

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta elektrotechnická

Disertační práce

leden, 2016

Michal Bláha

České vysoké učení technické v Praze
Fakulta elektrotechnická
Katedra *elektromagnetického pole*

***NÁVRH ZÁKLADNÍHO
ELEMENTU METAMATERIÁLU
SE ZÁPORNÝM INDEXEM
LOMU***

Disertační práce

Michal Bláha

Praha, leden, 2016

Doktorský studijní program: Elektrotechnika a informatika
Studijní obor: *Radioelektronika*

Školitel: *Prof. Ing. Jan Macháč, DrSc.*

Obsah

1 Úvod	8
1.1 Metamateriály	8
1.2 Současný stav	9
1.3 Cíle práce	10
2 Elementární buňka prostředí se záporným indexem lomu	11
2.1 Přenosové vlastnosti elementární buňky tvořené prázdným prostorem	11
2.2 Stanovení hodnoty indexu lomu	12
2.3 Stanovení indexu lomu pomocí S-parametrů	14
2.4 Myšlenkový model buňky metamateriálu se záporným indexem lomu	15
2.5 Určení frekvenčního pásma DNG materiálu přímým měřením fázové charakteristiky	17
2.6 Rezonanční částice	22
3 Liniové prostředí (1D) se záporným indexem lomu dosaženým pomocí délky vedení	29
3.1 Model buňky se záporným indexem lomu z vedení	29
3.2 Realizace a měření (1D) vedení se zpětnou vlnou	36
3.3 Odvození vztahu mezi indexy lomu prostředí a relativním indexem lomu mezi dvěma prostředími	42
4 Lom na rozhraní dvou prostředí (2D) a fyzikální mechanismus jeho vzniku	45
4.1 Úvod	45
4.2 Odvození Snellova zákona jako superpozice elementárních zářičů	45
4.3 Směrová charakteristika anténní řady	51
4.4 Směrová charakteristika elementární buňky	55
4.4.1 Huyghensův princip v diskrétním prostředí	55
5 Návrh prostředí se záporným indexem lomu	57
5.1 Návrh dvou prostředí (2D) s opačnými indexy lomu	57
5.1.1 Izotropní šíření	62
5.1.2 Navržená 2D struktura dvou prostředí s opačnými indexy lomu	70
5.1.3 Simulace navržené desky s opačnými znaménky indexu lomu	72
5.2 Měření negativního lomu	77
5.2.1 Návrh zapojení pro měření 2D desky s rovinnou vlnou	77
5.2.2 Výsledky měření 2D desky s rovinnou vlnou pro úhel dopadu 20°	79
5.2.3 Výsledky měření 2D desky s rovinnou vlnou pro úhel dopadu 45°	82
5.3 Prostorové složení z krychlí s negativním indexem lomu	85
6 Závěr	88
6.1 Shrnutí práce	88
6.2 Další doporučený postup	89
Použitá literatura	90
Seznam vlastních publikací	93

Anotace

Tato práce obsahuje výsledky výzkumu prostředí se záporným indexem lomu. Na rozhraní mezi tímto prostředím a prostředím s kladným indexem lomu dochází k negativnímu lomu. V první kapitole je stručně popsána historie metamateriálů a stav problematiky.

Ve druhé kapitole je popsán model elementární buňky prostředí se záporným indexem lomu. Je popsáno, jaké má mít tato buňka S-parametry, aby vykazovala ve struktuře tvořené z vícera těchto buněk záporný index lomu. V této kapitole je odvozen vztah mezi přenosem fáze základního elementu a indexu lomu, který částice vykazuje. Tento vztah je odvozen z obecného vztahu uváděného v literatuře pro případ, kdy částice bude mít přenos amplitudy (energie) roven jedné (100%). Dále je v této části popsán i návrh rezonátoru složeného ze dvou rezonátorů. Jeden rezonátor vykazuje zápornou permitivitu a druhý zápornou permeabilitu. Dohromady představují částici se záporným indexem lomu.

Třetí kapitola vychází z teoretických poznatků získaných ve druhé kapitole, ale volí jiný přístup k fyzické realizaci základního elementu metamateriálu. A to pomocí změny délky vedení, po kterém vlna fyzicky prochází. Toto je nejprve teoreticky nasimulováno v CST Microwave Studiu pro koaxiální vedení. Je pozorována zpětná vlna diskrétně. Rovněž je vidět, že se vlnová délka této zpětné vlny prodlužuje s růstem frekvence. Dále je stejný princip aplikován na vedení z mikropásku, které je nejen nasimulováno, ale i vyrobeno a změřeno. Na konci kapitoly je odvozen vztah relativního indexu lomu mezi dvěma prostředími, který může nabývat i záporných hodnot a jednotlivých indexů lomů těchto prostředí, které mají vždy hodnotu větší než jedna.

Čtvrtá kapitola je věnována lomu na rozhraní dvou prostředí mezi dvěma kladnými prostředími a mechanismu jeho vzniku. Na základě znalosti a rozboru mechanismu tohoto lomu je navržen analogicky negativní lom tak, aby platil Snellův zákon. K tomu je použita teorie anténních řad, přesněji řečeno anténní řady se stejnou amplitudou a fází, která se lineárně mění. Byly prozkoumány směrové charakteristiky takové anténní řady vzhledem ke změně těchto parametrů anténní řady: počet zářičů, vzdálenosti mezi jednotlivými zářiči a frekvencí elektromagnetického záření. Dále se práce zabývá Huygensovým principem, jakožto základním principem pro šíření elektromagnetického pole a jeho uplatněním v prostředí s negativním indexem lomu.

V páté kapitole jsou navržena prostředí z meandrů tvořených z mikropásku a prostředí z přímých vedení tvořených z mikropásku. Na rozhraní těchto dvou prostředí jsou pozorovány lomy paprsku jak negativní, tak pozitivní. Nejprve v simulacích a následně je toto rozhraní vyrobeno a na této 2D ploše (deska) je měřeno šíření výkonu. Měření jsou provedena pro dva různé úhly dopadu. K vybuzení vlny dopadající pod dvěma různými úhly na měřené ploše, jsou zhotoveny dvě řady vedení. Každá řada je tvořena vedeními, jejichž délka lineárně roste o stejnou délku. Tato řada pak napájí okraj desky, na níž vytváří vlnu dopadající pod příslušným úhlem na rozhraní prostředí.

Nakonec aplikujeme získané poznatky pro vytváření prostředí s negativním indexem lomu na strukturu tvořenou z krychlí. Simulace je provedena pro jeden úhel dopadu.

Na závěr je práce shrnuta a jsou nastíněny další možnosti zkoumání těchto negativních prostředí.

Abstract

This work contains the results of the research of a medium with a negative refraction index. There is a negative refraction on the boundary between this medium and a medium with a positive refraction index. There is a brief description of metamaterial's history and current issues in the first chapter.

Model of elementary cell of medium with a negative refraction index is described in the second chapter. It is mainly described what S-parameters of such cell should be, in order to exhibit a negative refraction index in a structure consisting of more of such cells. In this chapter the relationship was derived between the transmission of basic element phase and a refractive index the particle shows. This relationship is derived from the general relation reported in the literature for the case when the particle will have an amplitude transmission (energy) equal to one (100%). Furthermore, this section describes a proposed resonator consisting of two resonators. One resonator has a negative permittivity and the second one a negative permeability. Together they constitute a particle with a negative refractive index.

The third chapter is based on the theoretical knowledge gained in the second chapter, but it chooses a different approach to the physical realization of the basic element of metamaterial. It is by changing the length of the line, along which the wave propagates physically. At first it is theoretically simulated in CST Microwave Studio for the coaxial line. Backward wave is observed discreetly. It is also observed that the wavelength of this backward wave grows with the increasing frequency. Furthermore, the same principle is applied to a microstrip line which is not only simulated, but also manufactured and measured. At the end of this chapter the relation was derived for relative refractive index between these two mediums, which can have negative values, and the individual refraction indexes of these mediums, which always have a value greater than one.

The fourth chapter is devoted to the refraction on boundary of two positive mediums and to the mechanism of its creation. Based on the knowledge and analysis of the mechanism of this refraction an analogous negative refraction was designed so that Snell's law would be valid. Antenna arrays theory is used to it, specifically the antenna arrays with the same amplitude and a phase which changes linearly. The directional characteristics of such antenna arrays are researched with the regard to the change of these parameters of antenna arrays: the number of sources, the distance among the individual emitters and the frequency. Furthermore, the work deals with the Huygens principle, as a basic principle for the propagation of electromagnetic field and its application in a medium with a negative refractive index.

In the fifth chapter subsequently medium of meanders formed from microstrip and medium of direct lines also formed from microstrip are designed. Refracted beams are observed at the boundary of these two mediums, both negative and positive. This boundary is at first studied by simulations and subsequently manufactured and on this 2D surface (board) power propagation is measured. Measurements are performed for two different angles of incidence. In order to be able to excite on the measuring surface wave incident at two different angles, two sets of lines are made. Each set is made up of lines whose length increases linearly. This set then feeds the plate edge on which creates a wave incident under the corresponding angle at the interface environment.

Finally, we apply the gained knowledge for creation of a medium with a negative refractive index to a structure formed from cubes. The simulation is performed for one angle of incidence.

In conclusion the paper summarizes and outlines some further research possibilities of these negative mediums.

Poděkování

Rád bych poděkoval mému školiteli Prof. Ing. Janu Macháčovi, DrSc. z Českého vysokého učení technického v Praze za cennou pomoc a připomínky v souvislosti s vypracováním této disertační práce a za podporu v průběhu celého studia.

Seznam použitých symbolů a zkratek

a	<i>pomocná proměnná</i>
$ AB $	<i>vzájemná vzdálenost bodů A a B</i>
AF, AF_n	<i>směrová charakteristika anténní řady, normovaná</i>
C, C_1, C_2	<i>spojitost elektromagnetické vlny</i>
c	<i>rychlost světla ve vakuu</i>
d	<i>velikost základního elementu (diskretizační perioda)</i>
E_z	<i>složka intenzity elektrického pole ve směru osy z</i>
f	<i>frekvence</i>
f_z	<i>hraniční frekvence mezi zónami</i>
H	<i>intenzita magnetického pole</i>
k, k_0	<i>konstanta šíření</i>
k_C	<i>celé číslo</i>
\bar{k}	<i>směrnice přímky</i>
l	<i>prostorová souřadnice</i>
L	<i>délka trajektorie</i>
n_{21}	<i>relativní index lomu</i>
n_T	<i>celkový index lomu (total)</i>
n	<i>index lomu prostředí</i>
n_{ef}	<i>efektivní index lomu látky</i>
p	<i>počet elementů (buněk) v sérii, pořadové číslo elementu</i>
q	<i>pomocný kvocient</i>
$S_{11}, S_{21}, S_{12}, S_{22}$	<i>rozptylové S-parametry</i>
S, S_x, S_y	<i>Poytingův vektor a jeho průměty do jednotlivých směrů</i>
t	<i>čas</i>
v_f, v_0	<i>fázová rychlost</i>
x_i, x_1, x_2	<i>prostorová souřadnice</i>
α	<i>úhel dopadu paprsku na rozhraní</i>
β	<i>úhel lomu paprsku od kolmice</i>
β, β_0	<i>fázová konstanta</i>
β_D	<i>diskrétní fázová konstanta</i>
γ	<i>úhel otočení</i>
δ	<i>rozdíl fáze zářičů</i>
ε	<i>permitivita prostředí</i>
ε_r	<i>relativní permitivita</i>
θ	<i>směrový úhel (azimut)</i>
ϑ	<i>směrový úhel</i>
ρ	<i>koeficient zpoždění (retardace)</i>
λ	<i>vlnová délka</i>
λ_0	<i>vlnová délka ve volném prostoru</i>
λ_D	<i>diskrétní vlnová délka</i>
λ_V	<i>vlnová délka na vedení</i>
μ	<i>permeabilita prostředí</i>
μ_r	<i>relativní permeabilita</i>
$\Delta\varphi$	<i>fázový rozdíl</i>
$\varphi, \varphi_i, \varphi_0, \varphi_d$	<i>fáze rovinné harmonické vlny</i>
ω	<i>úhlová frekvence</i>

Kapitola 1

Úvod

1.1 Metamateriály

Za prvního, kdo přišel s odvážným návrhem prostředí se záporným indexem lomu, resp. současnou zápornou hodnotou permitivity a permeability, je považován v roce 1968 Veselago, viz [1]. I když, jak sám Veselago píše v článku [2], některé práce se zabývaly negativními prostředími již před ním. Základní vlastností prostředí se zápornou permitivitou a permeabilitou, čili prostředí se záporným indexem lomu, je opačná orientace fázové rychlosti a toku energie v prostoru. Veselago ve svém článku [1] ukazuje možná využití těchto prostředí k získání nových fyzikálních jevů. Konkrétně popisuje v tomto článku negativní lom, čočky z prostředí s negativním indexem lomu a to jak čočku konvexní, tak konkávní, ale i rovinnou. Po tomto prvotním Veselagově počínu v roce 1968 následuje delší časová odmlka. Po této časové odmlce nastává velký zájem o zkoumání těchto prostředí.

Nejprve je pozorovaná analogie mezi negativní permitivitou a drátovým prostředím na bázi plazmatu [3]. A dále je nalezena analogie mezi permeabilitou a prostředím z rezonátorů, konkrétně se split ring rezonátory [4].

Tato snaha vyvrcholí článkem *Experimental Verification of a Negative Index of Refraction* [5], kde autoři popisují negativní lom na rozhraní vzduchu s prostředím tvořeným split ring rezonátorem a drátovým prostředím z mikropásku. Problém však představují vysoké ztráty tohoto prostředí, ke kterému autoři přistupují tak, že změřené hodnoty normalizují tím způsobem, aby maximum směrové charakteristiky mělo hodnotu vždy jedna. O výši ztrát v této struktuře píší autoři v literatuře [6] a dosahuje desítek decibelů.

Mnoho úvah ohledně metamateriálů vede ke snaze o vytvoření neviditelnosti, kdy se objekt pokryje tzv. pláštěm neviditelnosti (invisible cloak) vytvořeným z metamateriálů. První, kdo přišel s tímto konceptem, byl v roce 2006 J. B. Pendry a jeho tým v člancích [7, 8]. Realizaci této myšlenky předvádějí v článku [9].

Dále existuje velmi mnoho článků, které metamateriály, resp. částice, ze kterých je autoři mnoha článků tvoří, používají jako filtry [10] nebo antény [11, 12]. Je sice pravda, že každá částice má svoji přenosovou charakteristiku a směrovou charakteristiku a mohou tedy být pod jiným úhlem pohledu považovány za filtry nebo antény. Ale to, že by při těchto aplikacích byla naplněna podstata metamateriálu jako prostředí složeného z velkého množství částic vykazující negativní index lomu, na jehož rozhraní s prostředím s kladným indexem lomu dochází k negativnímu lomu, nelze říci.

Za hlavní postavu metamateriálů založených na LC vedení, lze úspěšně považovat profesora Eleftheriadese a jeho tým, který se soustředil na tyto struktury ve 2D provedení [13]. Navrhli

náhradní obvod prostředí ze split ring resonator a drátového prostředí jako přenosového vedení se sériovou kapacitou a paralelní indukčností [14]. Jako výhodu tohoto řešení autoři uvádějí, že obvod je kompletně planární a snadno implementovatelný. Dále vypracovali nový element vedení pro posun fáze v 1D provedení [15], jehož výhodou je menší podélný rozměr než u klasického přímého vedení. Pro realizaci 2D struktury [16] použil tým profesora Elefteriadese element založený na sériové kapacitě a paralelní indukčnosti. Tato struktura byla navržena, vyrobena a změřena na frekvenci 2,09 GHz na této frekvenci byla změřena fokusace s indexem lomu rovným mínus jedné.

Další významnou skupinou zabývající se prostředími s negativním indexem lomu je skupina kolem profesora Caloze a profesora Itoha. Část jejich práce se rovněž týká 2D struktur s negativním indexem lomu. Tuto strukturu navrhli, vyrobili a nakonec i změřili jevy na rozhraní mezi prostředími s kladným a záporným indexem lomu. Konkrétně dvojnásobnou fokusaci na vrstvě s negativním indexem lomu, která je obklopená dvěma prostředími s pozitivním indexem lomu [17]. Vrstva s negativním indexem lomu, na které byla změřena fokusace, má tvar 20 krát 6 částic. Fyzické rozměry elementu struktury byly odvozeny od náhradního obvodu 2D-CRLH (composite right/left-handed) vedení. Vlastnosti tohoto náhradního obvodu 2D-CRLH vedení profesori podrobně rozebrali v literatuře [18]. Poznatků o CRLH vedení profesori využívají i k návrhu směrových vazeb [19] a antén [20] s proměnnou směrovou charakteristikou řízenou napětím. Rozsah práce obou párů, které se v minulosti dlouhou dobu věnovali, je však podstatně větší [21].

1.2 Současný stav

V současnosti posledních 5 let vychází velké množství příspěvků a článků o metamateriálech. Převážná většina metamateriálů je realizována rezonančními částicemi [22, 23, 24]. Menšina je realizována strukturou na bázi vedení.

Další zajímavostí při měření negativního lomu je skutečnost, že se měří prakticky jenom lomy z negativního prostředí do pozitivního, což může být způsobeno utlumením elektromagnetického vlnění, zvláště pokud se jedná u negativního prostředí o prostředí ztrátové a navíc pokud elektromagnetická vlna neprochází stejně tlustou vrstvou tohoto negativního prostředí. Toto popisuje i článek s názvem: Negative refraction without negative index, kde autor popisuje [25], jak lze způsobit negativní lom na rozhraní s prostředím, které má vysoké ztráty.

Další autoři, Sanz a kolektiv, vysvětlují [26], že Veselago měl na mysli prostředí se zápornou hodnotou reálné části indexu lomu potažmo zápornou hodnotou reálné části permitivity a permeability. Neměl však na mysli dosáhnout negativního lomu ztrátovým prostředím čili imaginární částí indexu lomu. Dále doplňují měření negativního lomu v pásmu vln délky stovek nanometrů na rozhraní s objektem ve tvaru klínu ze zlata, jakožto vysokoztrátovém prostředí. V práci uvádějí, že pokud necháme elektromagnetickou vlnu procházet rozdílnou tloušťkou ztrátového prostředí, maximum takové vlny po průchodu tímto prostředím bude na straně, kde elektromagnetická vlna procházela menší tloušťkou. Tedy na straně kde prošla s menšími ztrátami. Tomuto jevu se budeme snažit vyhnout, tak aby negativní lom byl důsledkem fázových vlastností elektromagnetického vlnění a ne amplitudových vlastností elektromagnetického vlnění. Ostatně analogicky je tomu i u klasického pozitivního lomu.

I sám Veselago popisuje, že ztráty představují nevyřešený problém [2].

1.3 Cíle práce

Cílem této práce je navrhnout a popsat způsob na vytvoření základní částice (elementu) prostředí se záporným indexem lomu a podle něj pak navrhnout a vyrobit prostředí se záporným indexem lomu, které bude postaveno z částic s nízkými ztrátami (s přenosem amplitudy blízkým jedné) a ověřit tuto skutečnost změřením negativního lomu na rozhraní s prostředím, které má kladný index lomu. Problematika bude řešena v této práci zavedením diskrétní vlnové délky λ_D , která bude mít vlastnost $\lambda_D \gg d$, kde d je velikost základního elementu neboli diskretizační perioda.

Dále je cílem této práce obecně popsat vlastnosti elementu, které musí mít, aby byl schopen vytvořit ve struktuře složené z těchto elementů prostředí se záporným indexem lomu. To znamená, aby se po splnění těchto vlastností negativní index lomu a s ním spojený negativní lom nastal u více než jedné struktury. Hlavní důraz bude kladen na fázové vlastnosti tohoto elementu, vzhledem k článku [25] a tudíž se budu zabývat tím, jak zvýšit přenos jedním elementem na hodnotu blízkou jedné.

K odvození těchto základních vlastností budou přednostně použity základní a obecně známé fyzikální principy a zákonitosti.

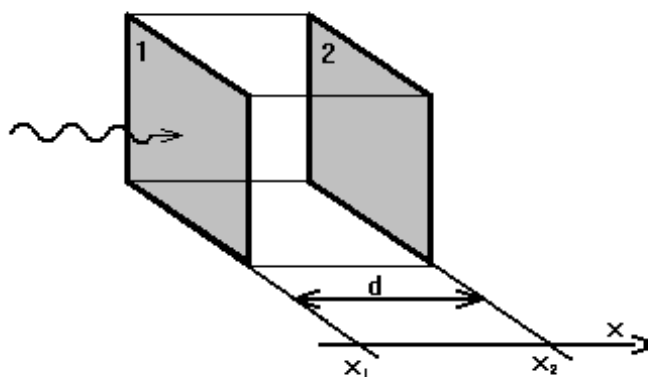
Tvar a rozměry tvaru navrženého elementu a materiálové vlastnosti (permitivita a permeabilita) budou voleny přednostně tak, aby se názorně a snadno dala nastavit hodnota záporného indexu lomu navrženého prostředí.

Kapitola 2

Elementární buňka prostředí se záporným indexem lomu

2.1 Přenosové vlastnosti elementární buňky tvořené prázdným prostorem

Nejprve se podívejme na situaci, kdy elementární buňku materiálu (částici) představuje prázdný prostor, resp. vakuum - viz obrázek 2.1. Zde čísla 1 a 2 označují vstup a výstup buňky, x_1 a x_2 jsou jejich souřadnice. Vzdálenost vstupu od výstupu označme d a definuji jako $d = x_2 - x_1$.



Obr. 2.1 Prázdný prostor představující elementární buňku.

Vyjdou ze vztahu pro fázi φ_i harmonické rovinné vlny v rovině o souřadnici x_i

$$\varphi_i(t, \omega, x_i) = \omega t - \beta(\omega)x_i. \quad (2.1)$$

Tato funkce závisí na poloze x_i , čase t a frekvenci vlnění ω . Přenos fáze $\Delta\varphi$ definuji jako rozdíl fáze vlny v rovině 2, kde vlna po průchodu elementární buňkou opouští, a roviny 1, kde vlna vstupuje do buňky, vztahem

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1. \quad (2.2)$$

Po dosazení do tohoto vztahu za φ ze vztahu (2.1) dostanu následující výraz, který upravím, až dostanu $\Delta\varphi$ jako funkci vzdálenosti vstupní a výstupní roviny d (podélný rozměr buňky). Zbavím se tedy časové závislosti ze vztahu (2.1)

$$\Delta\varphi = -\beta x_2 + \beta x_1 = -\beta(x_2 - x_1) = -\beta d. \quad (2.3)$$

Použiji vztah $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$, kde β je fázová konstanta a λ je vlnová délka elektromagnetické vlny, dostanu

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda} d. \quad (2.4)$$

Odtud vidím, že fázový rozdíl $\Delta\varphi$ závisí pouze na poměru mezi délkou buňky d a vlnovou délkou vlnění λ . Další úpravou tohoto vztahu za pomoci $\lambda = \frac{v_f}{f}$, kde v_f je fázová rychlost vlnění a f jeho frekvence, dostanu tento vztah

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{v_f} f d. \quad (2.5)$$

Z tohoto vztahu vidím, že fázová změna při průchodu prázdným prostorem je lineární funkcí frekvence f se zápornou směrnicí. Graf této funkce – viz obrázek 2.2.

Vztah (2.3) lze též upravit do tvaru

$$\frac{\Delta\varphi}{d} = -\beta. \quad (2.6)$$

Z něj je patrný vztah mezi fázovou konstantou a přenosem fáze buňkou. Důležitý je závěr, že **chceme-li zápornou hodnotu fázové konstanty v určitém frekvenčním pásmu (DNG Material [33], prostředí se záporným indexem lomu), musí v tomto pásmu přenos fáze skrz buňku nabývat kladných hodnot.**

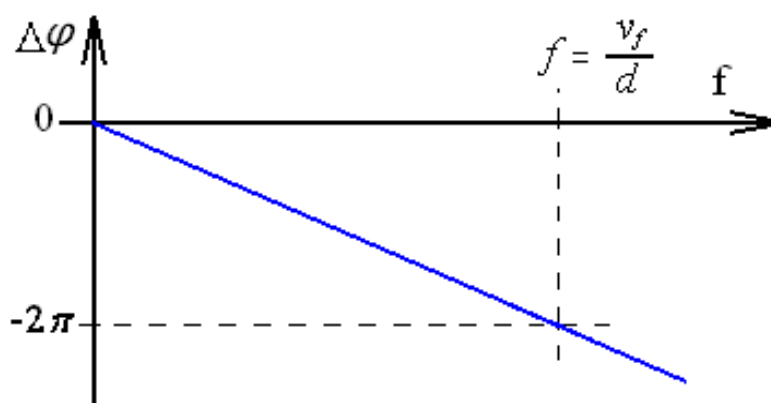
Fázovou charakteristiku pro jednu buňku prázdného prostoru bude představovat polopřímka. Ta bude definovaná jedním bodem pro nulovou frekvenci, když vlnová délka roste nade všechny meze, bude změna fáze nulová. A druhým bodem je bod, kde na frekvenci odpovídající vlnové délce dosáhne změna fáze hodnoty -2π (obrázek 2.2).

