperze, simulací a měření pro CRLH strukturu složenou z hexagonálních buněk



Obrázek 4.21: Porovnání výsledků výpočtu disperze, simulací a měření pro CRLH strukturu složenou z hexagonálních super-buněk

Z obrázků je vidět, že všechny vyrobené struktury vykazují chování LH prostředí. Všechny struktury jsou schopny zpětného vyzařování a na vyšších kmitočtech dosahujeme rovněž velmi dobré směrovosti vyzařovaného paprsku. Oproti simulaci vyzařování máme v reálném případě mnohem menší odchylku od výpočtu disperzních charakteristik. Simulace bychom mohli zlepšit větší diskretizací, ovšem toho jsme nebyli schopni dosáhnout s možnostmi výpočetní techniky, kterou jsme měli k dispozici. 2D struktury vykazují menší odchylky než 1D a jsou schopny vyzařovat na nižších kmitočtech než 1D struktury. 2D struktury rovněž vyzařují paprsek o vyšší intenzitě než 1D struktury. Jak můžeme vidět, tak nejlepšího výsledku a nejmenší odchylky mezi výpočtem disperze a reálnou disperzí dosahujeme u hexagonální 2D struktury. Tato struktura má rovněž nejlépe směrovaný vyzařovaný paprsek. Na kmitočtu $f \in \langle 40, 50 \rangle$ GHz má dobré impedanční přizpůsobení a proto by se dala použít jako LW anténa. Největší odchylky dosahujeme u struktury z čtvercových buněk, tedy čtvercové 1D struktury. Nicméně tato struktura má dobré impedanční přizpůsobení v pásmu, ve kterém vyzařuje.

4.3 Reference ke kapitole 4

- [1] <https://www.pragoboard.cz/>
- [2] <https://www.pragoboard.cz/download/ro4350b.pdf>
- [3] <https://www.hasco-inc.com/content/Southwest>
- [4] <https://www.rfspin.cz/cs/anteny/merici-anteny/drh50>

Kapitola 5

Závěr

Cílem naší práce bylo navrhnout a vyrobit strukturu, která bude v určitých kmitočtových pásmech vykazovat vlastnosti LH prostředí popsané v kapitole 2. Nechali jsme vyrobit čtyři struktury s rozdílnou geometrií povrchu, které tyto vlastnosti skutečně vykazují. Při realizaci jsme využili čtvercovou a hexagonální geometrii povrchu v 1D i 2D provedení. K analytickému výpočtu disperzních charakteristik jsme použili 1D struktury a výpočet jsme prováděli pomocí metod teorie obvodů. Struktury tak byly popsány pomocí prvků se soustředěnými parametry. Naše výpočty se na základě numerických simulací jevily jako věrohodné. Dosáhli jsme malých odchylek vzhledem k velikostem kmitočtových intervalů. Naše metoda bohužel selhává pro vyšší kmitočty, neboť velikost buňky, pro kterou jsme počítali obvodový model, je mnohonásobně větší než vlnová délka při daném kmitočtu. Nicméně u hexagonální struktury se nám na základě výpočtu disperzní charakteristiky z vyzařovacích charakteristik podařilo prokázat platnost našeho výpočtu. Na základě vyzařovacích charakteristik jsme viděli, že všechny struktury vykazují zpětného vyzařování (u čtvercových struktur se jedná o kmitočtový interval $f \in \langle 30, 45 \rangle$ GHz a u hexagonálních struktur $f \in \langle 40, 50 \rangle$ GHz), což znamená, že struktury se na těchto intervalech chovají jako LH prostředí. 2D struktury jsou navíc schopné tyto vlastnosti vykazovat pro nižší kmitočty než 1D struktury. Nejlepší vlastnosti vykazovala struktura složená z hexagonálních super-buněk. Tato struktura má dobré impedanční přizpůsobení a velmi dobré vlastnosti vyzařovaného paprsku (směrovost a intenzita vyzařování). Což znamená, že tato struktura by se dala dobře využít jako LW anténa na příslušném kmitočtovém intervalu. V porovnání se čtvercovými strukturami vykazují hexagonální struktury lepší směrovost vyzařovaného paprsku a také v jejich přenosu je o jeden pól navíc. Navržené antény vykazují jednu nevýhodu a to existenci „gapu“ v charakteristikách, tj. kmitočtovém intervalu, ve kterém nedochází k vedení vlny. Jedná se o nespojitosti disperzních charakteristik, které jsou patrné např. na Obrázku 4.19. V návrhu našich struktur jsme tomu nevěnovali pozornost, protože naším primárním cílem bylo ověřit chování příslušných periodických struktur. V návrhu reálných antén je třeba pomocí následné optimalizace tyto gapy eliminovat. Toto může být náplní dalšího výzkumu prováděného v rámci mé diplomové práce.