Jinak řečeno, pro hodnotu vlnové délky λ rovné velikosti buňky d

$$\lambda = d, \quad (2.7)$$

dostanu hodnotu frekvence rovnou

$$f = \frac{v_f}{d}. \quad (2.8)$$



Obr. 2.2 Fázová charakteristika prázdného prostoru.

2.2 Stanovení hodnoty indexu lomu

V předchozí části jsem dospěl ke vztahu

$$\beta = -\frac{\Delta\varphi}{d}, \quad (2.9)$$

tento vztah zkombinuji se vztahem

$$\beta = \frac{\omega}{v_f} \quad (2.10)$$

a dostanu

$$v_f = -\frac{\omega d}{\Delta\varphi}. \quad (2.11)$$

Opět vidím, že jedině pro kladné hodnoty změny fáze dostanu zápornou fázovou rychlost. Abych mohl vyjádřit vztah pro hodnotu indexu lomu n , použiji následující vztah

$$v_f = \frac{v_0}{n}, \quad (2.12)$$

kde v_0 je fázová rychlost v prázdném prostoru a v_f je fázová rychlost v prostoru o indexu lomu n , dosadím tento vztah do vztahu (2.11) a upravím na

$$n = -\frac{v_0 \Delta\varphi}{\omega d}. \quad (2.13)$$

Dále úhlovou frekvenci ω nahradím frekvencí f pomocí vztahu $\omega = 2\pi f$. Výše uvedený vztah (2.13) je klíčový pro určení indexu lomu. Rozeberu ho tedy podrobněji. Zde je dobré si uvědomit, že v tomto vztahu jsou veličiny změna $\Delta\varphi$ a index lomu n funkcí frekvence. Pak nastanou dva důležité případy.

Zprvče změna fáze $\Delta\varphi$ bude lineární funkcí frekvence podle vztahu

$$\Delta\varphi = \bar{k}f, \quad (2.14)$$

kde \bar{k} je směrnice přímky vyjadřující tuto funkci ve frekvenční charakteristice. Pak pro hodnotu indexu lomu dostanu hodnotu

$$n = -\frac{v_0 \bar{k}}{2\pi d} = konst., \quad (2.15)$$

kteřá není frekvenčně závislá. Jinak řečeno, chci-li mít v určitém pásmu konstantní index lomu, pak musí v tomto frekvenčním pásmu být změna fáze lineární funkcí frekvence procházející počátkem a to jak pro kladné hodnoty indexu lomu n , tak pro hodnoty záporné.

Zadruhé změna fáze $\Delta\varphi$ bude obecnou funkcí frekvence

$$\Delta\varphi = \Delta\varphi(f). \quad (2.16)$$

A pro index lomu bude platit obecnější vztah

$$n = -\frac{v_0 \Delta\varphi(f)}{2\pi f d}. \quad (2.17)$$

Toto je případ, který se bude vyskytovat v úzkém, ale důležitém frekvenčním pásmu, neboť právě v tomto pásmu se prostředí může chovat jako metamateriál. Je to způsobeno tím, že rezonátor, který většinou tvoří základní buňku metamateriálu, je velice úzkopásmový. Vně tohoto úzkého pásma se rezonátor projevovat nebude a fázová charakteristika bude mít průběh lineární. Jak je uvedeno v prvním případě vzorec (2.14) se zápornou směrnici \bar{k} a tedy s kladnou hodnotou indexu lomu – viz (2.15), vně tohoto pásma. Konkrétně to budou hodnoty pro prázdný prostor - viz obrázek 2.2.

Dále použiji vztah

$$\beta_0 = \frac{2\pi f}{v_0} \quad (2.18)$$

a zjednoduším vztah (2.17) na následující

$$n(f) = -\frac{\Delta\varphi(f, d)}{\beta_0(f)d}, \quad (2.19)$$

kde je zdůrazněna závislost $\Delta\varphi$, β_0 a n na frekvenci případně podélném rozměru buňky d .

Obecněji lze napsat

$$n(f) = -\frac{\varphi_d(f) - \varphi_0(f)}{\beta_0(f)d}, \quad (2.20)$$

kde φ_d je fáze vlny ve vzdálenosti d od roviny 0 s fází vlny φ_0 . Vztah (2.19) se dá také upravit do následujícího tvaru

$$n(f) = -\frac{\Delta\varphi(f, d)}{\beta_0(f)}. \quad (2.21)$$

Vztah můžu interpretovat jako podíl pomyslné fázové konstanty, kterou získáme jako podíl změny fáze při projití buňkou a délky této buňky a fázové konstanty ve volném prostoru.

2.3 Stanovení indexu lomu pomocí S-parametrů

V literatuře [27] zmiňovaný vztah pro výpočet hodnoty indexu lomu ze změřených S-parametrů má následující tvar (v literatuře je místo β_0 použito k)

$$n = \frac{1}{\beta_0 d} \arccos \left[\frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2) \right]. \quad (2.22)$$

Budu uvažovat pouze geometricky symetrické buňky vůči rovinám 1 a 2 neboli $S_{11} = S_{22}$ a $S_{21} = S_{12}$. Předchozí vztah snadno upravím odstraněním inverzní funkce ke kosinu na tvar

$$\cos(n\beta_0 d) = \frac{1}{2S_{21}} (1 - S_{11}^2 + S_{21}^2). \quad (2.23)$$

Když budu uvažovat metamateriál, který by v ideálním případě neodrážel $|S_{11}| \rightarrow 0$, což ocením hlavně v případě vícevrstevných metamateriálů (více elementárních buněk v sérii), kde by docházelo k mnohačetným odrazům, které by celou situaci komplikovaly, např. výsledný index lomu by závisel na tloušťce metamateriálu, dostaneme ze vztahu (2.23) vztah

$$\cos(n\beta_0 d) = \frac{1}{2S_{21}} (1 + S_{21}^2). \quad (2.24)$$

Další předpoklad, který učiním, je, že zanedbám ztráty v materiálu a řeknu, že materiál bude mít vysoký přenos $|S_{21}| \rightarrow 1$ a za pomoci vztahu $S_{21} = |S_{21}|e^{j \arg S_{21}}$ dostanu

$$\cos(n\beta_0 d) = \frac{1 + e^{2j \arg S_{21}}}{2e^{j \arg S_{21}}}. \quad (2.25)$$

Tento vztah snadno upravím na

$$\cos(n\beta_0 d) = \frac{1}{2} (e^{-j \arg S_{21}} + e^{j \arg S_{21}}) \quad (2.26)$$

a za pomoci vztahu z tabulek [28]

$$\cos x = \frac{1}{2} (e^{jx} + e^{-jx}), \quad (2.27)$$

upravím na

$$\cos(n\beta_0 d) = \cos(\arg S_{21}). \quad (2.28)$$

Dále odstraním kosiny, zde nezapomenu na sudost funkce kosinus a 2π periodičnost,

$$n\beta_0 d = \pm \arg S_{21} + 2k'\pi, \quad (2.29)$$

kde $k' \in \mathbb{Z}$.

Z výše uvedeného např. z obrázku 2.2 vidím, že jen záporné hodnoty přenosu fáze $\arg S_{21}$ přísluší kladnému indexu lomu n , kladná řešení tedy dále neuvažuji

$$n\beta_0 d = -\arg S_{21} + 2k'\pi. \quad (2.30)$$

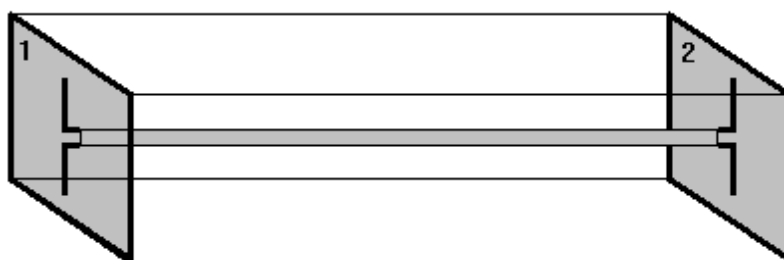
Dále neuvažuji ani 2π periodičnost, stačí brát v úvahu pouze jednu hodnotu z intervalu délky 2π . Aby následující vztah

$$n = \frac{-\arg S_{21}}{\beta_0 d} \quad (2.31)$$

mohl nabývat i záporných hodnot indexu lomu, je zapotřebí brát přenos fáze, jak bude ukázáno ještě dále, nikoliv z intervalu $(-2\pi, 0)$, ale z intervalu $(-\pi, \pi)$. Tímto dostanu vztah (2.31) podobný vztahu (2.19) jinou cestou.

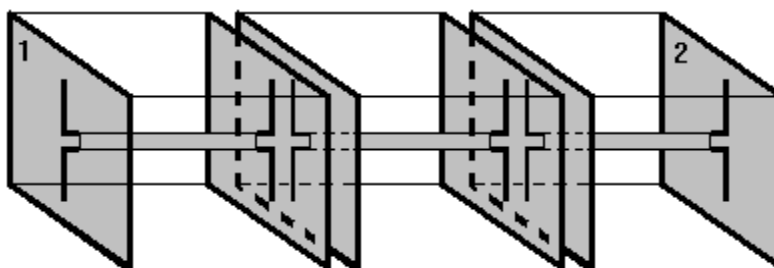
2.4 Myšlenkový model buňky metamateriálu se záporným indexem lomu

Z výše uvedeného vím, že hodnota indexu lomu je dominantně dána přenosem fáze elektromagnetické vlny buňkou metamateriálu. Buňka, jako obvod musí tedy mít tři základní vlastnosti, musí mít schopnost elektromagnetickou vlnu přijmout (na obrázku 2.3 znázorněno anténou v rovině 1), patřičně ji fázově ovlivnit (znázorněno úsekem vedení) a musí vlnu opět vyzářit ve stejném směru (anténa v rovině 2). Jak ale má tato změna fáze vypadat? Uvažuji, že vlnová délka na tomto vedení je stejná jako vlnová délka ve volném prostoru.



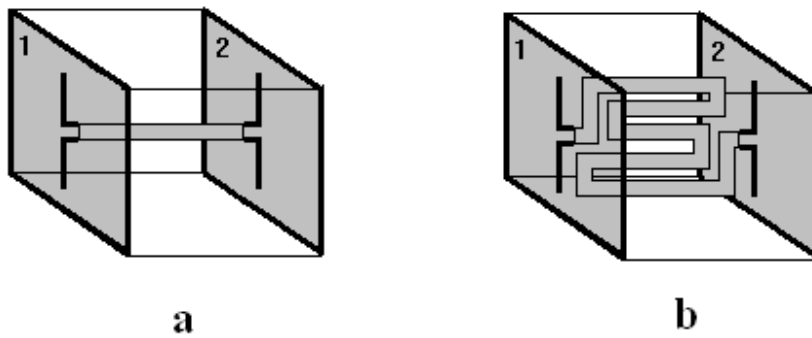
Obr. 2.3 Myšlenkový model buňky.

Představím si řetězec buněk na obrázku 2.4 tak, že výstup z první buňky je vstupem buňky druhé, výstup druhé vstupem třetí atd. Výsledkem bude klasická harmonická dopředná vlna. Budu vlnu pozorovat jen na rozhraní mezi buňkami, nikoliv uvnitř těchto buněk. Tato dopředná vlna bude jen jinak prostorově diskretizovaná - viz obrázek 2.3 v porovnání s obrázkem 2.4. Co je dále podstatné, podélnou délkou buňky se nebude měnit průběh vlny, ale pouze diskretizace prostoru, kde můžeme vlnu pozorovat, což je prostor mezi buňkami - viz obrázek 2.4 (více prostorově diskretizovaný) v porovnání s obrázkem 2.3 (méně prostorově diskretizovaný).



Obr. 2.4 Prostorově více diskretizovaný materiál než na obrázku 2.3.

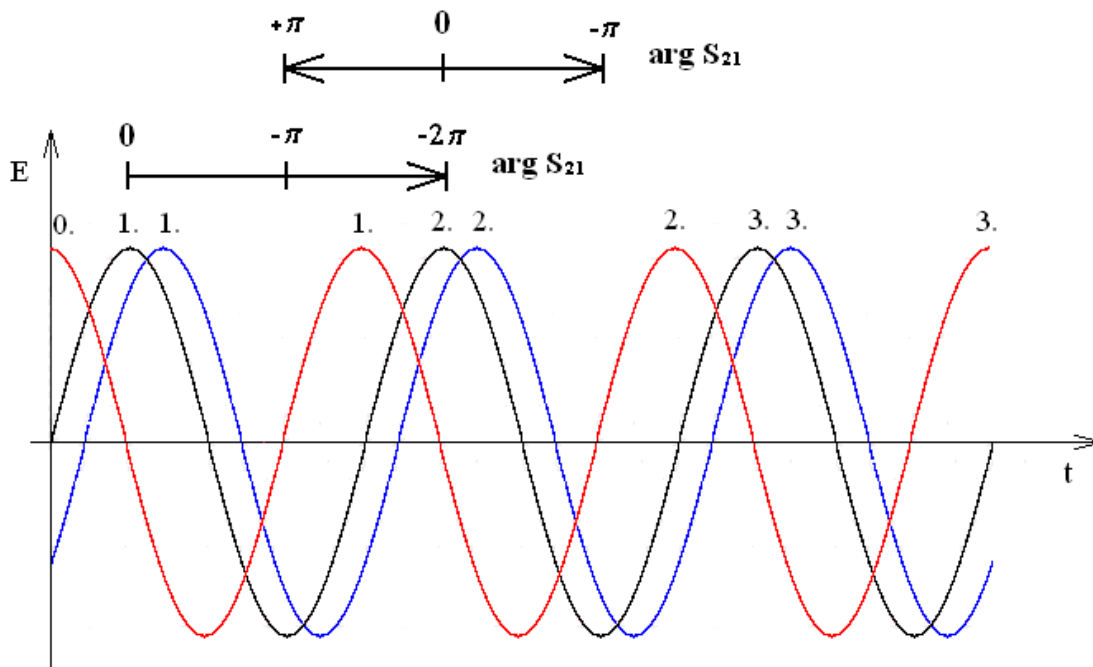
K tomu, aby se změnila fázová rychlost z kladné na zápornou, je třeba, aby se fáze při průchodu buňkou změnila více, než odpovídá volnému prostoru, a to podstatně (ostře) - viz obrázek 2.5.



Obr. 2.5 a) Myšlenkový model buňky přenášející fázi jako volný prostor b) myšlenkový model buňky přenášející fázi s podstatně větším rozdílem než by odpovídal volnému prostoru.

Rozdíl mezi oběma buňkami na obrázku 2.5 jde ukázat i na časovém průběhu veličin elektromagnetického pole na obrázku 2.6. Časový průběh vstupní veličiny (referenční) je černá sinusovka. Důležité je však, jak vypadá výstupní průběh. Modrá sinusovka představuje signál po průchodu buňkou na obrázku 2.5a v prostředí s kladným indexem lomu, kde dochází k malé fázové změně mezi vstupem a výstupem. Víme, že velikost buňky je ostře menší než vlnová délka, čili změna fáze nemůže být velká (blízká 2π).

Červená sinusovka představuje signál po průchodu buňkou na obrázku 2.5b s velkou změnou fáze oproti vstupnímu signálu. Neboli přenosové vlastnosti buňky jsou takové, že dojde k velké změně fáze na relativně krátké dráze neboli malém podélném rozměru buňky.

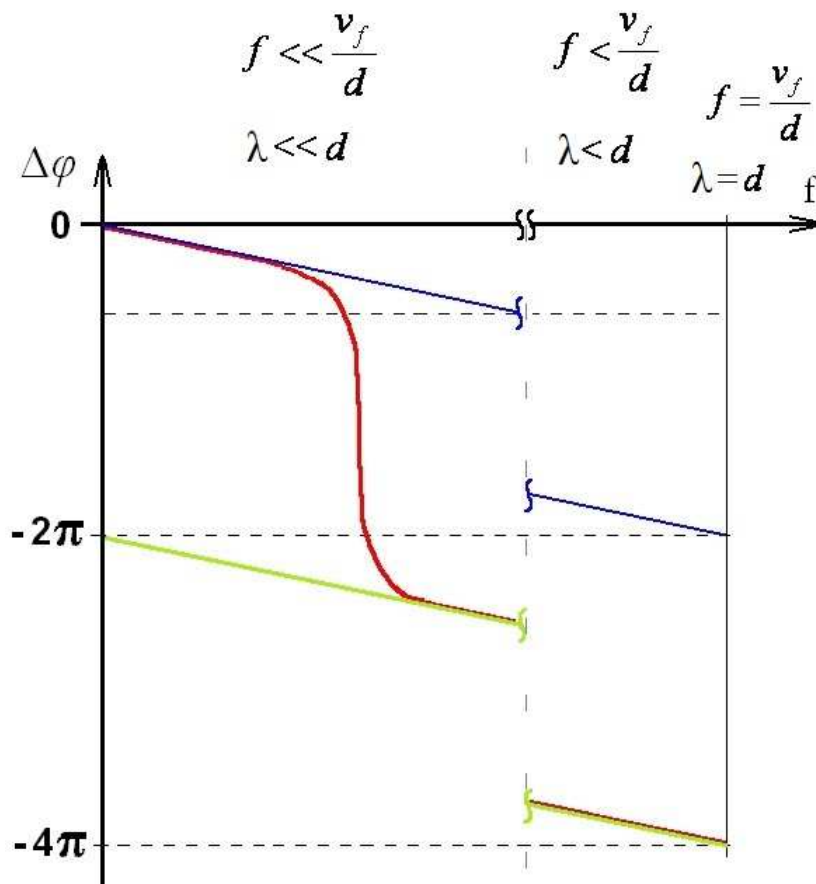


Obr. 2.6 Časové průběhy signálu na vstupu buňky (černá) a na výstupu buňky pro malou (modrá) a velkou (červená) fázovou změnu.

Na obrázku 2.6 je možno vidět očíslovaná odpovídající si (kauzálně související) maxima. Podívám-li se na 2. maximum vstupní veličiny (černá), vidím, že výstup pro klasický materiál (modrá) je nepatrně opožděn. Zatímco pro metamateriál (červená) je výstup natolik opožděn, že v časovém okolí 2. maxima vstupu není důležité 2. maximum výstupu (červená), ale 1. maximum výstupu (červená), které vytváří dojem, že výstupní signál v čase předchází vstupní (záporná fázová rychlost), i když se jedná o neodpovídající si (kauzální) maxima. Dojem, který vytváří tato situace, však nic nemění na směr toku energie potažmo grupové rychlosti, která bude mít stejnou orientaci jak pro kladné hodnoty indexu lomu, tak pro hodnoty záporné.

2.5 Určení frekvenčního pásma DNG materiálu přímým měřením fázové charakteristiky

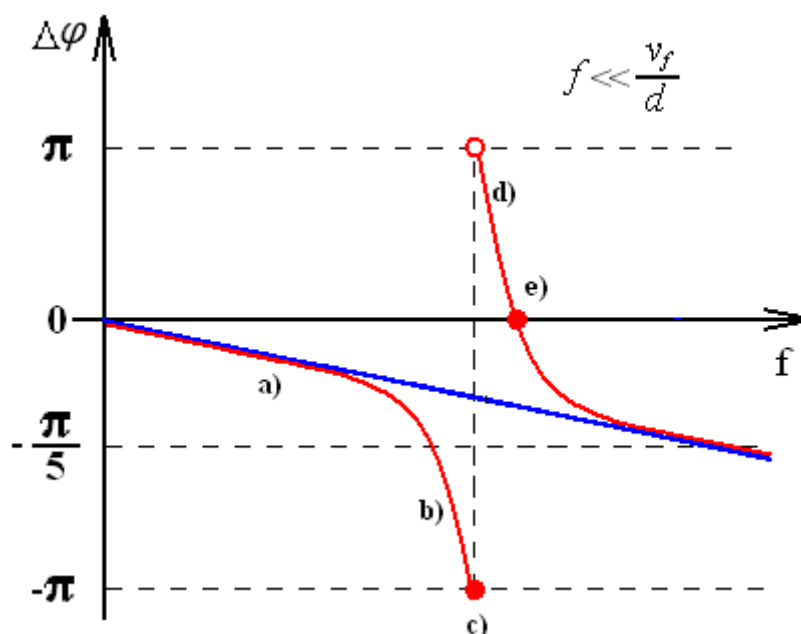
Jedna z frekvenčních charakteristik, která vykazuje velké změny fáze, je na obrázku 2.7 (červená). Lineární funkce (modrá) je frekvenční charakteristika totožná s charakteristikou prázdného prostoru na obrázku 2.2. Druhá lineární funkce (zelená) jí odpovídá až na to, že je posunuta o -2π . Frekvenční charakteristika (červená) se shoduje s frekvenční charakteristikou (modrá) volného prostoru mimo pásmo, kde částice rezonuje. V úzkém pásmu, kde částice rezonuje, se liší frekvenční charakteristika od frekvenční charakteristiky prázdného prostoru. Tato odlišnost se musí nacházet, jak je k vidění na obrázku, ve frekvenční oblasti, kde $f \ll \frac{v_f}{d}$. Což odpovídá podmínce $d \ll \lambda$. Když ji rozvineme $d \ll \lambda = \frac{v_f}{f}$, dostaneme se k výše zmíněné frekvenční podmínce.



Obr. 2.7 Frekvenční charakteristika s velkou změnou fáze.

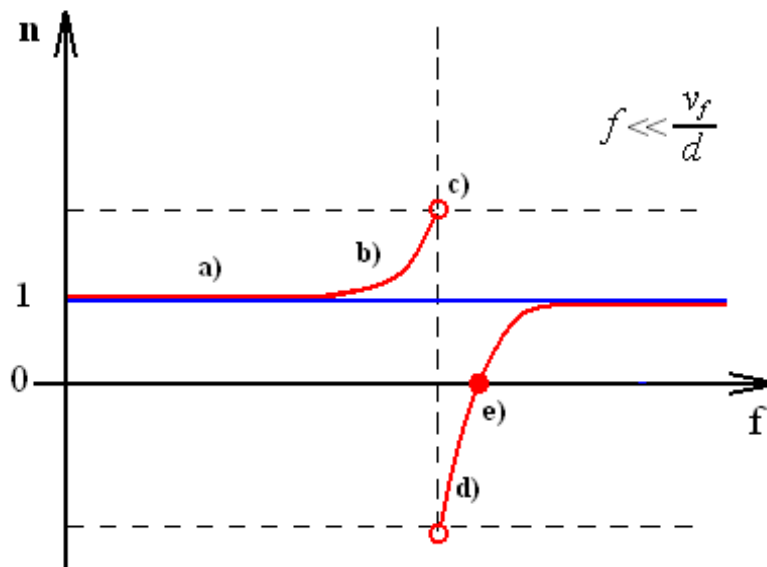
Na obrázku 2.7 je možno vidět fázovou frekvenční charakteristiku (červená), jejíž hodnoty jsou v rozsahu $(-4\pi, 0)$. Tento interval je však zbytečně veliký a je použit jen proto, aby tato frekvenční charakteristika zůstala spojitá. Z periodicity fáze vyplývá, že by stačil interval délky 2π . Jaký konkrétní interval ale zvolit? Vráťím se k obrázku 2.6 a k úvaze, pomocí jakého maxima změnu fáze vyjadřovat vůči maximu referenčního signálu (černá). Ne zvolím si interval $(-2\pi, 0)$, tedy nebudu vyjadřovat první maximum výstupního signálu vůči prvnímu maximum referenčního (vstupního) signálu. Nýbrž vyjádřím fázi vůči druhému maximum referenčního signálu maxima (resp. první pro červenou nebo druhé pro modrou sinusovku - viz obrázek 2.6) výstupního signálu v intervalu $(-\pi, \pi)$. Překreslím tedy takto fázovou charakteristiku z obrázku 2.7 a dostanu obrázek 2.8 už jen pro oblast $f \ll \frac{v_f}{d}$.

Pro názorné stanovení frekvenčního pásma, kde buňka vykazuje záporné hodnoty indexu lomu (DNG Material), je vhodné používat pro přenos fáze interval $(-\pi, \pi)$.



Obr. 2.8 Frekvenční charakteristika přenosu fáze $\Delta\varphi$ po transformaci do intervalu $(-\pi, \pi)$.

K výpočtu hodnot indexu lomu n z přenosu fáze $\Delta\varphi$ z obrázku 2.8 použijí výše odvozený vztah (2.21) případně (2.33). Výsledný průběh frekvenční závislosti indexu lomu je na obrázku 2.9.



Obr. 2.9 Průběh indexu lomu v závislosti na frekvenci pro frekvenční charakteristiku přenosu fáze na obrázku 2.8.

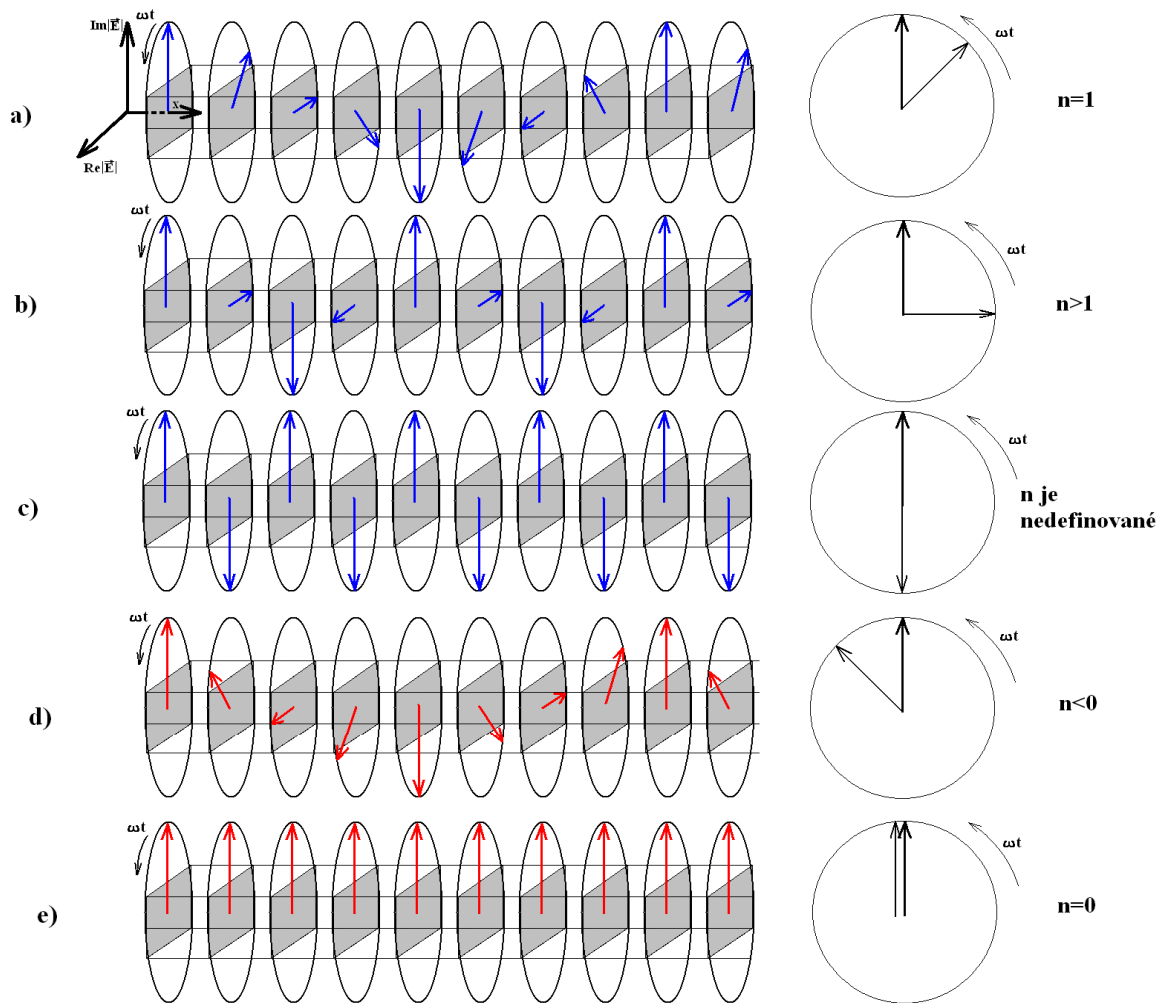
Závěrem lze říci, že materiál nabývá záporných hodnot indexu lomu v pásmu, kde přenos fáze vyjádřený v intervalu $(-\pi, \pi)$ nabývá kladných hodnot. Užitečností tohoto tvrzení spočívá ve faktu, že přenos fáze $\Delta\varphi$ čili $\arg S_{21}$ je veličina, kterou lze přímo měřit. Podívejme se podrobněji na jednotlivá různá chování pro jednotlivé frekvence materiálů tvořeného sérií buněk, kde jednotlivá buňka má frekvenční charakteristiku – viz obrázek 2.8. Půjdu postupně od menších frekvencí k větším. Nejprve se tedy podívejme na chování materiálu na nejnižších frekvencích na obrázku 2.8 oblast a) (dále jen označení obrázek 2.8a). V této oblasti je přenos fáze roven přenosu fáze prázdnou buňkou a přenos fáze lineárně klesá, což odpovídá oblasti na obrázku 2.9a, konstantní jednotkový index lomu. Jak vypadá rozložení fáze vlny podél prostorové souřadnice v rovinách oddělujících jednotlivé buňky, je vidět na obrázku 2.10a.

Druhou oblastí, kde se již rezonátor tvořící buňku projevuje, je oblast označená na obrázcích 2.8, 2.9 a 2.10 písmenem b. Víím, že fáze se přenáší s čím dál větším rozdílem (oproti prázdnému prostoru) s růstem frekvence – viz obrázek 2.8b. Dochází ke zkracování vlnové délky, viz obrázek 2.10b v porovnání s obrázkem 2.10a a k růstu indexu lomu, viz obrázek 2.9b.

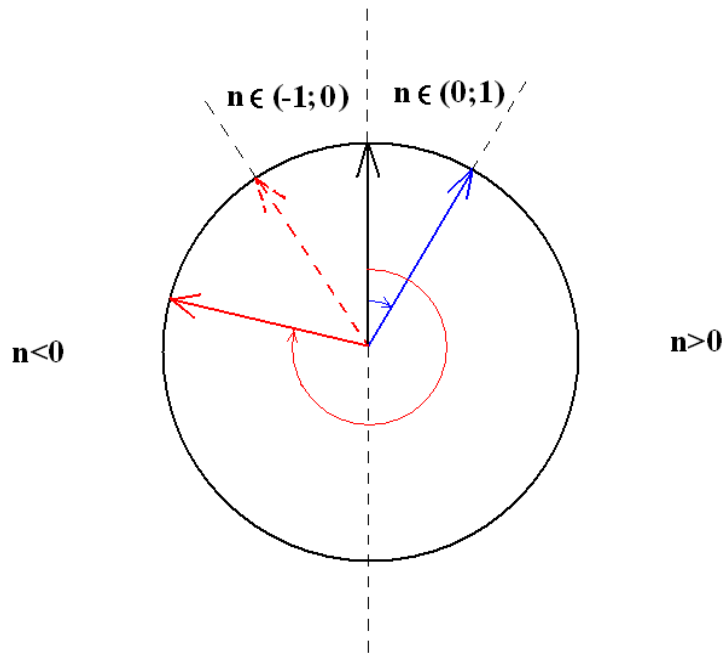
Následně se dostaneme na frekvenci označenou na výše zmíněných obrázcích jako c. Vidím, že na této frekvenci je přenos fáze $\Delta\varphi$ přesně $-\frac{\pi}{2}$, viz obrázek 2.10c. A vidím, že máme pouze dva vzorky na vlnovou délku, což je málo na určení směru fázové rychlosti. Pro určení fázové rychlosti potřebujeme znát fázi ve více jak dvou bodech (rovinách) na vzdálenosti rovné vlnové délce. Jedná se o analogii v prostoru Shannonova vzorkovacího teorému, který zmiňuje potřebu více jak dvou vzorků v časové oblasti pro detekci harmonické za její periodu. Naše detekce harmonické je v prostorové oblasti a Shannonův vzorkovací teorém je v časové oblasti. Proto je na této frekvenci index lomu nedefinovaný.

Další frekvenční oblastí označenou písmenem d je oblast se záporným indexem lomu. Jak k této situaci dochází, je vidět v přechodu mezi obrázky 2.10c a 2.10d. Vidím, že k zápornému indexu lomu je zapotřebí, aby přenos fáze buňkou $\Delta\varphi$, resp. $\arg S_{21}$ byl $\Delta\varphi < -\pi$, pokud změnu fáze vyjadřuji v intervalu $(-2\pi, 0)$. Nebo pokud fázi vyjadřuji v intervalu $(-\pi, \pi)$, jak bylo vysvětleno výše, byl přenos fáze $\Delta\varphi > 0$.

Poslední zajímavou frekvencí je frekvence, kde index lomu nabývá nulové hodnoty, kde vlnová délka roste nade všechny meze, jak je vidět na obrázku 2.10e. Nutnou podmínkou je, aby přenos fáze nabýval hodnoty $\Delta\varphi = 0$ pokud přenos fáze vyjadřujeme na intervalu $(-\pi, \pi)$, resp. $\Delta\varphi = -2\pi$ pokud jej vyjadřuji na intervalu $(-2\pi, 0)$. S dalším růstem frekvence, jak je vidět na obrázcích 2.8 a 2.9, dochází k návratu na hodnoty fázového přenosu a indexu lomu odpovídající volnému prostoru (modré přímky).

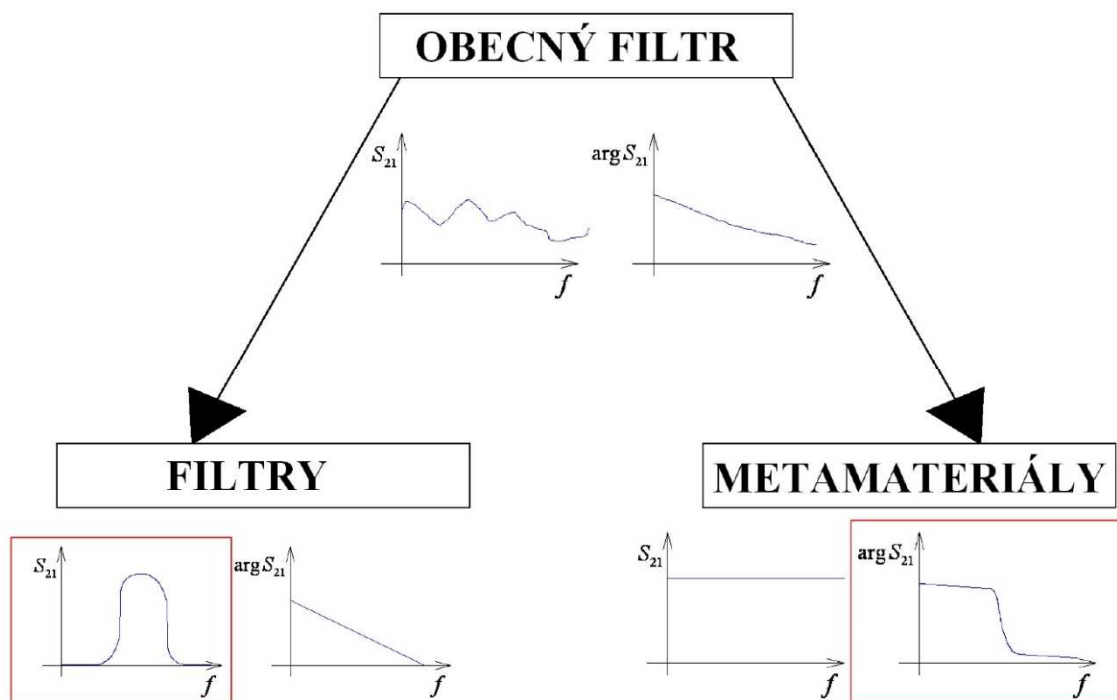


Obr. 2.10 Průběh fázorů vlnění na hranicích mezi jednotlivými buňkami tvořícími materiál, vztah přenosu fáze jednotlivou buňkou a indexem lomu n .



Obr. 2.11 Diagram přenosu fáze a jemu odpovídající hodnoty indexu lomu.

Na obrázku 2.11, který navazuje na obrázek 2.10, vidím přesně vymezené intervaly změny fáze způsobené přenosem skrze buňku vůči referenční fázi vstupu (černý fázor) a jemu odpovídající hodnoty indexu lomu. Fáze na výstupu buňky pro volný prostor je na obrázku 2.10 modrý fázor. Postupujme dále po směru hodinových ručiček. V pravé polovině kruhového diagramu hodnoty indexu lomu rostou a jsou vždy kladné $n > 0$. V levé polovině symetricky pro větší změny fáze než $|\Delta\varphi| > \pi$ (červený fázor) jsou hodnoty indexu lomu záporné $n < 0$. Dále je možno na obrázku vidět změny fáze, které odpovídají hodnotám indexu lomu $|n| < 1$, tyto hodnoty indexu lomu jsou zajímavé tím, že v materiálu s tímto indexem lomu je vlnová délka větší než ve volném (prázdném) prostoru.



Obr. 2.12 Hrubé rozdělení dvojbranů na filtry a metamateriály.

Když se budu dívat na obecný dvojbran s definovanými dvěma porty jako na obecný filtr se svojí obecnou přenosovou a fázovou charakteristikou, tak rozdělení na dva různě kladené důrazy by mohlo vypadat jako na obrázku 2.12. U filtrů jako je dolní propust, horní propust, pásmová propust atd., je kladen důraz na přenos modulu, zatímco přenos fáze se příliš neřeší, resp. se řeší lineární funkcí, aby se nerozpadal vlnový balík (disperze). Tak u metamateriálů je třeba klást hlavní důraz na přenos fáze, přenos modulu se snažíme řešit jen tak, aby byl blízký jedné.

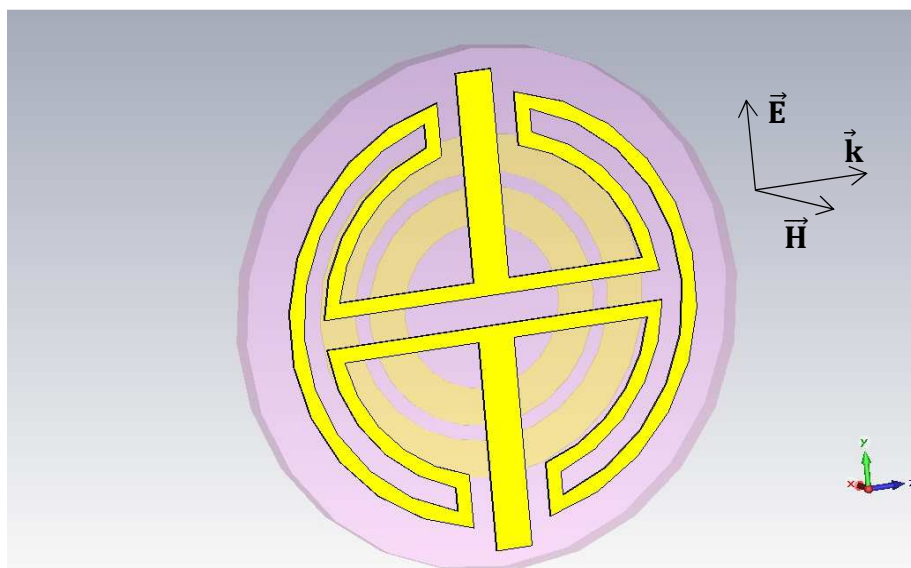
2.6 Rezonanční částice

Byla navržena částice [29] s cílem získat částici, která bude vykazovat ve stejném pásmu zároveň záporné μ a záporné ϵ . Jinak řečeno částice bude vykazovat záporný index lomu n pokud možno při co nejmenších ztrátách. A byly na ni aplikovány poznatky o fázi uvedené v předchozí části.

Částice byla navržena na kruhovém keramickém substrátu o poloměru 3,5 mm a tloušťky 0,4 mm. Permittivita substrátu ϵ_r je 20 a ztrátový činitel $\text{tg} \delta$ je 10^{-4} . Substrát byl zvolen s ohledem na co nejmenší ztráty.

Výsledný návrh je na obrázku 2.14. Nejprve byl proveden v simulátoru CST Microwave Studio návrh samostatné částice split ring, která vykazuje záporné μ . Poté byl proveden návrh dipólového rezonátoru tak, aby oba rezonátory rezonovaly na přibližně stejné frekvenci (okolo 3,01 GHz).

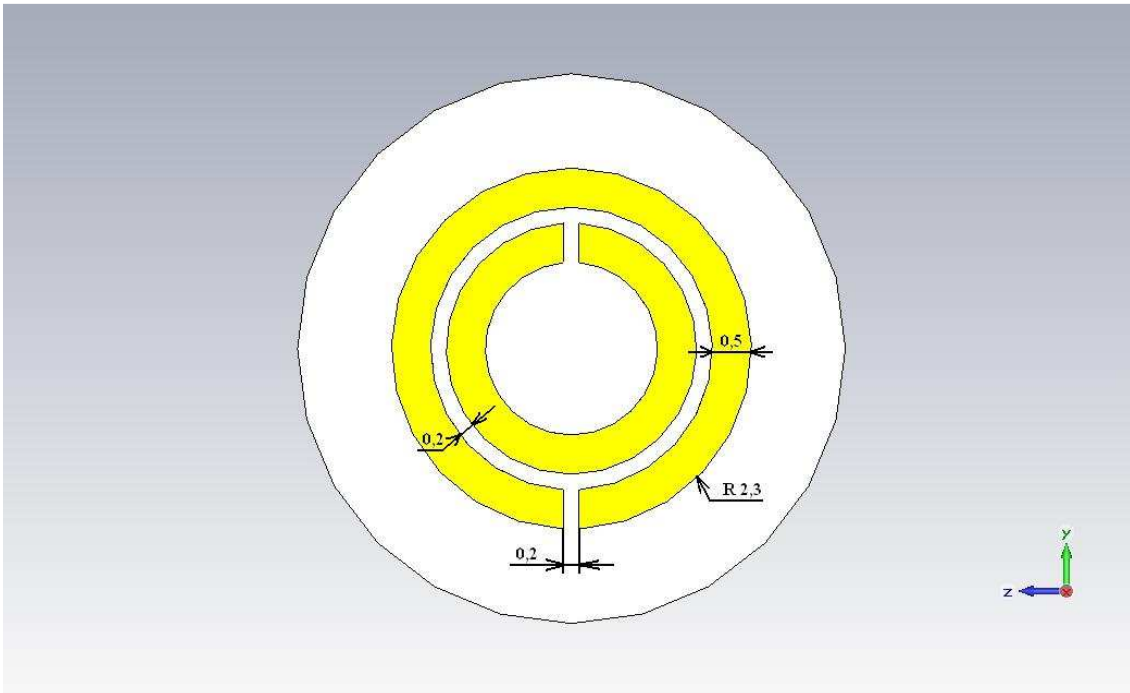
Smyčka induktoru, kterou je zatížen dipólový rezonátor, je tvarována s ohledem na prstencový rezonátor (split ring) a jeho smyčku tak, aby jejich vzájemná indukčnost byla co nejmenší (smyčky se co nejméně překrývaly, jak je vidět na obrázku 2.13).



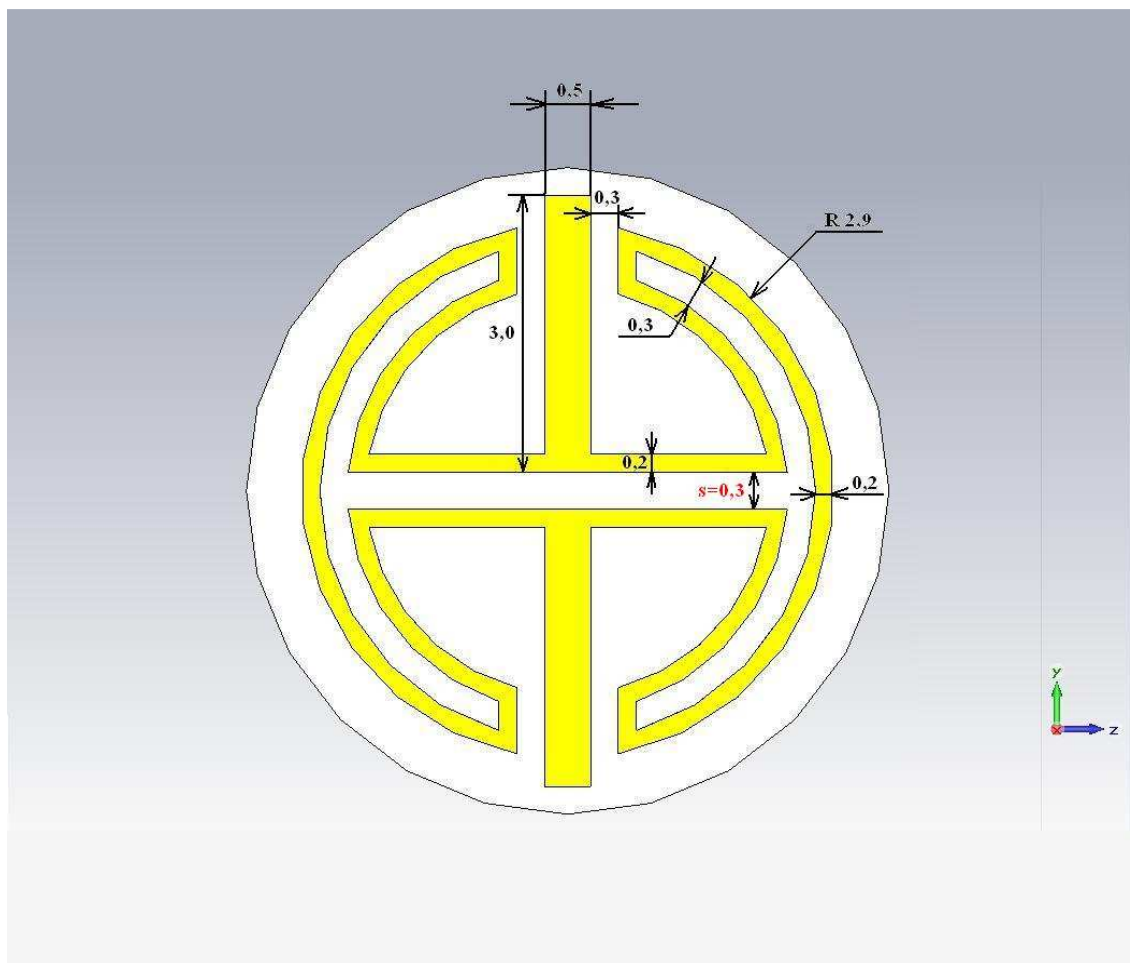
Obr. 2.13 Navržená částice v obecné poloze.

Přesné rozměry navržené částice jsou na obrázcích 2.14 a 2.15.

Simulace byly prováděny v prostoru kvádřového tvaru o velikosti 8x10x20 mm s hraničními podmínkami, magnetické stěny po stranách a elektrické stěny nahoře a dole tak, že průřezem tvaru obdélníku prochází rovinná vlna.



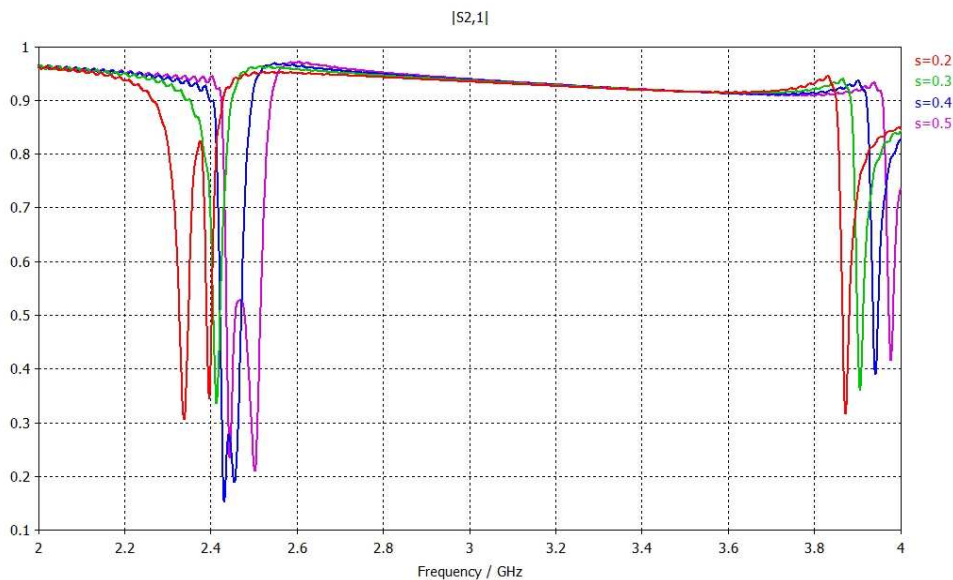
Obr. 2.14 Rub částice – split ring rezonátor (rozměry jsou v milimetrech).



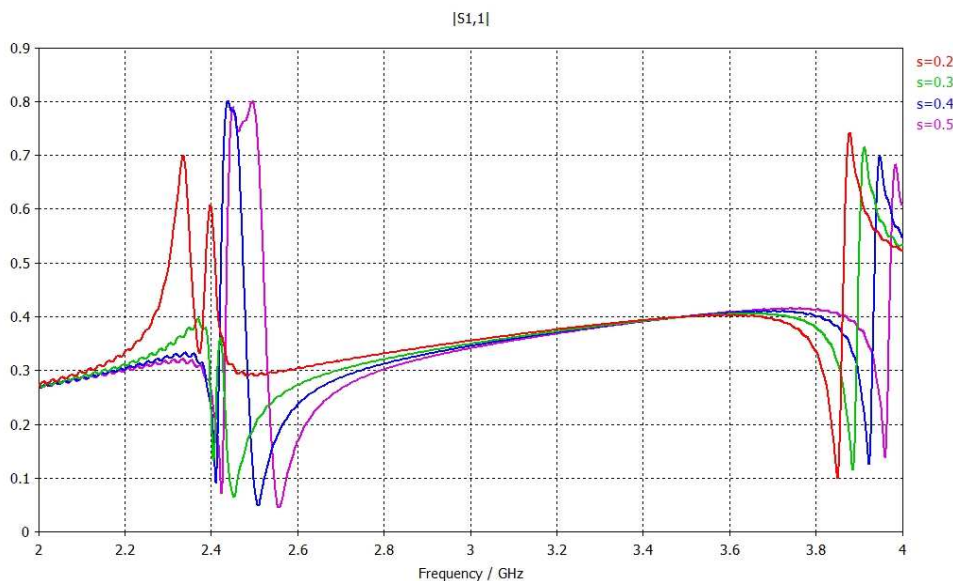
Obr. 2.15 Líc částice – dipólový rezonátor (rozměry jsou v milimetrech).

Poté co byly oba navržené rezonátory umístěny na jeden substrát (jeden na rubovou stranu, druhý na lící stranu), došlo k přeladění rezonanční frekvence výsledné částice směrem k nižším frekvencím (do frekvenční oblasti kolem 2,4 GHz). Dále bylo provedeno i ladění takto vzniklé částice pomocí parametru s (viz obrázek 2.16 označen červeně), tento parametr nejvíce ovlivňoval magnetickou vazbu mezi dipólovým a split ring rezonátorem. Výsledky tohoto ladění v podobě frekvenčního průběhu vybraných S-parametrů můžete vidět na obrázcích 2.16, 2.17 a 2.18.

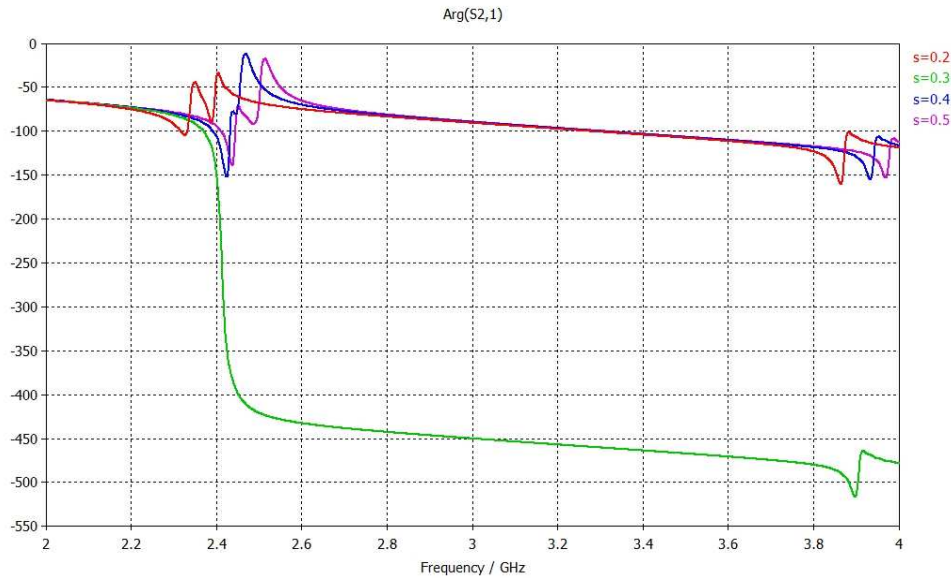
Na obrázku 2.16 je možno vidět, že přenos s nejmenším útlumem nastává při rezonanci částice pro hodnotu parametru $s = 0,3$ mm (zelené charakteristiky) na rozdíl od ostatních hodnot parametru s , pro něž jsou na obrázku vidět dvě rezonance. Při naladění těchto dvou rezonancí na stejnou frekvenci je přenos lepší, než by odpovídalo prostému součtu přenosů těchto rezonancí.



Obr. 2.16 Velikost přenosu $|S_{21}|$ v absolutní míře částicí pro různé hodnoty parametru s získané simulacemi.



Obr. 2.17 Velikost odrazu $|S_{11}|$ v absolutní míře od částice pro různé hodnoty parametru s získané simulacemi.



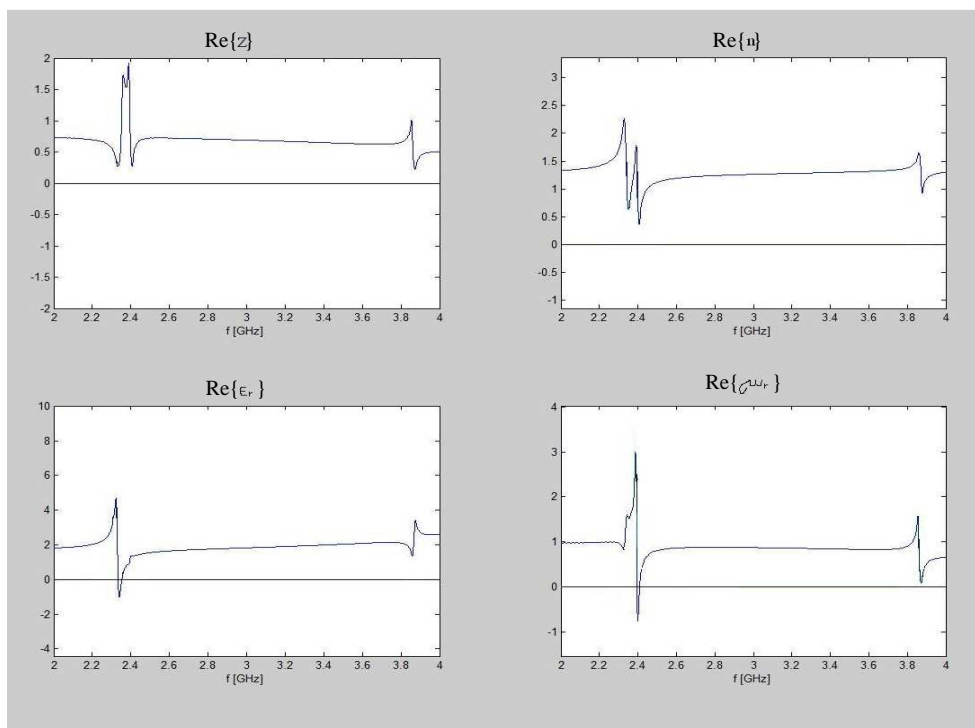
Obr. 2.18 Přenos fáze $\arg S_{21}$ ve stupních skrze částici pro různé hodnoty parametru s získané simulacemi.

Rovněž velikost odrazu od navržené částice při její rezonanci je pro hodnotu parametru $s = 0,3$ mm nejmenší a tudíž vhodnější než pro ostatní hodnoty parametru s , jak vidíme na obrázku 2.17.

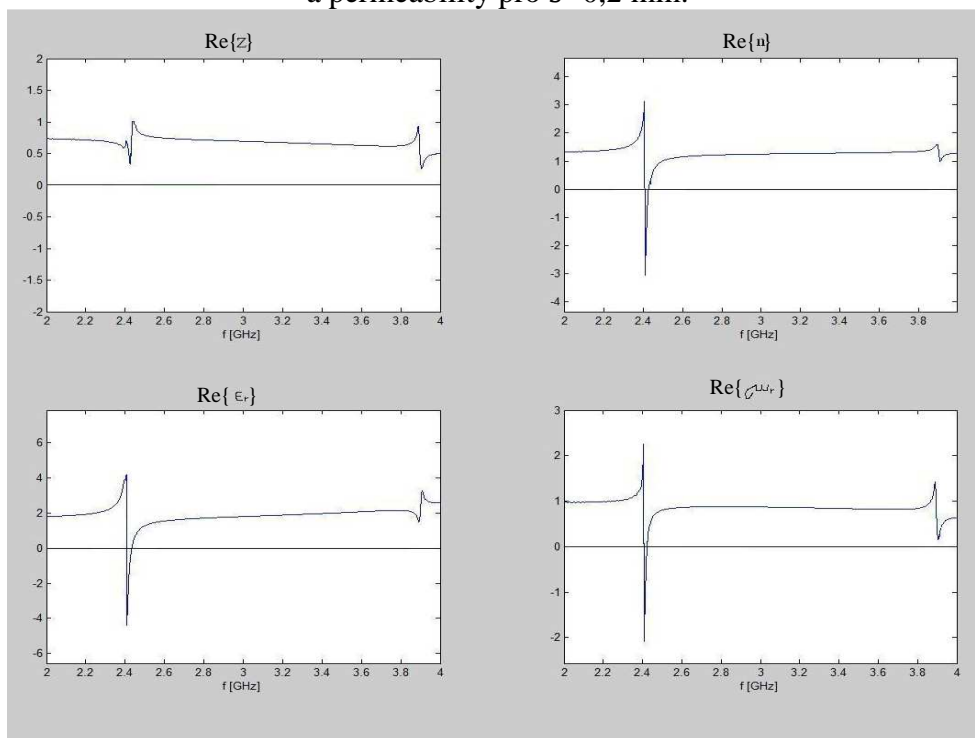
To nejzajímavější z S-parametrů je však to, co se děje s parametrem $\arg S_{21}$, na obrázku 2.18, vidíme, že pro hodnotu parametru $s = 0,3$ mm dojde ke splynutí obou rezonancí a velké změně fáze (zelená charakteristika). Pro ostatní hodnoty parametru s vidíme malé změny fáze dvou rezonancí, které jsou od sebe frekvenčně různě vzdálené.

Na obrázcích 2.19, resp. 2.20 vidíme z výše nasimulovaných S-parametrů vypočítané frekvenční průběhy reálných částí impedance, indexu lomu, permitivity a permeability (dále jen impedance, indexu lomu, permitivity a permeability) pro hodnoty parametru $s = 0,2$ mm, resp. $s = 0,3$ mm pomocí programu [30]. Na obrázku 2.19 jsou pro hodnotu parametru $s = 0,2$ mm v okolí frekvence 2,4 GHz vidět dvě rezonance jednu se zápornou permitivitou a druhou se zápornou permeabilitou, hodnota indexu lomu však na žádné frekvenci není v důsledku malé fázové změny - viz obrázek 2.18 (červená charakteristika). Zatímco pro hodnotu parametru $s=0,3$ mm možno vidět na obrázku 2.20 jednu rezonanci, která má jak zápornou permitivitu, tak permeabilitu, ale i výsledný index lomu. Je to v důsledku velké fázové změny - viz obrázek 2.18 (zelená charakteristika).

Celkově však je možno vidět, že přenos částice se neblíží jedné a dochází k odrazu elektromagnetické vlny a jiným ztrátám energie.

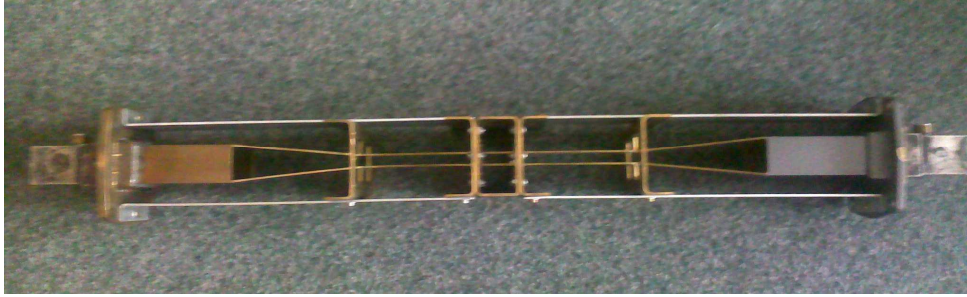


Obr. 2.19 Vypočítané frekvenční průběhy reálných částí impedance, indexu lomu, permitivity a permeability pro $s=0,2$ mm.



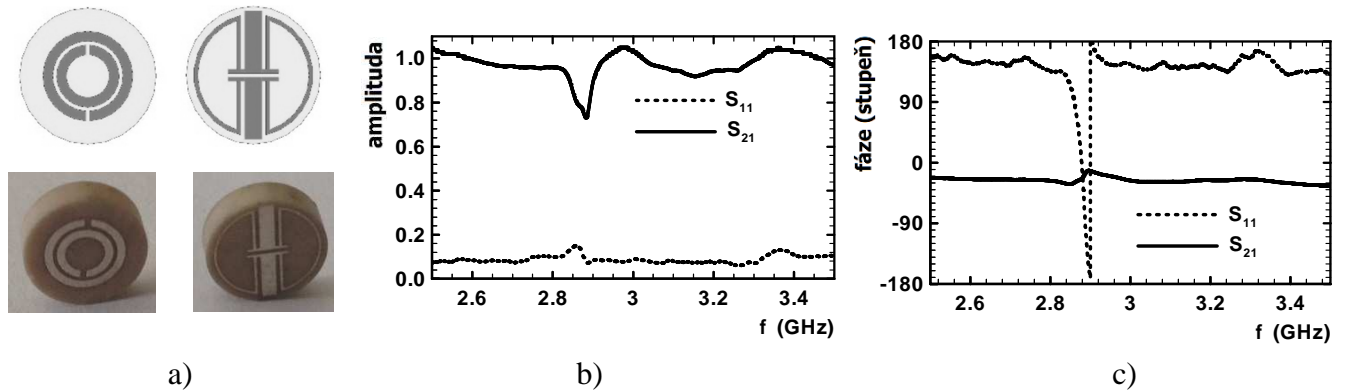
Obr. 2.20 Vypočítané frekvenční průběhy reálných částí impedance, indexu lomu, permitivity a permeability pro $s=0,3$ mm.

Na obrázku 2.21 je použité měřicí vedení pro měření částic. Částice byly měřeny v prostřední části, kde je vedení typu parallel plate o průřezu 20 x 10 mm.



Obr. 2.21 Měřicí vedení.

Byly navrženy a vyrobeny dvě částice [31], které se skládají ze dvou rezonátorů. Jeden rezonátor vykazuje zápornou permitivitu a druhý zápornou permeabilitu. První rezonátor je kombinace split ring rezonátoru a dipólového rezonátoru, viz obrázek 2.22, kde jsou i změřené charakteristiky. Na obrázku 2.23 jsou spočítané reálné části elektrické a magnetické polarizovatelnosti, které jsou v oblasti rezonance záporné.



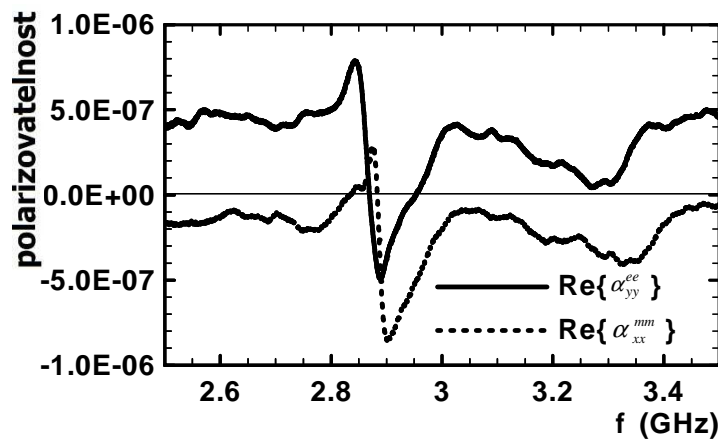
Obr. 2.22 a) SRR a dipólový rezonátor, b) změřené amplitudové charakteristiky, c) změřené fázové charakteristiky.

Elektrická α_{xx}^{ee} a magnetická α_{xx}^{mm} polarizovatelnost jsou definovány následujícími vztahy

$$p_y = \alpha_{xx}^{ee} E_y \quad (2.34)$$

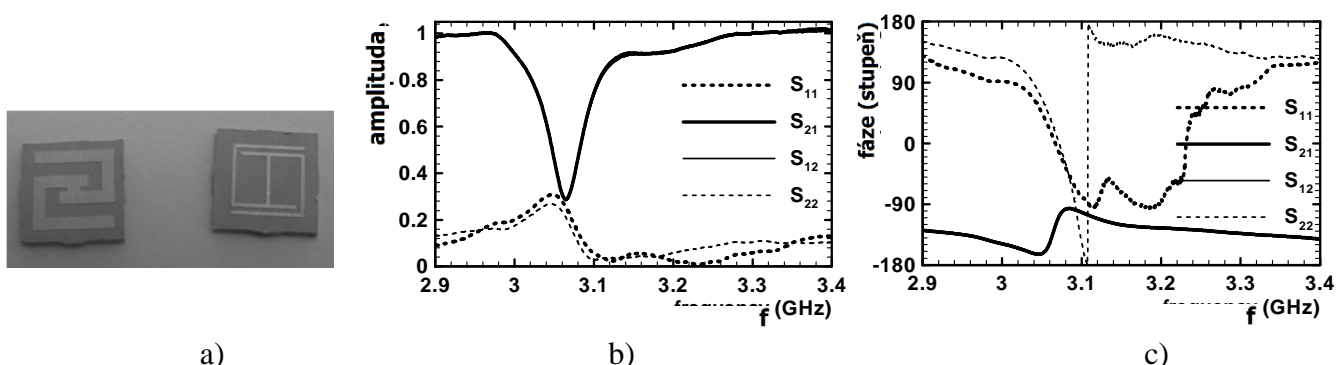
$$m_x = \alpha_{xx}^{mm} H_x, \quad (2.35)$$

kde p_y je elektrický dipólový moment ve směru osy y m_x je magnetický dipólový moment ve směru osy x . A E_y je složka intenzity elektrického pole ve směru opět osy y a H_x je intenzita magnetické pole ve směru osy x .

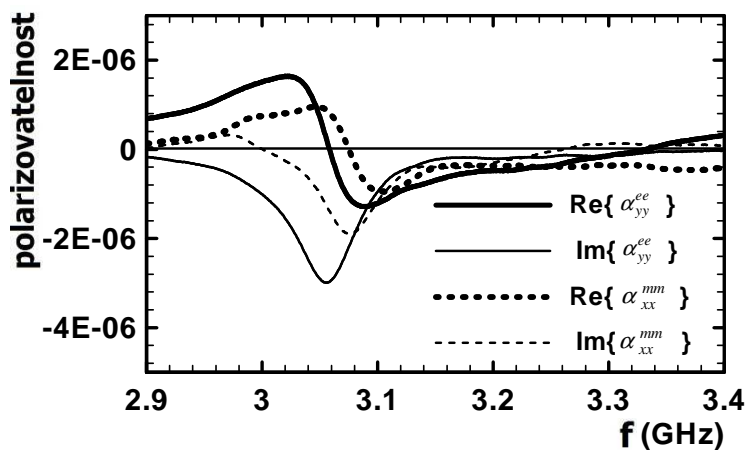


Obr. 2.23 Graf reálných částí elektrické α_{xx}^{ee} a magnetické α_{xx}^{mm} polarizovatelnosti.

A druhý rezonátor, popsáný také v [32], je kombinace dvojice H-rezonátorů viz obrázek 2.24, kde jsou i k němu změřené přenosové charakteristiky. A na obrázku 2.25 jsou k této části vypočítané reálné a imaginární části elektrické a magnetické polarizovatelnosti.



Obr. 2.24 a) dva různě naladěné H-rezonátory, b) změřené amplitudové charakteristiky
c) změřené fázové charakteristiky.



Obr. 2.25 Graf reálných a imaginárních částí elektrické α_{xx}^{ee} a magnetické α_{xx}^{mm} polarizovatelnosti.

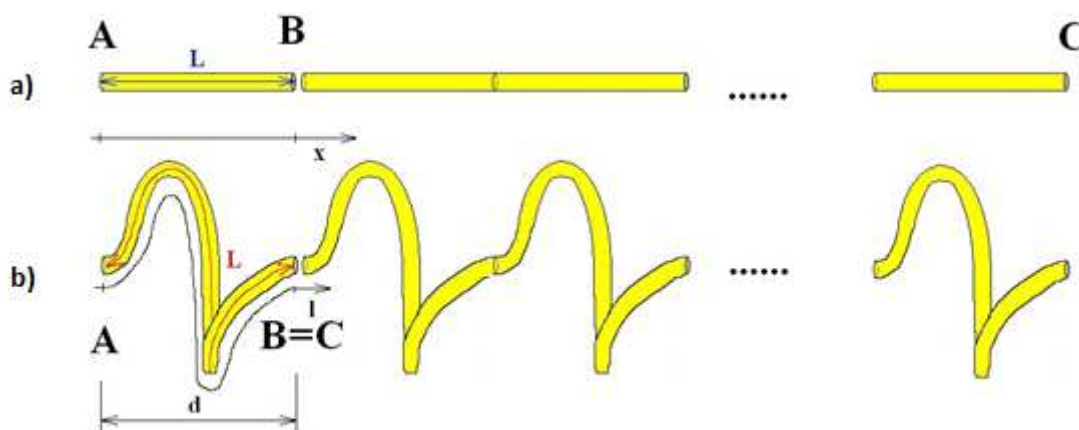
Z obrázků výše uvedených vyplývá stejný závěr, přenos se neblíží jedné. Tento přenos je tím menší, čím větší je fázové ovlivnění, které ale potřebujeme co největší. V následující kapitole se problematiku pokusím řešit jinak.

Kapitola 3

Liniové prostředí (1D) se záporným indexem lomu dosaženým pomocí délky vedení

3.1 Model buňky se záporným indexem lomu z vedení

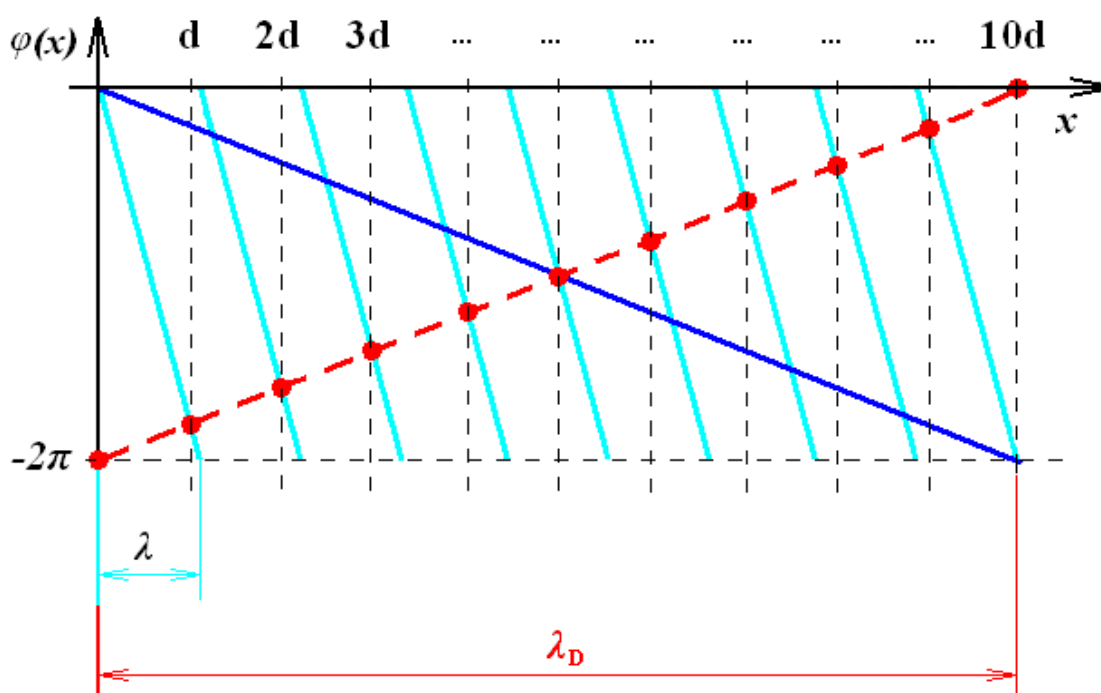
Z předchozích částí vyplývá, že základní element prostředí se záporným indexem lomu by měl elektromagnetickou vlnu přenášet s „velkou“ změnou fáze a s přenosem amplitudy blízkým jedné. Jednou z nejjednodušších možností, jak realizovat takovýto element, je použití vedení s co nejmenším útlumem a „patříčnou délkou“. Principem je dosažení „patříčně velké“ změny fáze na vzdálenosti, která by odpovídala podstatně menší změně fáze v prostředí s kladným indexem lomu, viz obrázek 2.10a a 2.10d. Na obrázku 3.1 je referenční prostředí (vedení) mezi body A a B, kde trajektorie vedení je vedena přímo z bodu A do bodu B po nejkratší možné spojnici. Oproti tomuto referenčnímu vedení je dále na obrázku 3.1 vedení, kde jeden element představuje vedení o podstatně větší délce (vedené po šroubovici), než by odpovídal přímé vzdálenosti mezi body A a B. Bod C na vedení, který je na přímém vedení vzdálen mnoho period základního elementu od bodu A, je ztotožněn s bodem B.



Obr. 3.1 Referenční vedení a), kde vzdálenost mezi body A a C je blízká vlnové délce na dané frekvenci. Šroubovicové vedení b) s opačným (záporným) indexem lomu, které vzniklo ztotožněním bodu C s bodem B. Fyzická vzdálenost bodů A a B (čili d) je diskretizační perioda.

Na obrázku 3.2 je průběh fáze $\varphi(x) \in (-2\pi, 0)$, podél prostorové souřadnice x (ta je stejná pro obě vedení z obrázku 3.1 – jsme v 1D prostředí), která je zaokrouhlená na interval velikosti 2π . Tmavě modrá charakteristika představuje referenční (přímé) vedení. Pokud se zvětší (v absolutní hodnotě) fázový rozdíl způsobený jedním elementem (obrázek 3.1b) konkrétně v tomto případě devětkrát, změní se průběh fáze na obrázku 3.2 na světle modrou barvou zobrazený průběh fáze. Směrnice obou přímek (tmavě modré i světle modré) představují fázovou konstantu vlny na vedení β (pro každou přímkou s jinou hodnotou), jak je vidět ze vztahu

$$\varphi(x) = -\beta x, \text{ kde } x \in R. \quad (3.1)$$



Obr. 3.2 Průběh fáze podél vedení z obrázku 3.1.

Teprve diskretizací prostoru, kdy se berou v úvahu pouze hodnoty fáze v diskrétních bodech (oblastech) šroubovicového vedení (průběh fáze světle modrý), představující na obrázku 3.2 červené body spojené červenou přerušovanou spojnici, vznikne charakteristika s opačnou směrnici přímky, než je směrnice přímky tmavě modré. Tedy rovnice (3.1) se změní na funkci diskrétní proměnné p z oboru celých čísel

$$\varphi(dp) = \beta_D d p, \text{ kde } p \in Z \quad (3.2)$$

a kde β_D je diskrétní fázová konstanta, která může na rozdíl od fázové konstanty $-\beta$ ze vztahu (3.1) nabývat i kladných hodnot, pokud je $\Delta\varphi_{21} \in (0; \pi)$, viz následující vztah

$$\beta_D = \frac{\Delta\varphi_{21}}{\Delta x} = \frac{\Delta\varphi_{21}}{d}, \quad (3.3)$$

kde $\Delta\varphi_{21}$ je fázový rozdíl na vzdálenosti diskretizační periody d měřené na přímé souřadnici x , viz obrázek 3.1.

Pro hodnoty z intervalu $\Delta\varphi_{21} \in (-\pi; 0)$ bude diskrétní fázová konstanta mít zápornou hodnotu. Na rozdíl od vztahu (3.3) pro diskrétní fázovou konstantu β_D pro spojitou fázovou konstantu β ze vztahu (3.1) platí vztah

$$\beta = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}, \quad (3.4)$$

kde derivuji podle souřadnice x , která vede po nejkratší trajektorii mezi body, které elementy propojují, viz obrázek 3.1, a kde je $\frac{\partial\varphi}{\partial x} < 0$.

Tyto dvě charakteristiky (tmavě modrá a červená) představují vůči sobě opačné fázové konstanty. Uvažujeme-li ω kladnou, je možno vidět ze vztahu

$$v_f = \frac{\omega}{\beta}, \quad (3.5)$$

že opačným fázovým konstantám odpovídají fázové rychlosti s opačným znaménkem. A z následujícího vztahu

$$n = \frac{c}{v_f} \quad (3.6)$$

vyplývá, že kladné a záporné fázové rychlosti odpovídají ve stejném pořadí kladnému a zápornému indexu lomu.

Důležité je si uvědomit, že zatímco pro kladné hodnoty indexu lomu existuje vlna i spojitě, pro záporné materiálové hodnoty existuje zpětná vlna diskrétně.

Dále si nejprve definuji pro základní buňky tvořené vedením koeficient zpoždění (retardace) ρ , který udává kolikrát je délka trajektorie L v daném průběhu mezi body A a B delší než jejich nejkratší vzdálenost d jako

$$\rho = \frac{L}{d} = \frac{\Delta l}{\Delta x}, \quad (3.7)$$

kde L je fyzická délka úseku vedení v jedné buňce, jejíž základní rozměr je d , viz obrázek 3.1. Dále zavedeme celkový index lomu n_T (total, respektující jak fázové zpoždění způsobené dielektrikem použitým pro vedení, tak koeficientem zpoždění ρ), který udává kolikrát pomaleji se šíří v prostředí elektromagnetická vlna než ve vakuu. Zavedeme ho jako

$$n_T = n_{ef} \rho, \quad (3.8)$$

kde n_{ef} je index lomu dielektrika vedení, resp. efektivní index lomu daného vedení (prostředí). Vždy bude platit, že $n_T > 1$, $n_{ef} > 1$ a $\rho > 1$.

Prostředí s různou hodnotou ρ představují prostředí zkoumaná v části 5.1 a prostředí s různou hodnotou efektivního indexu lomu látky n_{ef} představují prostředí zkoumaná v části 5.3.

Dále si definuji diskrétní vlnovou délku λ_D , viz obrázek 3.2, jako minimální délku, na které dostaneme součet přenosů fáze jedním základním elementem $\varphi = \sum \Delta\varphi$, φ rovno -2π pro kladné prostředí, resp. rovno 2π pro záporné prostředí,

$$\lambda_D = \frac{2\pi}{|\Delta\varphi|} d, \quad (3.9)$$

kde $\Delta\varphi \in (-\pi; \pi)$.

Kolik případně elementů (diskretizačních period d) na diskrétní vlnovou délku λ_D , je dobré vědět z toho důvodu, protože bude dále potřeba, aby jich bylo co nejvíce, aby se tato vlna blížila klasické spojitě vlně.

Z tohoto důvodu si dále definuji spojitost elektromagnetické vlny C (continuous) jako počet elementů o rozměru d na diskrétní vlnovou délku λ_D

$$C = \frac{\lambda_D}{d}, \quad (3.10)$$

kterou je možno spočítat také jako

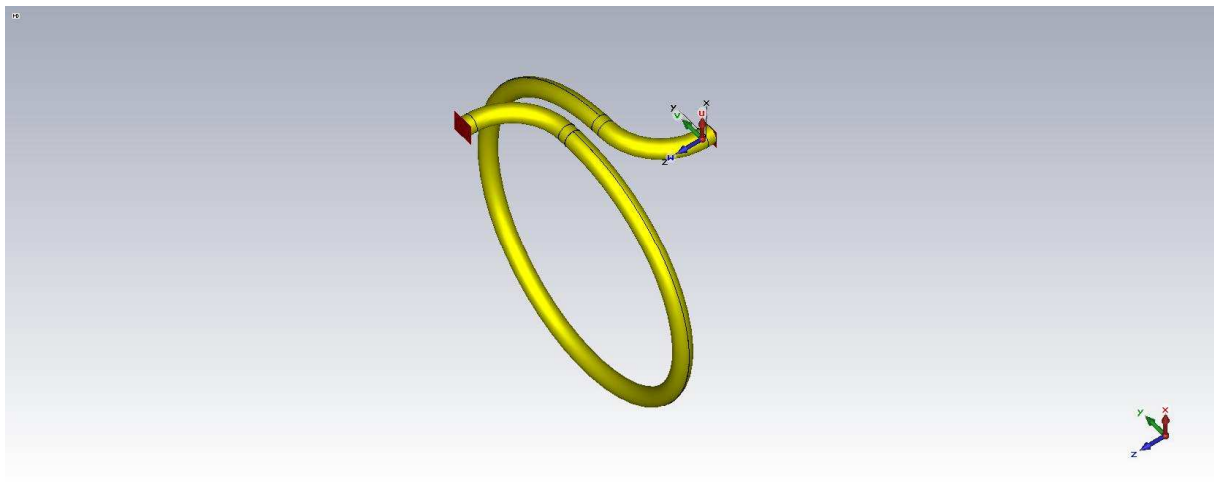
$$C = \frac{2\pi}{|\Delta\varphi|}. \quad (3.11)$$

Přistoupím teď k vytvoření modelu v simulátoru. Byl vytvořen model základního elementu z koaxiálního vedení v CST Microwave Studiu, viz obrázek 3.3, na základě myšlenky o vedení uvedené výše. Délkové rozměry vedení jsou: smyčka o poloměru 50 mm, dvakrát čtvrtkruh o poloměru 20 mm, čtyřikrát rovný úsek vedení o délce 3 mm a stoupání závitu je 10 mm ($2\pi \cdot 50 \text{ mm} + \pi \cdot 20 \text{ mm} + 4 \cdot 3 \text{ mm} + 10 \text{ mm} = 399 \text{ mm}$). Dohromady je tedy délka vedení $L = 399 \text{ mm}$.

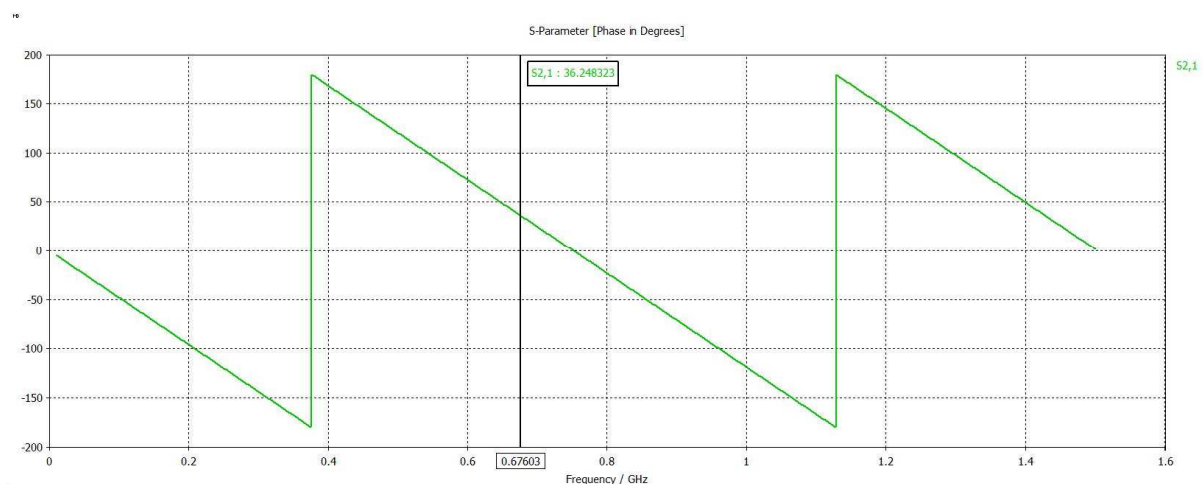
Pro vzdálenost portů elementu na obrázku 3.3 ve směru osy z $d = 56 \text{ mm}$, je koeficient zpoždění (retardace) podle vztahu (3.7)

$$\rho = \frac{399}{56} = 7,1. \quad (3.12)$$

Vypočítané frekvenční charakteristiky v CST Microwave Studiu tohoto elementu jsou na obrázcích 3.4 a 3.5. Kladné přenosy fáze jsou pozorovány směrem od nejnižších frekvencí nejprve v pásmu od 375 MHz do 750 MHz, viz obrázek 3.4. Tři vybrané hodnoty přenosu fáze v závislosti na frekvenci z obrázku 3.4, které budeme dále zkoumat, jsou v tabulce 3.1, stejně jako dané frekvenci odpovídající hodnoty spojitosti C získané vztahem (3.11). Tyto tři frekvence byly vybrány, aby měly celočíselnou hodnotu spojitosti.



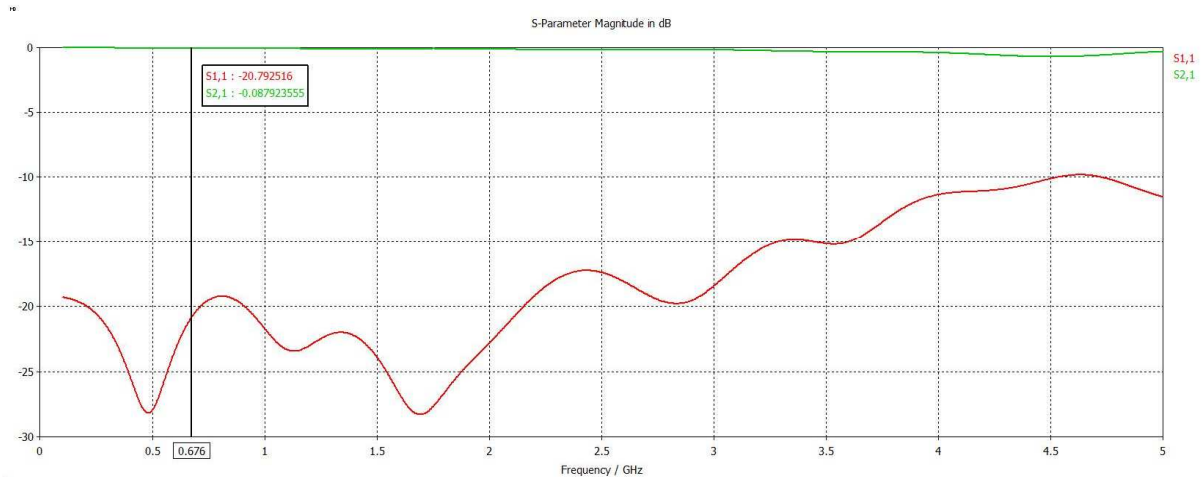
Obr. 3.3 Navržený základní element z koaxiálního vedení v CST Microwave Studiu.



Obr. 3.4 Přenos fáze navrženým elementem $\Delta\varphi_{21}$ z obrázku 3.3.

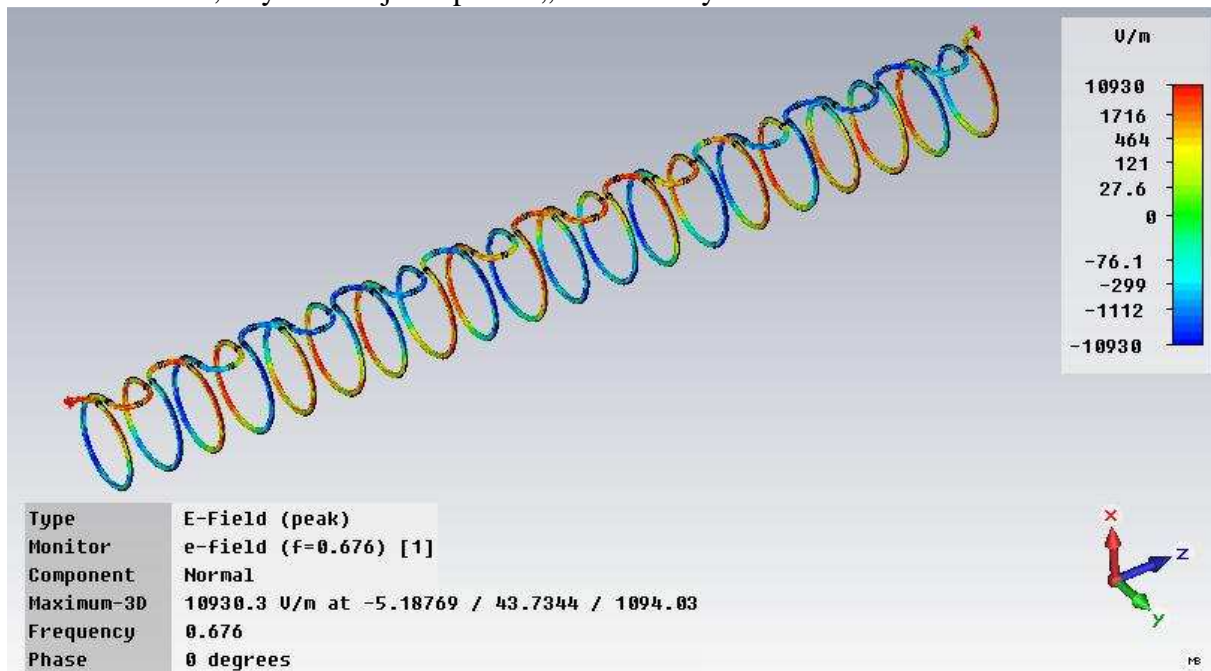
f [MHz]	$\Delta\varphi_{21}$ [°]	C [-]
626	60	6
676	36	10
709	20	18

Tab. 3.1 Přenos fáze základním elementem z obrázku 3.3, hodnoty jsou z frekvenční charakteristiky na obrázku 3.4.

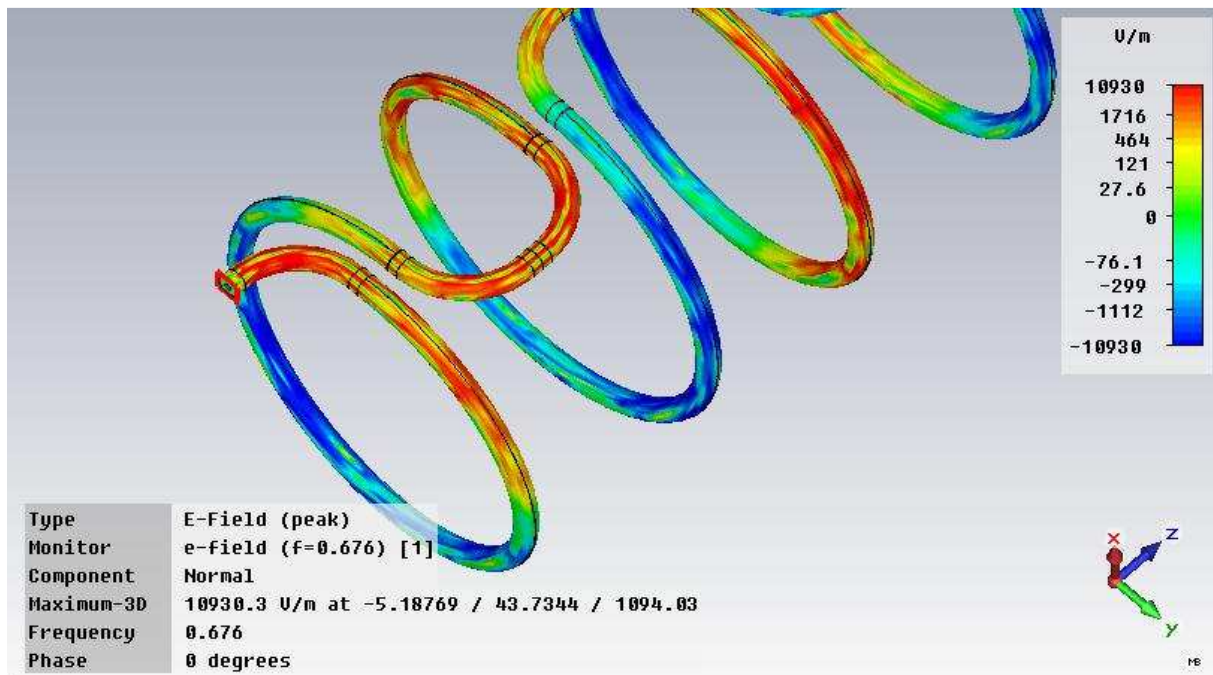


Obr. 3.5 Přenos (zelená) navrženým elementem a odraz (červená) od navrženého základního elementu z obrázku 3.3.

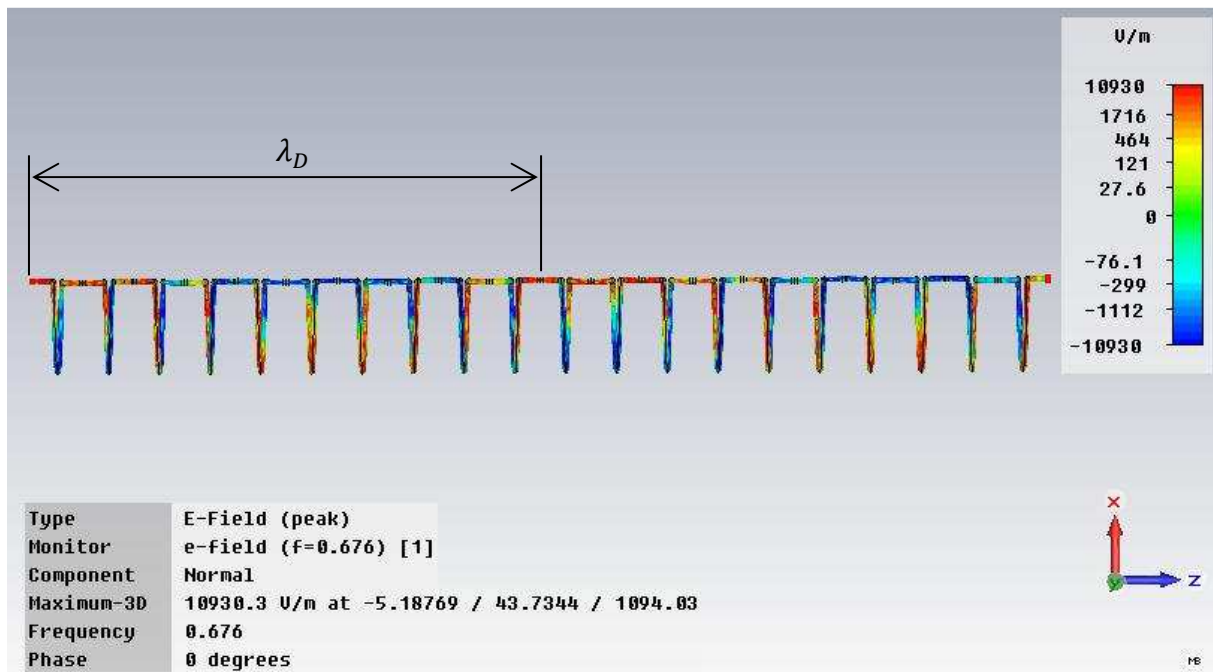
Na obrázku 3.6 je vidět nasimulované elektrické pole na frekvenci 676 MHz na vedení skládající se z dvaceti elementů z obrázku 3.3 zapojených v sérii. Na tomto vedení byla pozorována zpětná vlna ve frekvenčním pásmu, kde přenos fáze skrz element je větší než nula, resp. $\Delta\varphi_{21} > 0$, viz obrázek 3.4, se spojitostí, viz tabulka 3.1. Na obrázku 3.6 je vidět zpětná vlna (diskrétně) v horní části mezi vstupy a výstupy elementů, viz graf průběhu fáze na obrázku 3.12, kdy nesledujeme pole v „dlouhé“ smyčce.



Obr. 3.6 Náhled na vedení v CST Microwave Studiu se zobrazením normálové složky elektrického pole na frekvenci 676 MHz.

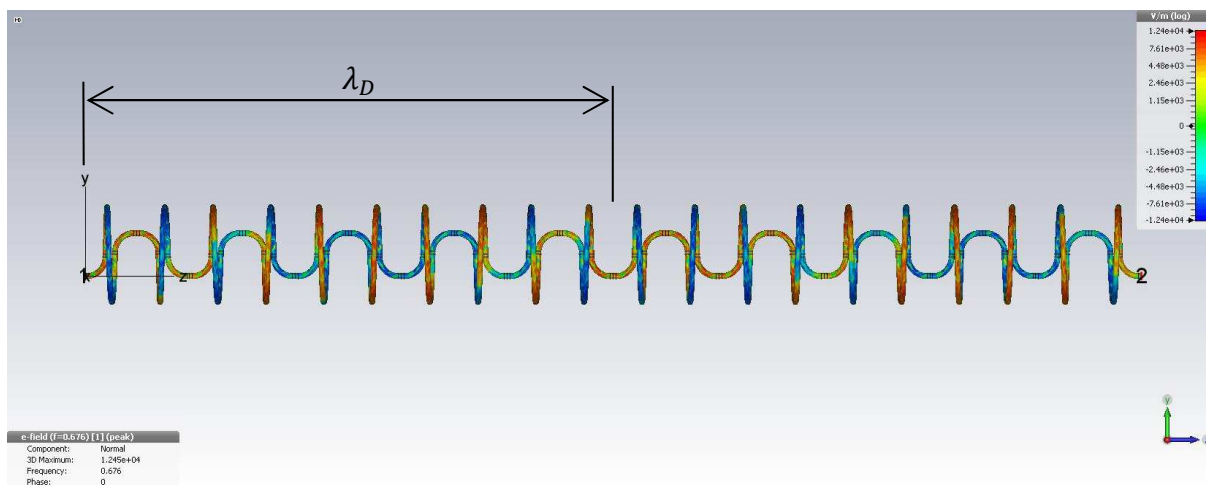


Obr. 3.7 Detail vedení v CST Microwave Studiu se zobrazením normálové složky elektrického pole na frekvenci 676 MHz.

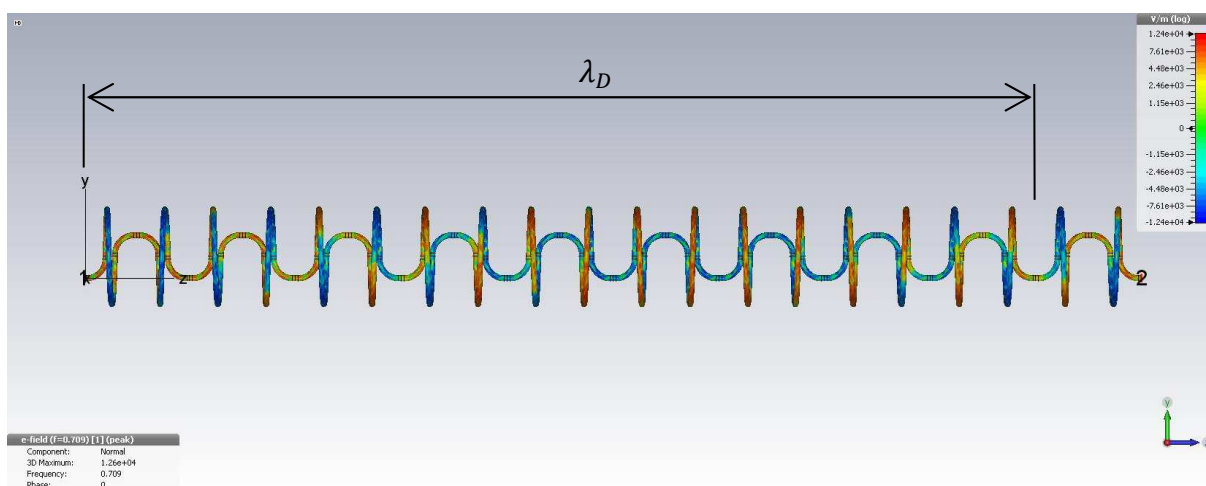


Obr. 3.8 Bokorys vedení v CST Microwave Studiu se zobrazením normálové složky elektrického pole na frekvenci 676 MHz.

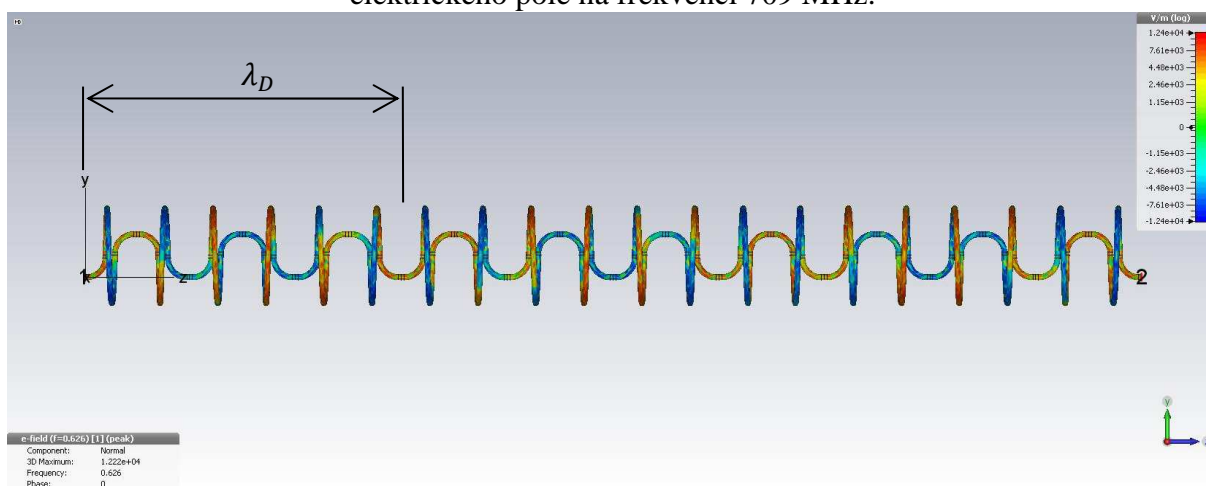
Detail navrženého vedení z obrázku 3.6 je na obrázku 3.7 a bokorys je na obrázku 3.8 se zakótovanou diskretní vlnovou délkou, zde je možno pozorovat zpětnou vlnu v horní části. Na obrázku 3.9 je vedení v půdorysu rovněž na frekvenci 676 MHz a zpětná vlna je pozorovatelná uprostřed opět mezi vstupy a výstupy elementů. Na obrázku 3.10 je zpětná vlna na frekvenci 709 MHz. Zde je možno pozorovat prodloužení vlnové délky λ_D s růstem frekvence, což je zvláštnost u prostředí s negativním indexem lomu. A naopak je možno pozorovat na obrázku 3.11 zkrácení vlnové délky λ_D pro pokles frekvence na 626 MHz, viz tabulka 3.1 a vztah (3.10).



Obr. 3.9 Půdorys vedení v CST Microwave Studiu se zobrazením normálové složky elektrického pole na frekvenci 676 MHz.

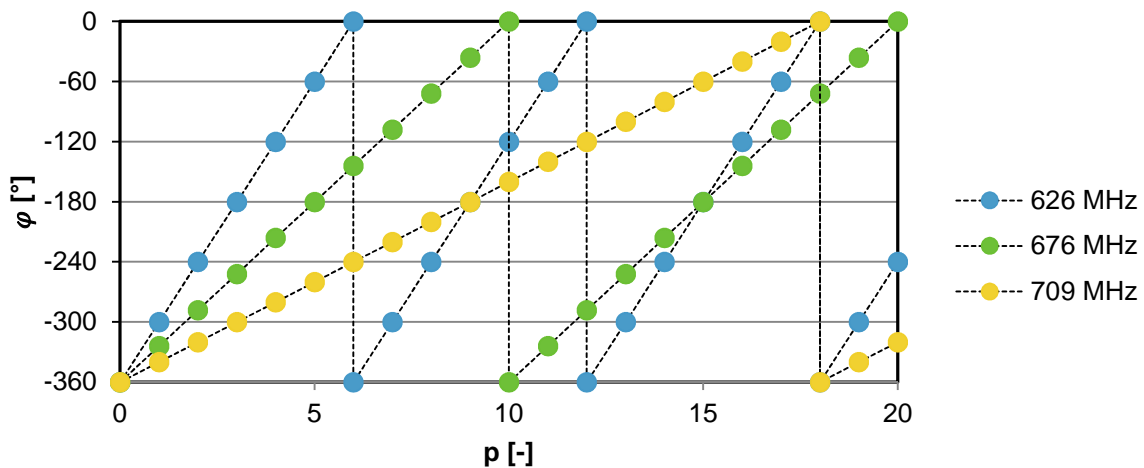


Obr. 3.10 Půdorys vedení v CST Microwave Studiu se zobrazením normálové složky elektrického pole na frekvenci 709 MHz.



Obr. 3.11 Půdorys vedení v CST Microwave Studiu se zobrazením normálové složky elektrického pole na frekvenci 626 MHz.

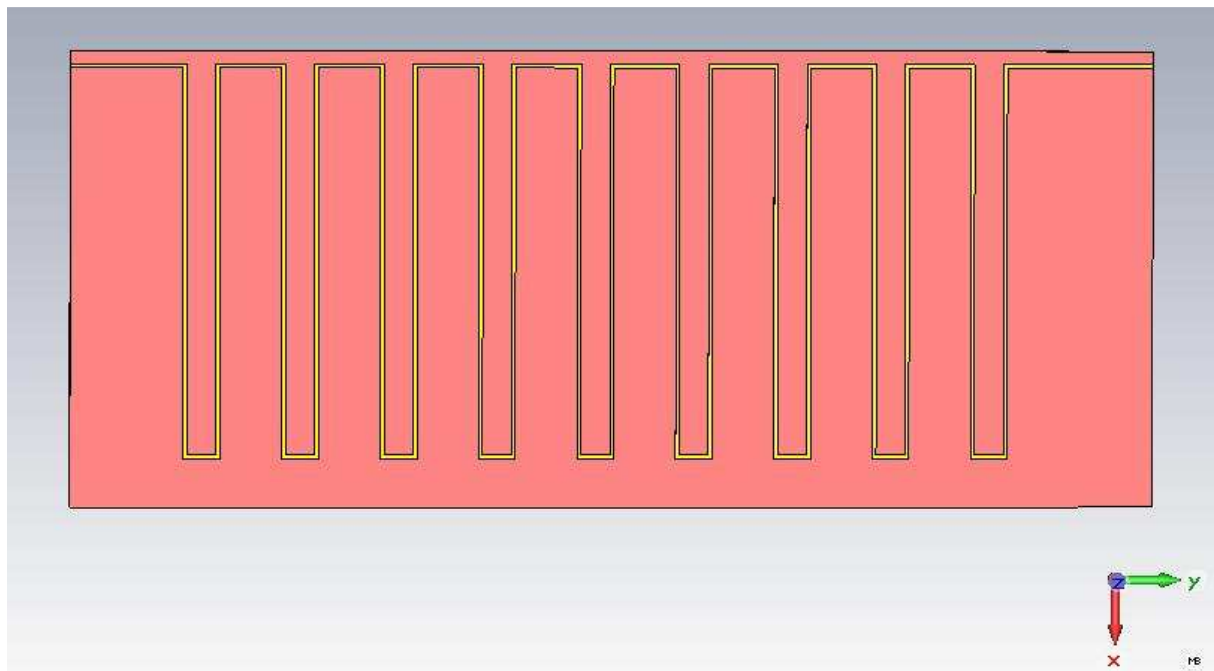
Fáze na jednotlivých elementech pro zkoumané frekvence jsou na obrázku 3.12 vždy s rostoucím trendem, což odpovídá zpětné vlně.



Obr. 3.12 Průběh fáze na vstupu jednotlivých elementů v závislosti na frekvenci.

3.2 Realizace a měření (1D) vedení se zpětnou vlnou

V předchozí části zmiňované koaxiální vedení není vhodné k realizaci a měření. Namísto toho bylo k návrhu vedení se zpětnou vlnou použito mikropáskové vedení, které je pro tyto účely vhodnější. Vedení bylo navrženo na substrátu s permitivitou $\epsilon_r = 10$ a tloušťkou $t = 0,625$ mm, $\text{tg}\delta = 10^{-3}$ a tloušťkou pokovení mědí $t_{Cu} = 20$ μm . Šířka mikropásku byla navržena tak, aby impedance tohoto vedení byla 50 Ω . Obdélníkový substrát má celkovou velikost 165x70 mm.



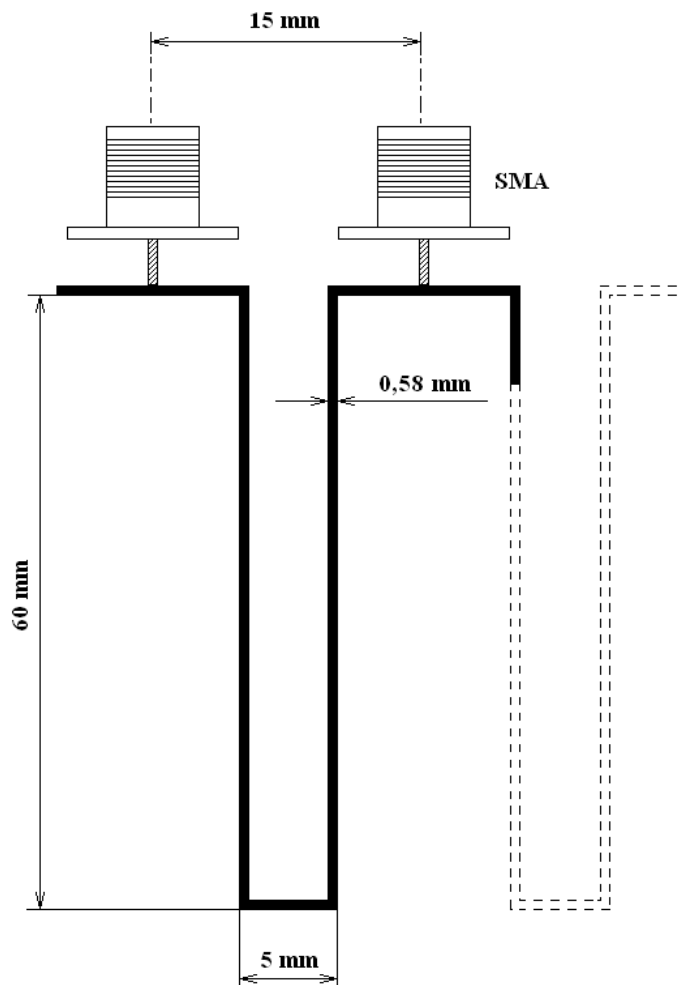
Obr. 3.13 Navržená struktura vedení se zpětnou vlnou za použití mikropásku. Nakresleno v CST Microwave Studiu.

Pomocí programu TX-Line jsme spočítali vlnovou délku na mikropásku $\lambda_V = 14,96$ cm (15 cm) na frekvenci $f = 0,78$ GHz. A šířku mikropásku $s = 0,578$ mm pro impedanci 50 Ω .

Navržené mikropáskové vedení na substrátu je vidět na obrázku 3.13 a zakótované rozměry jednoho segmentu vedení na obrázku 3.14. Rozměry jsou navrženy tak, aby fyzická vzdálenost mezi SMA konektory byla desetina vlnové délky λ_V , tedy 15 mm a délka mikropásku mezi konektory byla devítinásobkem ($\rho = 9$) fyzické vzdálenosti ($2 \times 60 \text{ mm} + 15 \text{ mm} = 135 \text{ mm}$). Tato vzdálenost je $\frac{9}{10} \lambda_V$ na frekvenci 0,78 GHz. Tento segment je devětkrát sériově zopakován, viz obrázek 3.13.

Byly provedeny simulace takto navrženého vedení v programu CST Microwave Studio. Takto získané výsledné hodnoty pole jsou na obrázku 3.15. Zpětná vlna je vidět (diskrétně) v horní části vedení, pro jednotlivé fáze se šíří zprava doleva, zatímco energie se šíří opačným směrem.

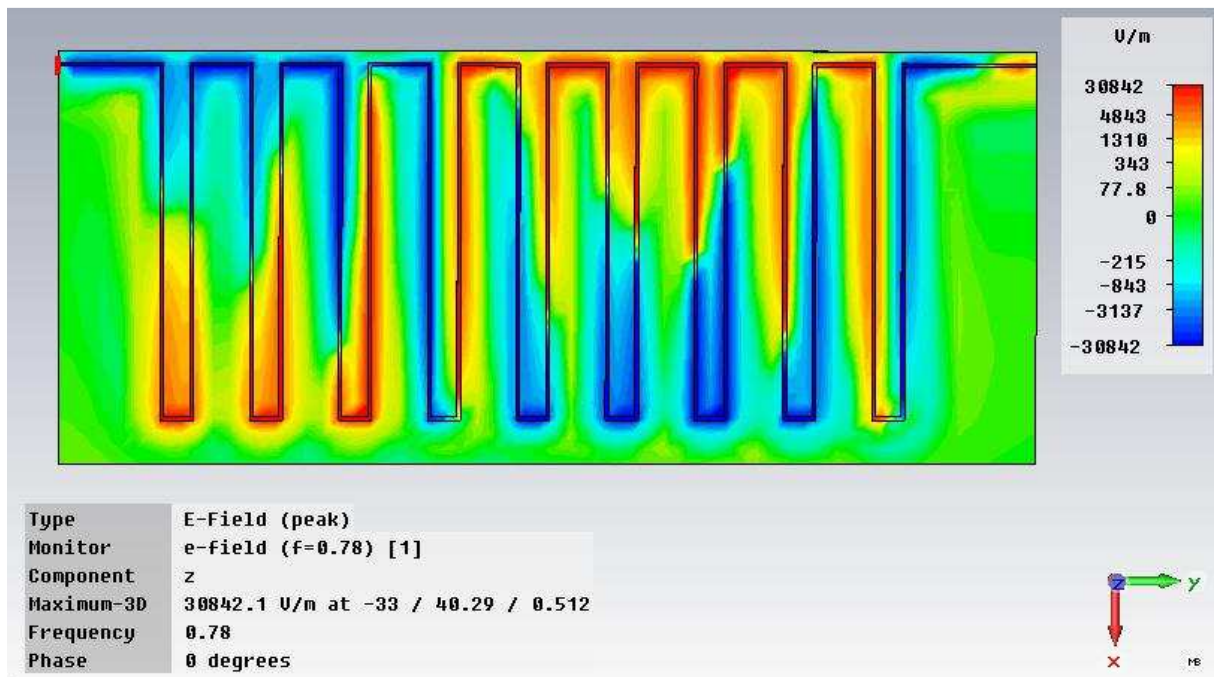
Vedení bylo vyrobeno a opatřeno konektory SMA s impedancí 50Ω , které pracují ve frekvenčním pásmu do 18 GHz. V levé části bylo vedení zakončeno SMD rezistorem o hodnotě 50Ω .



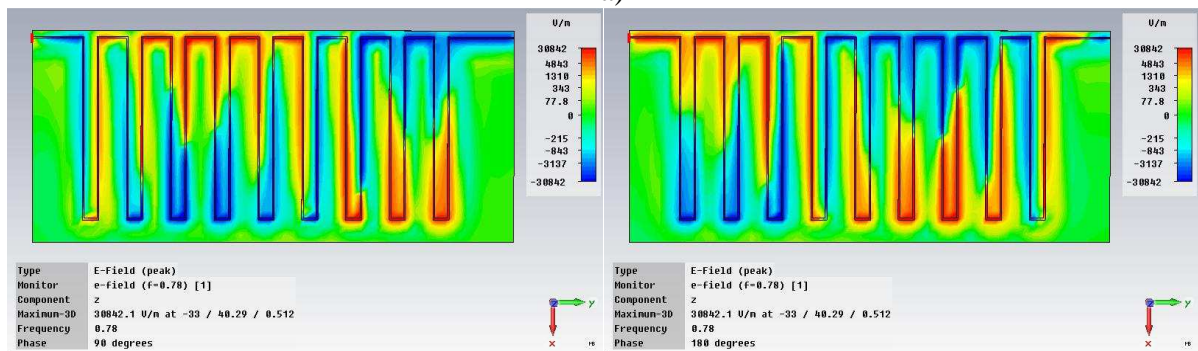
Obr. 3.14 Segment navrženého vedení se zakótovanými výrobními rozměry.

Fyzickou realizaci je vidět na obrázku 3.16 v pohledu a v půdorysu. Tento zhotovený přípravek byl změřen na vektorovém analyzátoru Agilent E5071C, který byl nejprve náležitě kalibrován.

Nejdůležitější je pozorování přenosu fáze na obrázku 3.17, když se porovnají sledy fází na jednotlivých konektorech na frekvenci 780 MHz, kde je fázová rychlost záporná, se sledem fází na devítinové frekvenci 87 MHz na obrázku 3.18, kde je fázová rychlost kladná. Je možno vidět, že sled fází má přesně opačnou posloupnost.

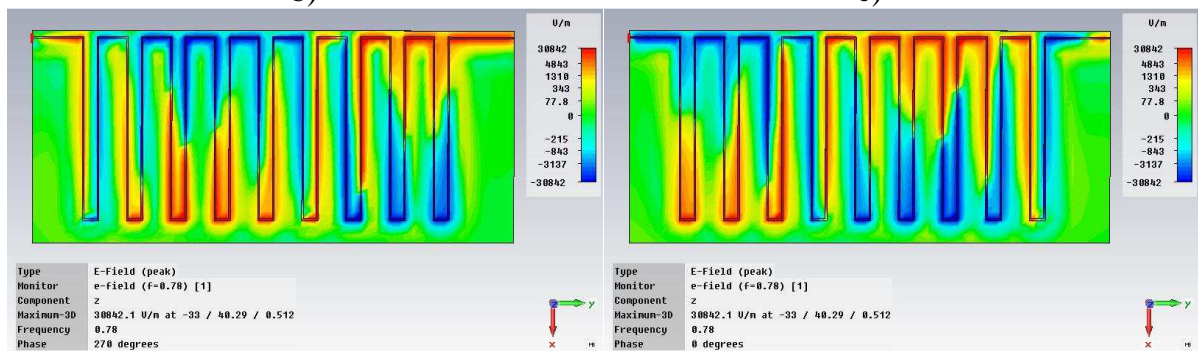


a)



b)

c)



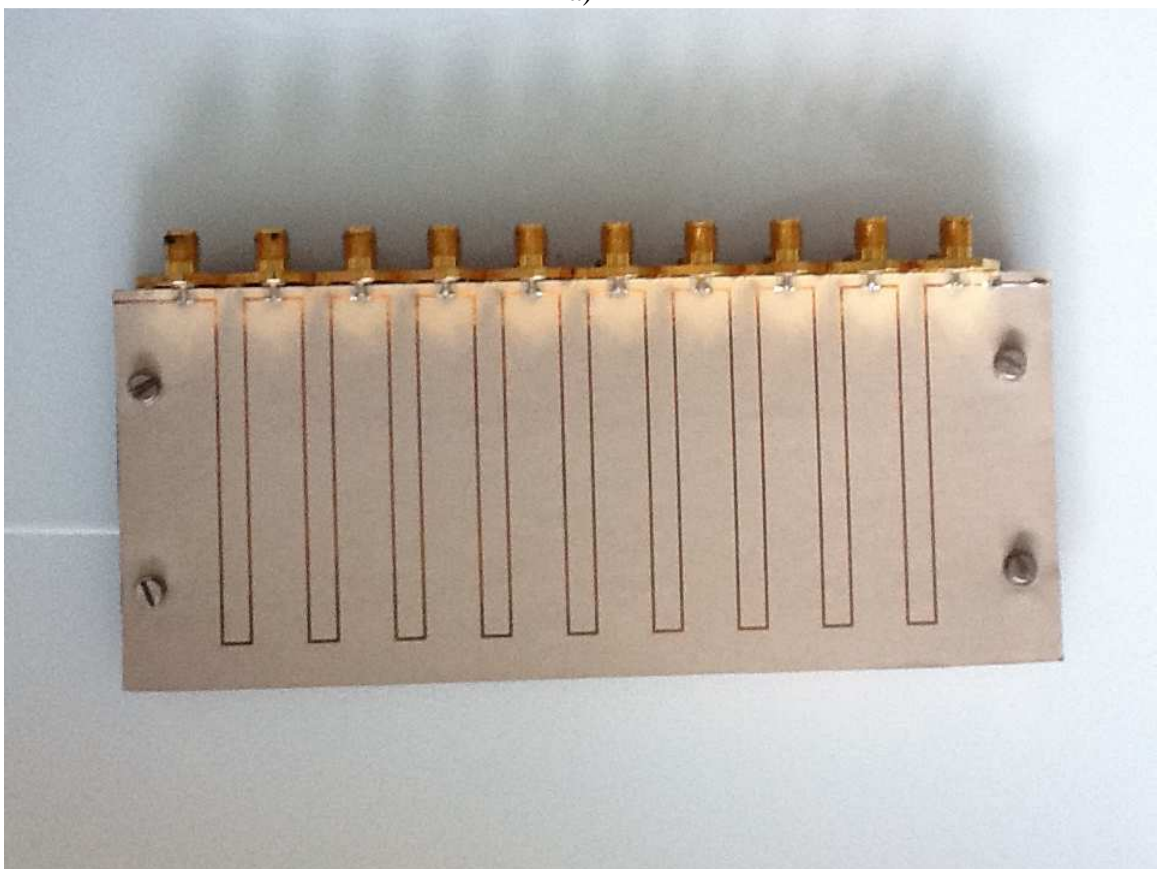
d)

e)

Obr. 3.15 Zobrazení složky intenzity elektrického pole kolmé na rovinu substrátu pro navrženou strukturu na Obr. 3.13. Jednotlivé fáze pole jsou na podobrázcích a) 0°, b) 90°, c) 180°, d) 270° a e) 360°.

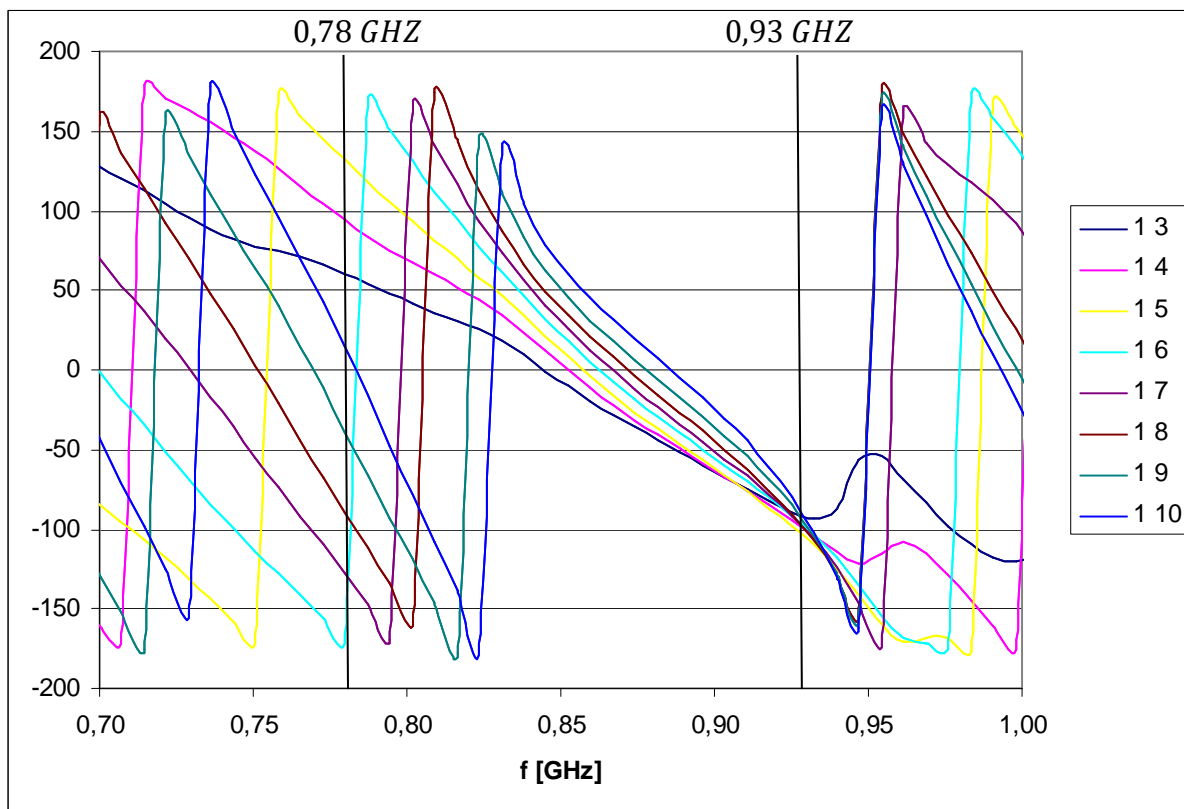


a)

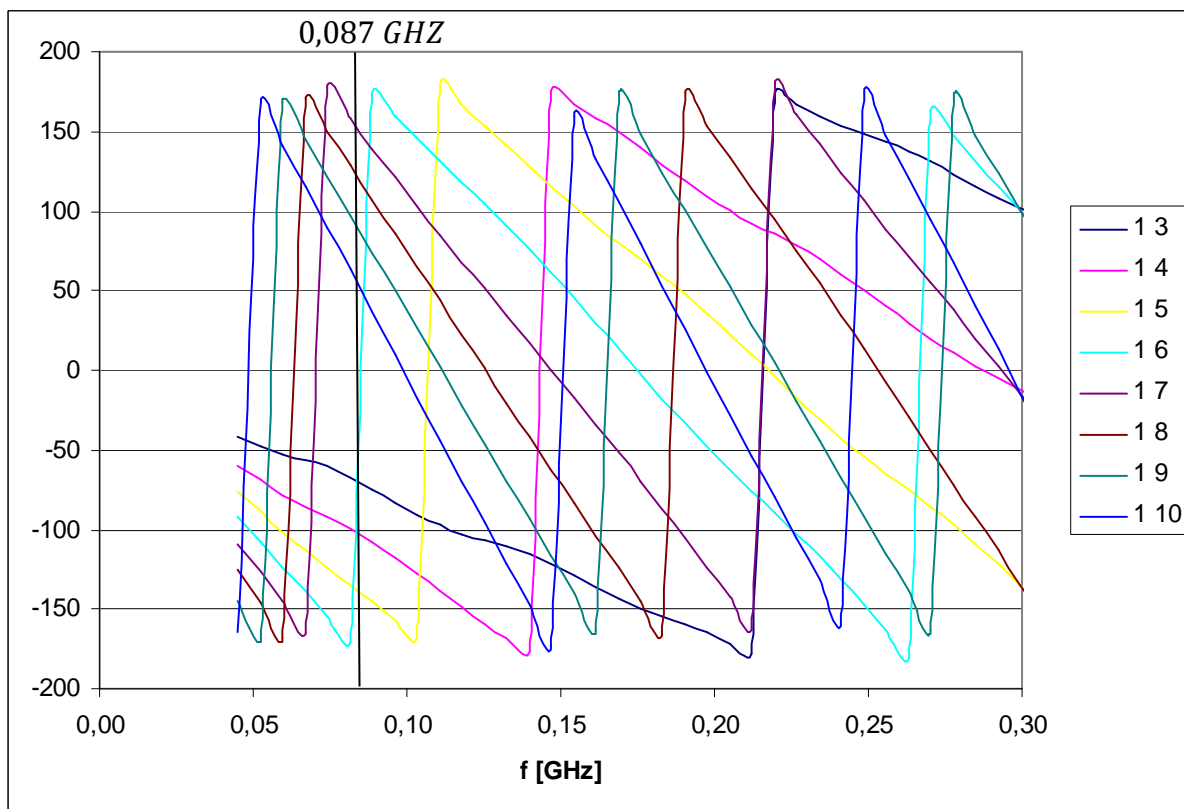


b)

Obr. 3.16 Snímek realizovaného vedení a) v pohledu b) v půdorysu.



Obr. 3.17 Změřená data průběhu fáze v pásmu 0,7 až 1 GHz. 1 3 (první a třetí konektor) udává čísla konektorů, mezi kterými je změřena přenosová charakteristika.

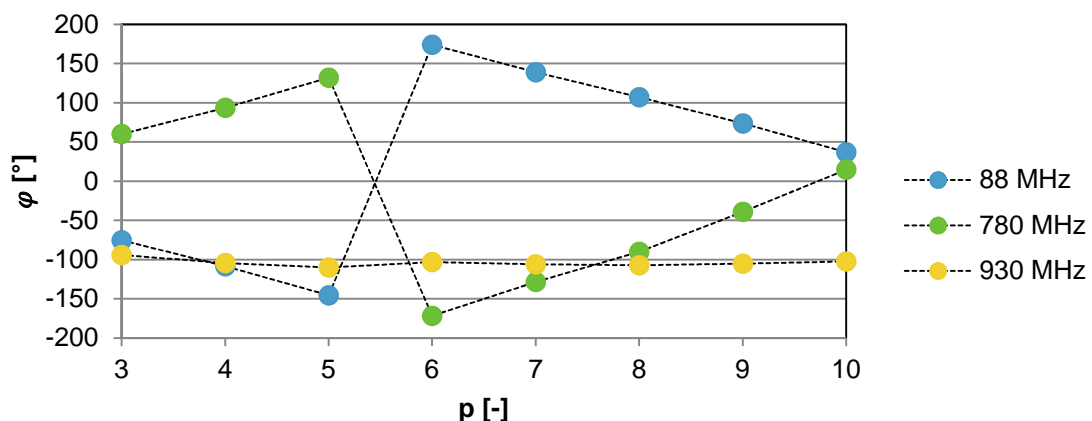


Obr. 3.18 Změřená data průběhu fáze v pásmu 0,045 až 0,3 GHz. 1 3 (první a třetí konektor) udává čísla konektorů, mezi kterými je změřena přenosová charakteristika.

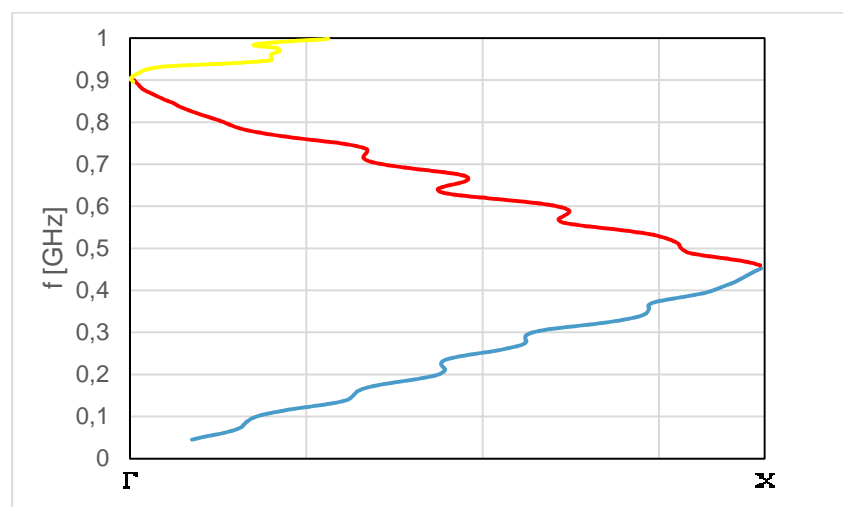
Na obrázku 3.17 je detail pásma 0,7 až 1 GHz. Na frekvenci 0,78 GHz ($\lambda_V = 15$ cm) je možno vidět souslednost fází od shora dolů žlutá, růžová, černá, tmavě modrá atd. To odpovídá záporné hodnotě indexu lomu n . Na frekvenci 0,87 GHz je $\lambda_V = 13,5$ cm, což odpovídá růstu diskrétní vlnové délky λ_D nad všechny meze $n = 0$, kdy všechny měřené body mají stejnou fázi. Z naměřených dat, ale vidíme, že toto nastává až na o něco vyšší frekvenci 0,93 GHz, protože v této frekvenční oblasti segmenty oscilují synchronně a celá struktura začne vyzařovat, to ovlivní nejenom amplitudovou charakteristiku, ale i charakteristiku fázovou.

Opačnou (kladnou) hodnotu indexu lomu n vidíme na frekvenci 0,087 GHz ($\lambda_V = 135$ cm), spojitost vlny je ale stejná jako na frekvenci 0,78 GHz. Detail pásma je na obrázku 3.18, kde vidíme opačný sled fází. Opět od shora dolů tmavě modrá, černá, růžová a žlutá atd. Nutno poznamenat, že mezi černou a tmavě modrou chybí jeden změřený bod číslo 2, vzhledem k bodu (konektoru) 1. Je to z toho důvodu, že konektory 1 a 2 jsou příliš blízko fyzicky u sebe a nelze je tedy současně měřit.

Na obrázku 3.19 jsou tyto průběhy fáze změřené na jednotlivých konektorech na třech vybraných frekvencích. Kladný index lomu je na frekvenci 88 MHz s klesajícím trendem, záporný index lomu je na frekvenci 780 MHz s rostoucím trendem a nulový index lomu s přibližně konstantní fází je na frekvenci 930 MHz. Na obrázku 3.20 je disperzní charakteristika jednoho elementu vedení, kladný index lomu je modře a červeně je záporný index lomu.



Obr. 3.19 Změřené hodnoty fáze na jednotlivých konektorech pro zvolené frekvence.



Obr. 3.20 Disperzní charakteristika jednoho segmentu vedení spočítaná ze změřených fázových charakteristik.

3.3 Odvození vztahu mezi indexy lomu prostředí a relativním indexem lomu mezi dvěma prostředími

Smyslem této části je odvodit vztah mezi celkovými indexy lomu n_T prostředí, (které jsou vždy kladné a větší než jedna) a výsledným relativním indexem lomu mezi prostředími n_{21} , který může nabývat i záporných hodnot.

Nejprve vyjdu ze vztahu pro index lomu (2.19) odvozeného v kapitole 2.2

$$n(f) = -\frac{\Delta\varphi(f, d)}{\beta_0(f)d}. \quad (3.13)$$

Tento vztah je možno přepsat na podíl dvojice změn fází. Změna fáze buňkou materiálu, u kterého chci stanovit index lomu n , v poměru k změně fáze buňkou, o stejném rozměru d , jež je tvořena vakuem, ke kterému je index lomu n vztažen. Použijeme vztah (2.6) a dostaneme vztah

$$n(f) = \frac{\Delta\varphi(f, d)}{\Delta\varphi_0(f, d)}. \quad (3.14)$$

Následně použiji již odvozený vztah (2.5) do kterého dosadíme za v_f vztah

$$v_f = \frac{c}{n_T}, \quad (3.15)$$

kde c je rychlost světla a n_T je celkový index lomu prostředí. Tento celkový index lomu byl ve vztahu (3.8) rozdělen na dvě veličiny ρ retardaci a efektivní index lomu materiálu n_{ef}

$$n_T = n_{ef} \rho. \quad (3.16)$$

Když dám dohromady poslední tři vztahy (2.5), (3.15) a (3.16) dostanu tuto funkci

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi f}{c} n_{ef} \rho d. \quad (3.17)$$

Tento vztah si zjednoduším na vztah

$$\Delta\varphi(f) = -af, \quad (3.18)$$

kde a je směrnice přímky

$$a = \frac{2\pi}{c} n_{ef} \rho d. \quad (3.19)$$

Relativní index lomu n_{21} je

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3.20)$$

analogicky s (3.14) už ne absolutní index lomu vztažený k vakuu,

$$n_{21} = \frac{\Delta\varphi_2}{\Delta\varphi_1} \quad (3.21)$$

za použití (3.18)

$$n_{21} = \frac{-a_2 f + 2\pi k_C}{-a_1 f}, \quad (3.22)$$

kde uvažuji směrnice přímek $a_1 \ll a_2$, resp. $n_{ef1}\rho_1 \ll n_{ef2}\rho_2$ a k_C je celé číslo zvolené tak, aby $\Delta\varphi_2 \in (-\pi; \pi)$.

Dále definuji zóny Z pomocí $\varphi \in (0; \infty)$ ze vztahu (3.17). První zóna $Z = 1$ bude pro $\Delta\varphi \in (0; -\pi)$. Druhá zóna $Z = 2$ bude pro $\Delta\varphi \in (-\pi; -2\pi)$. Viz obrázek 5.13, kde $\varphi \in (-\pi; \pi)$. Další zóny budou analogicky po řadě lineárně odstupňované. Kde $k_C = 0$ v první zóně, $k_C = 1$ v druhé a třetí zóně a $k_C = r$ v $2r$ -té zóně a v $(2r + 1)$ -ní zóně.

Hraniční frekvence mezi zónami f_z pro daný materiál jsou frekvence mezi frekvenčním pásmem s kladným indexem lomu a frekvenčním pásmem se záporným indexem lomu. Pro odvození první hraniční frekvence mezi první a druhou zónou vyjdeme z podmínky

$$\Delta\varphi(f_z) = \pi, \quad (3.23)$$

kde $\Delta\varphi \in (-\pi; \pi)$, jak je možné vidět z obrázku 2.10. Dále je možno upravit předchozí vztah na

$$\beta d = \pi. \quad (3.24)$$

A dále pomocí vztahu

$$v_f = \frac{\omega}{\beta}, \quad (3.25)$$

kam dosadím $\omega = 2\pi f_z$ a s přihlédnutím ke vztahu (3.23) získám vztah

$$\frac{2\pi f_z}{v_f} d = \pi, \quad (3.26)$$

ten je možno upravit pomocí (3.15) na

$$f_z = \frac{c}{2dn_T} \quad (3.27)$$

a následně na

$$f_z = \frac{c}{2dn_{ef}\rho}. \quad (3.28)$$

Nad touto frekvencí f_z bude v pásmu $f \in (f_z; 2f_z)$ mít materiál záporný index lomu, jak bude vysvětleno v dalších částech, použitelné jsou spíše frekvence $f \rightarrow 2f_z$. Stručně zde vysvětleno, je to z toho důvodu, že na těchto frekvencích je hodnota spojitosti elektromagnetické vlny C vyšší. Ale zpět ke vztahu (3.22), upravím ho na vztah

$$a_2 = n_{21}a_1 + \frac{2\pi k_C}{f}. \quad (3.29)$$

Za pomoci (3.19) dostaneme vztah

$$\frac{n_{ef2}\rho_2 d}{c} = n_{21} \frac{n_{ef1}\rho_1 d}{c} + \frac{k_C}{f}, \quad (3.30)$$

a následně ho přepíši na celkový index lomu $n_T = n_{ef}\rho$

$$n_{T2} = n_{21}n_{T1} + \frac{k_C}{f} \frac{c}{d}. \quad (3.31)$$

Dále je použit vztah

$$\frac{c}{f} = \lambda_0 = \lambda_{D0}. \quad (3.32)$$

Vlnová délka λ_0 v referenčním prostředí se rovná diskretní vlnové délce λ_{D0} . Pro hodnoty, které jsou opět brány jako referenční $\rho = 1$ a $n_{ef} = 1$, resp. $n_T = 1$

$$\frac{\lambda_{D0}}{d} = C, \quad (3.33)$$

kde C je spojitost referenčního prostředí. Stejně tak hodnoty n_{T1} a n_{T2} jsou vztaženy k tomuto referenčnímu prostředí. Výsledný vztah, má tedy následující podobu

$$n_{T2} = n_{21}n_{T1} + k_C C, \quad (3.34)$$

kde

$$C = \frac{2\pi}{|\Delta\varphi_0|}, \quad (3.35)$$

kde $\Delta\varphi_0$ je přenos fáze základním elementem referenčního prostředí a $\Delta\varphi_0$ je upravené tak, aby bylo z intervalu $\Delta\varphi_0 \in (-\pi; \pi)$.

Po omezení se na v pořadí první zónu se záporným indexem lomu od nejnižších frekvencí, což je zóna druhá s $k_C = 1$, dostanu

$$n_{T2} = n_{21}n_{T1} + C, \quad (3.36)$$

kde n_{T1} a n_{T2} jsou vztaženy k referenčnímu prostředí a stejně tak je vztažena spojitost vlny C k tomuto referenčnímu prostředí. Zde n_{21} nabývá jak záporné, tak kladné hodnoty podle vztahu

$$n_{21} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3.37)$$

kde n_1 a n_2 jsou výsledné indexy lomu navržených prostředí a nabývají jak kladných, tak i záporných hodnot.

Vztah (3.34) mohu ještě upravit na vztah

$$n_{21} = \frac{n_{T2} - k_C C}{n_{T1}} \quad (3.38)$$

pro vyjádření relativního indexu lomu n_{21} mezi prostředími.

A pro speciální případ $\rho_1 = \rho_2 = 1$ (prostředí v části 4.7) lze vztah psát jako

$$n_{ef2} = n_{21} n_{ef1} + C, \quad (3.39)$$

kde $n_{ef2}, n_{ef1} > 1$ jsou klasické hodnoty indexu lomu materiálu s hodnotou větší než jedna, vztažené k referenčnímu prostředí, nejčastěji k vakuu. Ke stejnému referenčnímu prostředí je vztažena i hodnota spojitosti elektromagnetického pole C , ve kterém se toto pole nachází.

Stejně tak pro případ $n_{ef1} = n_{ef2} = 1$ (prostředí v části 5.1), můžeme vztah (3.36) přepsat jako

$$\rho_2 = n_{21} \rho_1 + C, \quad (3.40)$$

kde ρ_1 a ρ_2 je vztaženo k přímému vodiči (po nejkratší cestě mezi body A a B) podle vztahu (3.7), pro stejný přímý vodič je stanovena i hodnota C tedy vztahem (3.34), kde $\Delta\varphi_0$ je pro přímý vodič.

Nakonec si definujeme obecně hodnoty spojitosti v jednotlivých prostředích 1 a 2 jako hodnoty C_1 a C_2 , které dostaneme jako

$$C_1 = \frac{2\pi}{|\Delta\varphi_1|}, \quad (3.41)$$

kde $\Delta\varphi_1$ je přenos fáze základním elementem z prostředí 1. Pro C_2 platí analogický vztah. Získali jsme tedy obecný vztah (3.34) mezi celkovými indexy lomu n_T jednotlivých prostředí, (které jsou vždy kladné a větší než jedna) a výsledným relativním indexem lomu mezi prostředími n_{21} , který může nabývat i záporných hodnot.

Kapitola 4

Lom na rozhraní dvou prostředí (2D) a fyzikální mechanismus jeho vzniku

4.1 Úvod

V předchozích částech této práce byla popsána zpětná vlna v 1D případě. 1D případ představuje šíření signálu (energie) z bodu A po nějaké dráze (jednodimenzionální) do bodu B. Je-li toto šíření signálu z bodu A do bodu B uskutečňováno zpětnou vlnou, nebo dopřednou, je z hlediska příjmu, či vysílání vlny nepodstatné. Jak bylo ukázáno v předešlém textu, rozdíl mezi zpětnou a dopřednou vlnou se dá převést na rozdíl mezi vedením dvou trajektorií (nebo na rozdíl v přenosu fáze) mezi body A a B.

Nezáleží-li v jednodimenzionálním prostředí z hlediska šíření energie, zda je použita při přenosu zpětná či dopředná vlna, není tomu tak v prostředích se dvěma a více dimenzemi, kde už je možné uvažovat jevy jako například lom vlny. O tom jaké důsledky pro lom paprsku má na rozhraní dvou prostředí, kde se vlna šíří buďto jako zpětná, nebo dopředná, pojednává tato kapitola.

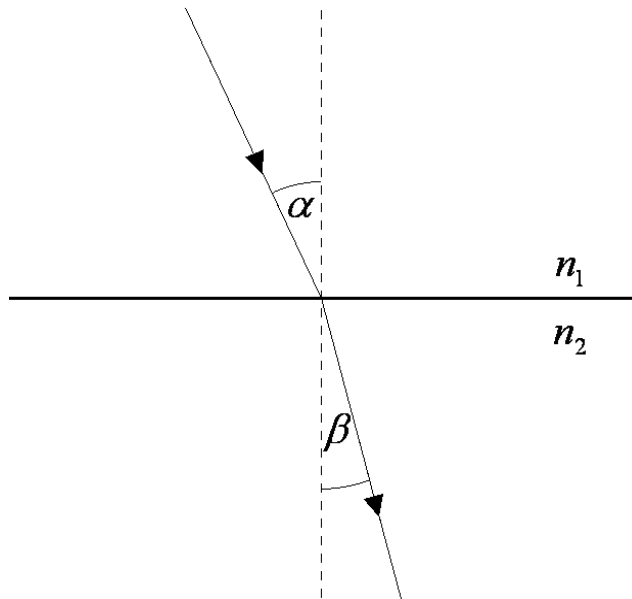
4.2 Odvození Snellova zákona jako superpozice elementárních zářičů

Na rozhraní dvou prostředí s kladným a záporným indexem lomu má docházet k negativnímu lomu. Otázka zní, proč by vlna najednou měla při změně jednoho prostředí s kladným indexem lomu za prostředí se záporným indexem lomu změnit výrazně směr šíření. A odpověď nebudeme hledat jen ve Snellově zákoně

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta, \quad (4.1)$$

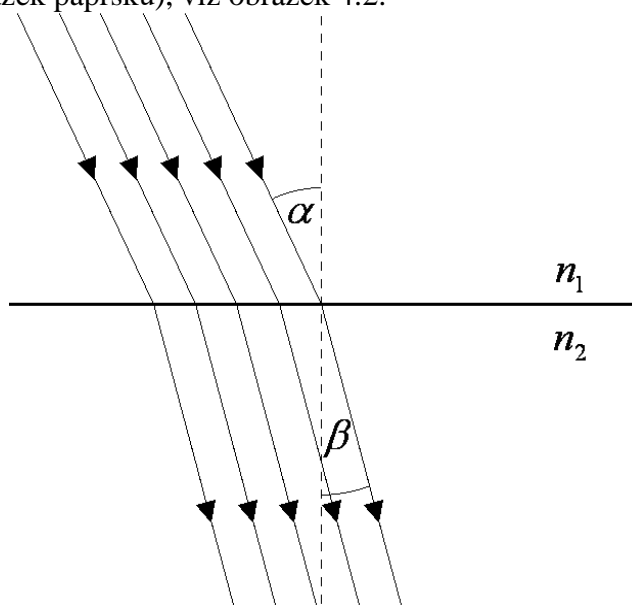
kde kladné hodnotě n_1 a α , a záporné hodnotě n_2 odpovídá záporná hodnota β . Ocitáme se totiž v začarovaném kruhu. Vlna se bude šířit pod záporným úhlem β , jen když vytvořím prostředí se záporným indexem lomu n_2 a obráceně. Ale jak takové prostředí, které bude navenek vykazovat záporný index lomu, vytvořit? Jakou bude mít vnitřní strukturu?

Začnu zkoumáním lomu na rozhraní dvou prostředí s kladným indexem lomu. Parsek vlny dopadá na rozhraní dvou prostředí pod úhlem α a následně se láme pod úhlem β , viz obrázek 4.1.



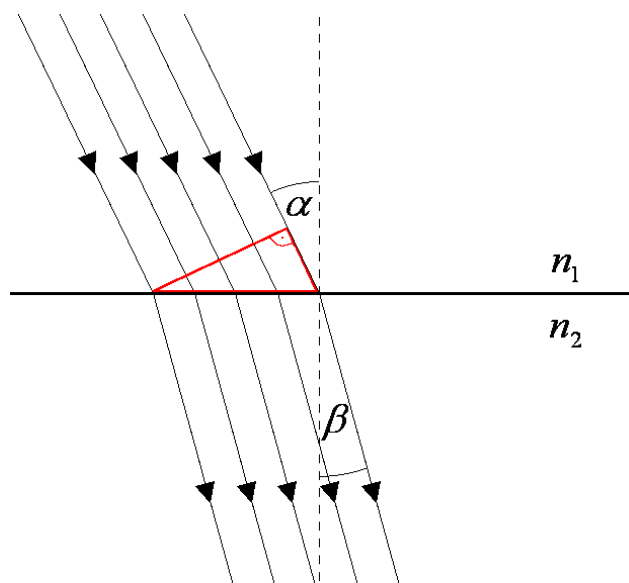
Obr. 4.1 Lom paprsku na rozhraní dvou prostředí.

První otázka zní, kde je v dopadajícím paprsku uložena informace o velikosti úhlu dopadu α ? K odpovědi na tuto otázku je nutné neuvažovat paprsek pouze jako přímku, ale přiřadit mu nějakou tloušťku (svazek paprsků), viz obrázek 4.2.



Obr. 4.2 Lom svazku paprsků na rozhraní dvou prostředí.

Tento svazek paprsků je tvořen paprsky, které mají při nekolmém dopadu na rozhraní jinou délku a dopadají tedy na rozhraní s jinou fází. Informace o velikosti úhlu dopadu je uložena v trojúhelníku, který je na obrázku 4.3 vyznačen červeně. Tato informace je uložena jak v jeho geometrických rozměrech, tak materiálových vlastnostech prostředí n_1 , které ho vyplňuje.

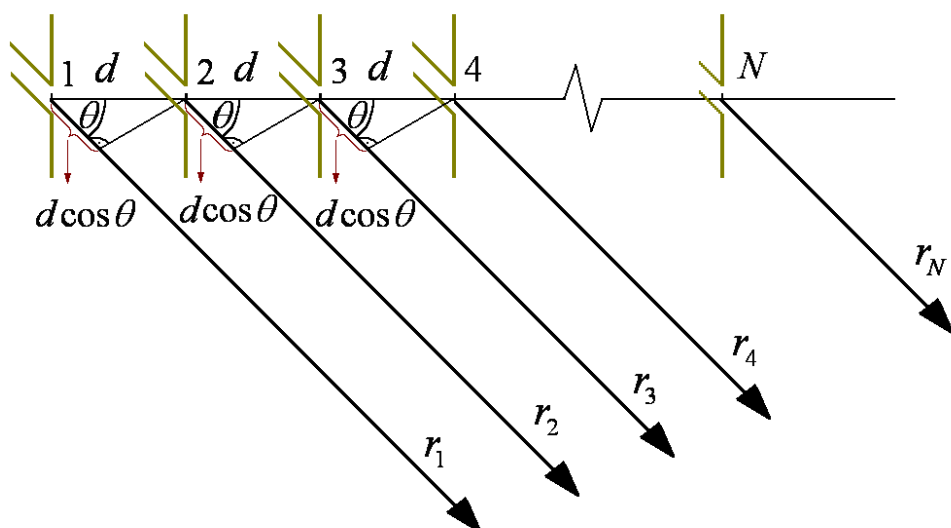


Obr. 4.3 Lom svazku paprsků na rozhraní dvou prostředí. Červeně je označen charakteristický trojúhelník, dopadajícího paprsku α , kde přepona tohoto trojúhelníku představuje řadu elementů, jejichž fáze charakterizuje zároveň úhel dopadu, tak i index lomu prostředí n_1 .

Fáze elektromagnetického pole elementů materiálového prostředí na rozhraní plně charakterizuje dopadající vlnu jak z hlediska úhlu dopadu α , tak zároveň i z hlediska materiálových parametrů prostředí (indexu lomu n_1), ze kterého vlna na rozhraní dopadla.

Využijí tohoto tvrzení a předvedu, jak se bude chovat takováto řada elementů z rozhraní, které budou mít vůči sobě ekvidistantní polohu a budou mít fázi elektromagnetického pole lineárně odstupňovanou se stejným krokem. K tomu použijeme známou teorii anténních řad [33].

Vyzařovací diagram anténní řady AF (array factor) dostaneme jako sumu fázorů jednotkové velikosti s fázemi s ekvidistantními rozdíly ψ .



Obr. 4.4 Geometrie pro výpočet vzdáleného pole N -prvkové řady všesměrových zářičů. Obrázek inspirován literaturou [33].

V literatuře [33] jsou uvedeny následující výrazy pro výpočet charakteristické funkce anténní řady AF ,

$$AF = \sum_{n=1}^N e^{j(n-1)\psi}, \quad (4.2)$$

kde za ψ patří dosadit výraz [33]

$$\psi = kd \cos\theta + \delta, \quad (4.3)$$

δ v tomto vztahu je rozdíl fáze zářičů, θ směrový úhel měřený od roviny zářičů, d je prostorová perioda (vzdálenost) zářičů a k konstanta šíření v prostředí, kam je vlna vyzářena z elementárních zářičů.

Směrový úhel (azimut) θ (měřený od roviny rozhraní) vyjádříme pomocí úhlu ϑ , měřeným od kolmice k rozhraní pomocí následujícího výrazu (4.4) resp. (4.5),

$$\cos\theta = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta\right) = \cos\left(\vartheta - \frac{\pi}{2}\right) = \sin\vartheta \quad (4.4)$$

tedy

$$\cos\theta = \sin\vartheta, \quad (4.5)$$

a dostanu z výrazu (4.3) tento výraz

$$\psi = kd \sin\vartheta + \delta. \quad (4.6)$$

Použitím výrazů (4.2) a (4.6) dostanu následující výraz,

$$AF(\vartheta) = \sum_{n=1}^N \exp[j(n-1)(kd \sin\vartheta + \delta)]. \quad (4.7)$$

Tento výraz nám popisuje charakteristickou funkci anténní řady AF jako funkci směrového úhlu ϑ . Za směr vyzařované vlny budeme považovat úhel β , pro který $AF(\vartheta)$ nabude maximální hodnoty $\beta = \arg \max_{\vartheta} AF(\vartheta)$. To nastane v případě, kdy $\psi = 0$, viz vztah (4.2).

Dále je dobré si uvědomit, ve kterém prostředí se anténní řada nachází, ve kterém prostředí počítám charakteristickou funkci anténní řady. Dejme tomu, že počítám charakteristikou funkci anténní řady vyzařující do druhého prostředí. To vyjádřím dosazením β_2 , fázové konstanty ve druhém prostředí, do vztahu (4.6) za obecnou konstantu šíření k , tím získám vztah

$$\beta_2 d \sin\beta + \delta = 0. \quad (4.8)$$

Dále si vyjádřím fázový rozdíl dvou sousedních elementů na povrchu rozhraní δ za pomoci vztahu (2.3) $\Delta\varphi = -\beta d$, který vyjadřuje vztah mezi změnou fáze $\Delta\varphi$ při průchodu elektromagnetické vlny základním elementem a fázovou konstantou β , kterou nahradím průmětem fázové konstanty do směru rovnoběžného s povrchem β_{y1} a dostanu

$$\delta = -\beta_{y1} d. \quad (4.9)$$

Průmět fázové konstanty do směru rovnoběžného s povrchem β_{y1} vyjádřím jako $\beta_{y1} = \beta_1 \sin\alpha$ a dostanu vztah mezi úhlem dopadu α a rozdílem fází dvou sousedních elementů δ

$$\delta = -\beta_1 d \sin\alpha, \quad (4.10)$$

kde β_1 je fázová konstanta v prostředí, ze kterého paprsek dopadá na rozhraní a d je vzdálenost dvou elementů prostředí. Dosazením předchozího výrazu (4.10) do výrazu (4.8) dostanu následující rovnici

$$\beta_2 d \sin\beta - \beta_1 d \sin\alpha = 0. \quad (4.11)$$

Tu upravím a podělím velikostí základního elementu d a dostanu

$$\beta_1 \sin\alpha = \beta_2 \sin\beta. \quad (4.12)$$

Dále použiji vztah mezi fázovými konstantami ve vakuu β_0 a daném prostředí β_1 a jeho indexem lomu n_1

$$\beta_1 = n_1 \beta_0 \quad (4.13)$$

a dosadím ho do vztahu (4.12)

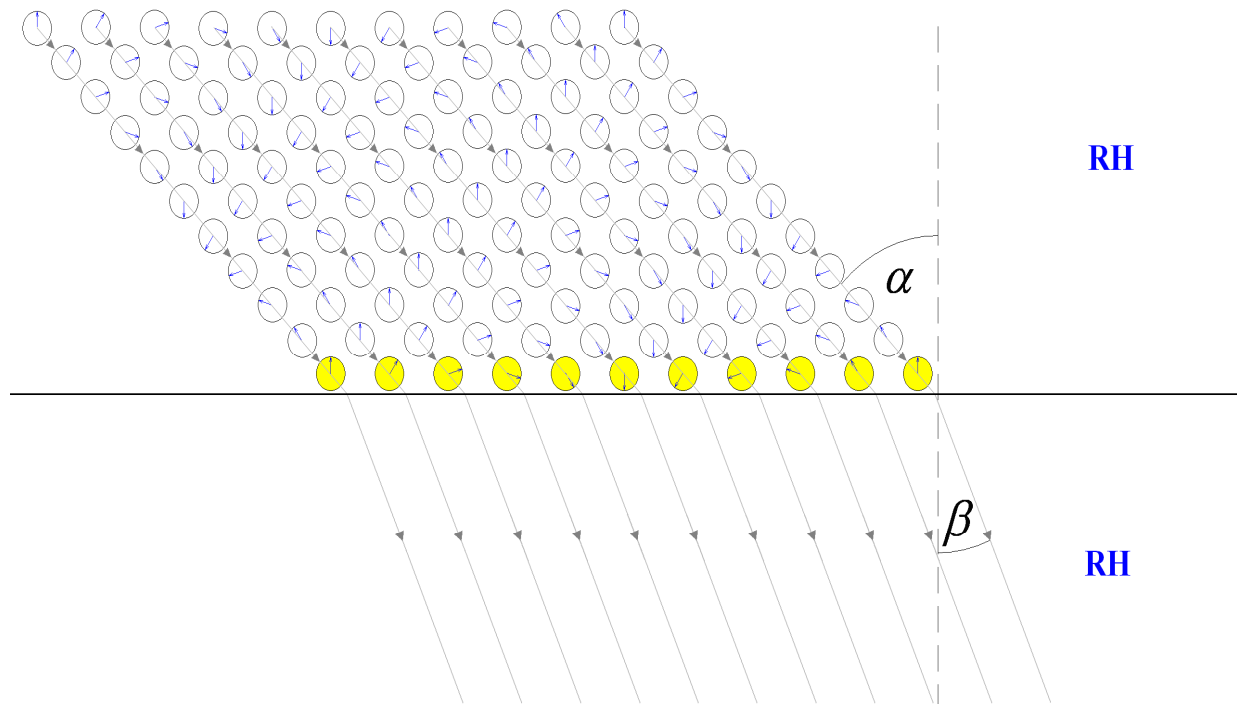
$$n_1 \beta_0 \sin \alpha = n_2 \beta_0 \sin \beta. \quad (4.14)$$

Nakonec podělím obě strany rovnice fázovou konstantou β_0 a dostanu vztah pro Snellův zákon lomu

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta. \quad (4.15)$$

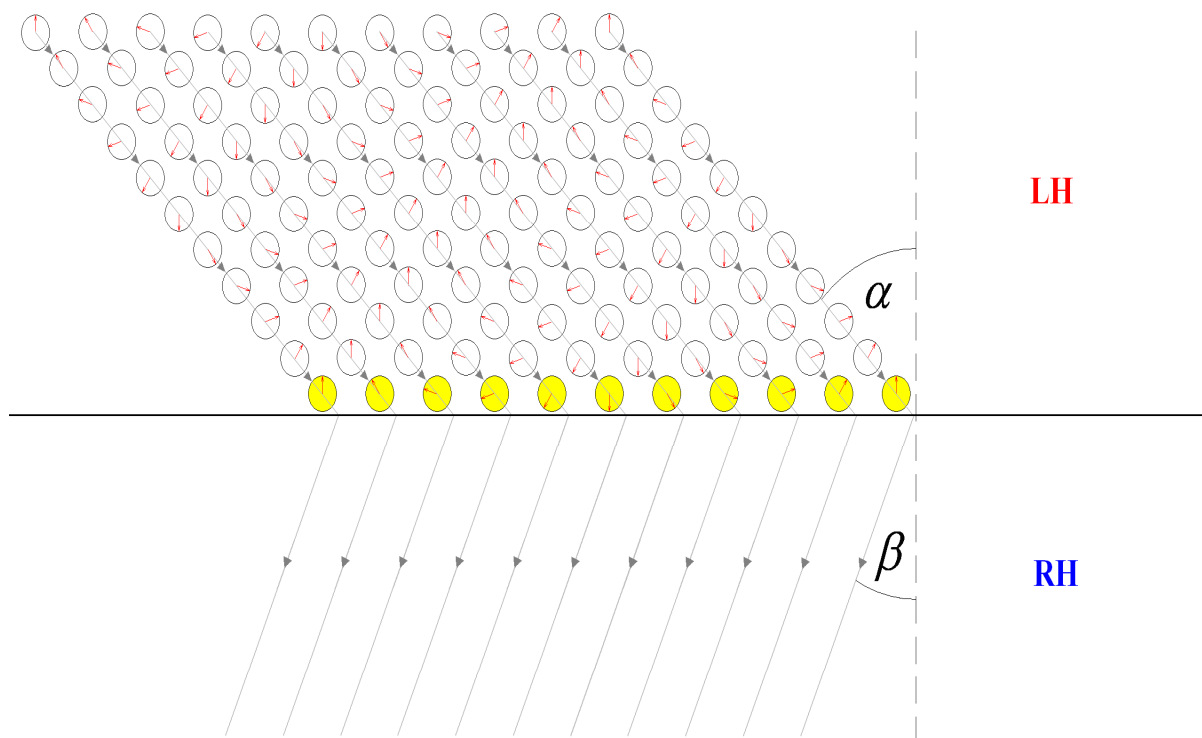
Jinak řečeno, maximum charakteristické funkce anténní řady AF v prostředí s indexem lomu n_2 se nachází ve směru úhlu β , jsou-li jednotlivé elementy anténní řady napájeny s fázovým rozdílem odpovídajícím dopadající vlně v prostředí n_1 pod úhlem dopadu α .

Na obrázku 4.5 můžeme vidět lom pro klasické kladné hodnoty indexu lomu dvou prostředí, tato prostředí s kladným indexem lomu se v literatuře [34] často označují anglickým výrazem right-handed (RH).



Obr. 4.5 Fázorové diagramy vlny dopadající na rozhraní dvou prostředí pod úhlem α , obě prostředí jsou s kladným indexem lomu. Žlutě jsou vyznačeny elementy na rozhraní těchto prostředí, o kterých uvažujeme jako o anténní řadě.

Dále na obrázku 4.6 je možno vidět pro vlnu dopadající z prostředí s negativním indexem lomu, v anglické literatuře označované jako left-handed (LH), na prostředí s kladným indexem lomu, že jednotlivé vlnoplochy mají opačnou posloupnost fáze a stejně tak je opačná posloupnost fází elementů na rozhraní dvou prostředí. K této posloupnosti fází elementů je na obrázku 4.6 symetricky směrový úhel lomené vlny β s opačným znaménkem a stejnou absolutní hodnotou než v prvním případě pro vlnu dopadající z prostředí s kladným indexem lomu na rozhraní. Ve složitějším případě dostanu stejně symetricky nikoliv jen paprsek se směrovým úhlem lomené vlny β , ale symetricky celou charakteristickou funkci anténní řady AF .



Obr. 4.6 Fázorové diagramy vlny dopadající z prostředí se záporným indexem lomu pod úhlem α na rozhraní s prostředím s kladným indexem lomu. Žlutě jsou vyznačeny elementy na rozhraní těchto dvou prostředí, o kterých uvažujeme jako o anténní řadě.

Ukážu ještě analogické tvrzení, kdy tvrdím, že svazek paprsků je plně charakterizován elementy a fází elektromagnetického pole na elementech v libovolném průřezu svazku paprsku (žlutě na obrázku 4.6). To znamená, že směr dalšího šíření elektromagnetického pole nezávisí na úhlu průřezu svazkem γ , viz obrázek 4.7.

Opět použiji vztah (4.7) pro $AF(\vartheta) = \sum_{n=1}^N \exp[j(n-1)(kd \sin \vartheta + \delta)]$.

Maximum této funkce nastane pro $\psi = 0$, kde

$$\psi = kd \sin \vartheta + \delta. \quad (4.16)$$

A to nastane speciálně pro $\vartheta = 0$ a $\delta = 0$, viz obrázek 4.7.

Přepíšeme tedy vztah (4.16) do parametrů s indexem 2, které jsou pro řadu zářičů otočenou o úhel $\gamma > 0$, viz obrázek 4.7, těmito vztahy (4.17), (4.18), (4.19)

$$d_2 = \frac{d}{\cos \gamma}, \quad (4.17)$$

$$\vartheta_2 = \vartheta - \gamma, \quad (4.18)$$

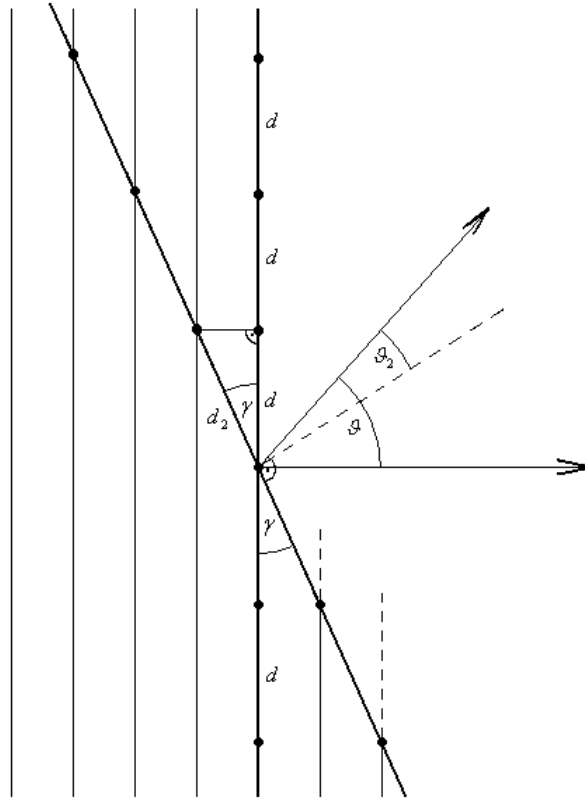
$$\delta_2 = kd_2 \sin \gamma. \quad (4.19)$$

Tyto předchozí vztahy dosadím do následujícího vztahu

$$\psi = kd_2 \sin \vartheta_2 + \delta_2. \quad (4.20)$$

Po dosazení vztahů (4.17), (4.18), (4.19) do vztahu (4.20) dostanu následující výraz

$$k \frac{d}{\cos \gamma} \sin(\vartheta - \gamma) + k \frac{d}{\cos \gamma} \sin \gamma = 0. \quad (4.21)$$



Obr. 4.7 Vyzařování dvou anténních řad pootočených vůči sobě o úhel γ .

Použijeme známý vzorec

$$\sin(\vartheta - \gamma) = \sin \vartheta \cos \gamma - \cos \vartheta \sin \gamma \quad (4.22)$$

a dostanu vztah

$$k \frac{d}{\cos \gamma} \sin \vartheta \cos \gamma - k \frac{d}{\cos \gamma} \cos \vartheta \sin \gamma + k \frac{d}{\cos \gamma} \sin \gamma = 0. \quad (4.23)$$

Dosadím do prvního členu předchozího vztahu $\vartheta = 0$, protože vím, že v tomto směru bylo maximum a dostanu výraz

$$-k \frac{d}{\cos \gamma} \sin \gamma + k \frac{d}{\cos \gamma} \sin \gamma = 0. \quad (4.24)$$

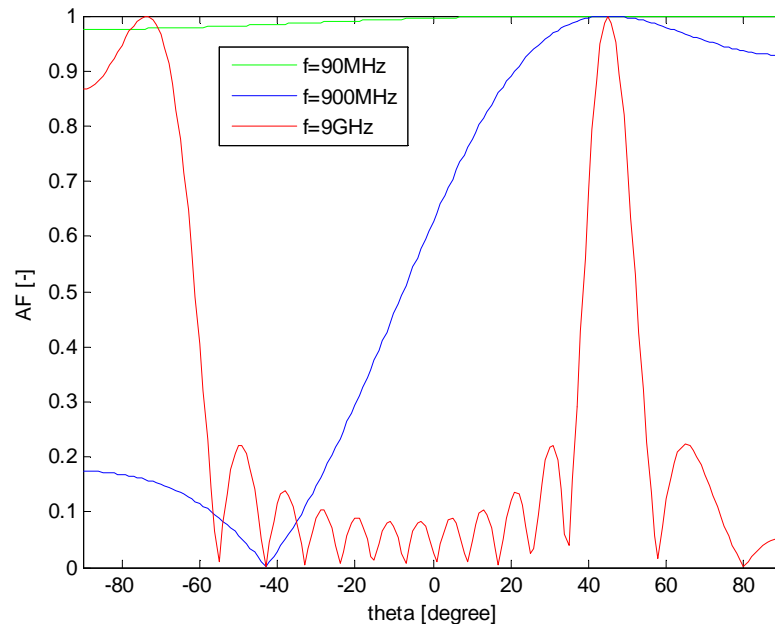
Z tohoto výrazu opět vidíme, že ve směru $\vartheta = 0$ je splněna předchozí rovnice a bude v tomto směru opět maximum charakteristické funkce řady AF nezávisle na hodnotě $\gamma < \frac{\pi}{2}$. Tím jsme ukázali, že můžeme použít libovolný průřez paprsku ke stanovení směru vyzařování (maximum charakteristické funkce). Průběhy funkcí $AF(\vartheta)$ budou obecně rozdílné, ale pro řadu elementů s rostoucí směrovostí se tyto funkce k sobě budou limitně blížit.

4.3 Charakteristická funkce anténní řady

V této části ukážeme vztah mezi charakteristikou funkcí a jednotlivými parametry řady zářičů (anténní řady) – počtem zářičů N , vzdáleností mezi jednotlivými zářiči d a frekvencí záření f (vlnovou délkou záření). Ve všech grafech v této části máme na mysli normalizované charakteristické funkce AF_n .

Na obrázku 4.8 jsou charakteristické funkce řady dvanácti zářičů vzdálených 2 cm, které mají fázi, jako by byly vybudeny vlnou dopadající pod úhlem 45° pro různé frekvence. Pro nízké frekvence jsou zářiče příliš soufázové a charakteristická funkce není příliš směrová. Přesněji

řečeno, září všemi směry. S rostoucí frekvencí dochází k větší směrovosti charakteristické funkce. Ale pro frekvence zvýšené nad určitou míru začnou vznikat postranní laloky, ty ale v této práci nebudeme zkoumat a budeme se zabývat pouze případy, kdy k jednomu dopadajícímu paprsku vznikne jeden lomený parsek.



Obr. 4.8 Charakteristická funkce anténní řady AF_n pro $N = 12$, $d = 2$ cm, kde frekvence nabývá hodnot 900 MHz (modrá charakteristika), 90 MHz (zelená charakteristika) a 9 GHz (červená charakteristika).

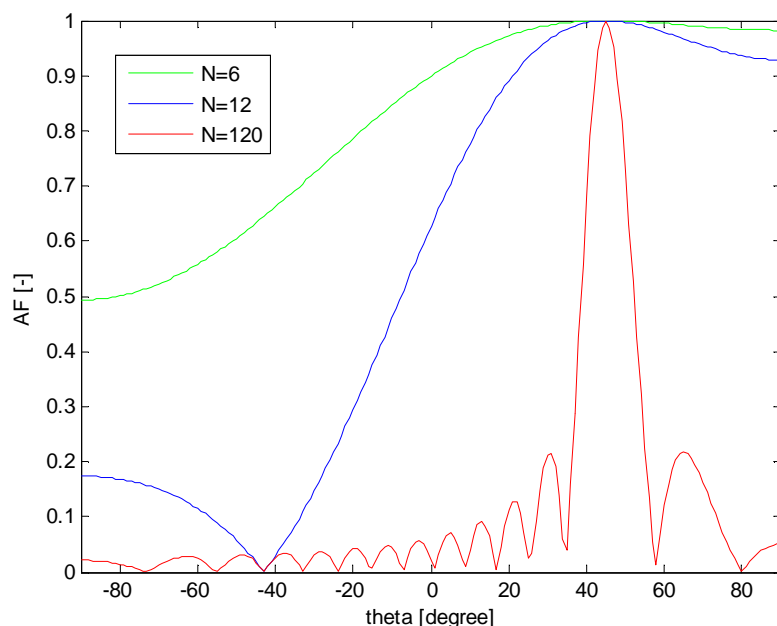
Na obrázku 4.9 jsou charakteristické funkce na frekvenci 900 MHz pro různý počet zářičů ve vzdálenosti 2 cm. Z grafu jasně vidíme, že čím je větší počet zářičů, tím je paprsek více směrový. Nevýhodou ovšem je, že nám s počtem zářičů roste celková délka řady.

Na obrázku 4.10 je vidět, jak se mění směrová charakteristika řady se změnou vzdálenosti dvanácti elementárních zářičů vybuzených fázově tak, jako by na ně dopadala vlna pod úhlem 45° na frekvenci 900 MHz. Z grafu vidíme, že s klesající vzdáleností elementárních zářičů klesá její směrovost. Pro příliš velké vzdálenosti zářičů však vznikají postranní laloky.

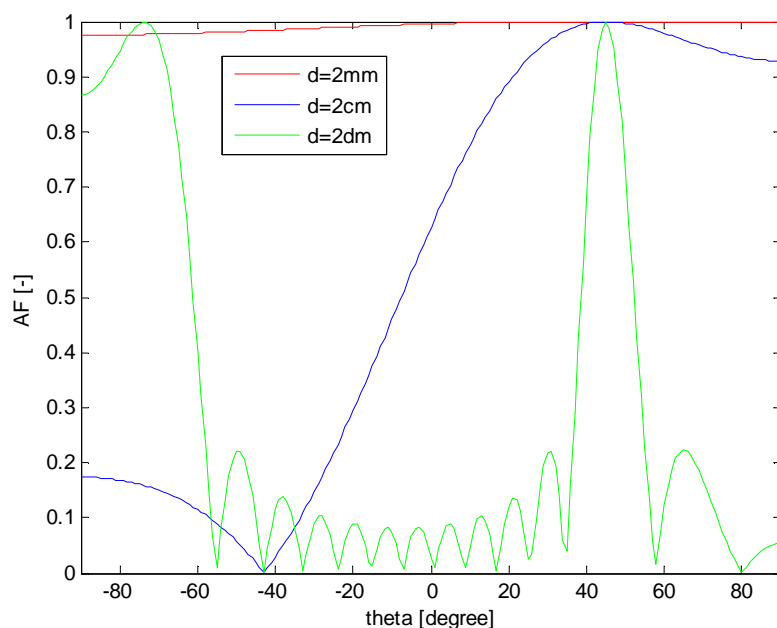
Z literatury [35], [36] je známý vztah (4.25), který popisuje získání celkové (výsledné) směrové charakteristiky řady jako součin charakteristické funkce anténní řady AF a směrové charakteristiky jednoho elementu

$$E_{total} = E_{single_element}(\vartheta)AF(\vartheta). \quad (4.25)$$

Za směrovou charakteristiku jednoho elementu dosadíme směrovou charakteristiku jednoho elementu z Huygensova principu. Buď dosadíme půlkružnice $E_{single_element}(\vartheta) = 1$ pro $\vartheta \in (-90^\circ, 90^\circ)$ a $E_{single_element}(\vartheta) = 0$ pro $\vartheta \in (-180^\circ, -90^\circ)$ a $\vartheta \in (90^\circ, 180^\circ)$ nebo lépe inklinanční faktor $K(\vartheta) = \frac{1}{2}(1 + \cos\vartheta)$ zavedený Fresnelem ke zpřesnění Huygensova principu. Vynásobením charakteristické funkce anténní řady směrovou charakteristikou jednoho elementu „ořízneme“ tuto charakteristiku o vyzařování do prostředí, ze kterého paprsek na rozhraní dopadl. A tedy získáme výsledné charakteristiky jako na obrázcích 4.8 až 4.10. A nezískáme charakteristiky jako na obrázcích 4.11 a 4.12, kde jsou charakteristické funkce symetrické podle rozhraní mezi prostředími a které mají dva hlavní laloky.



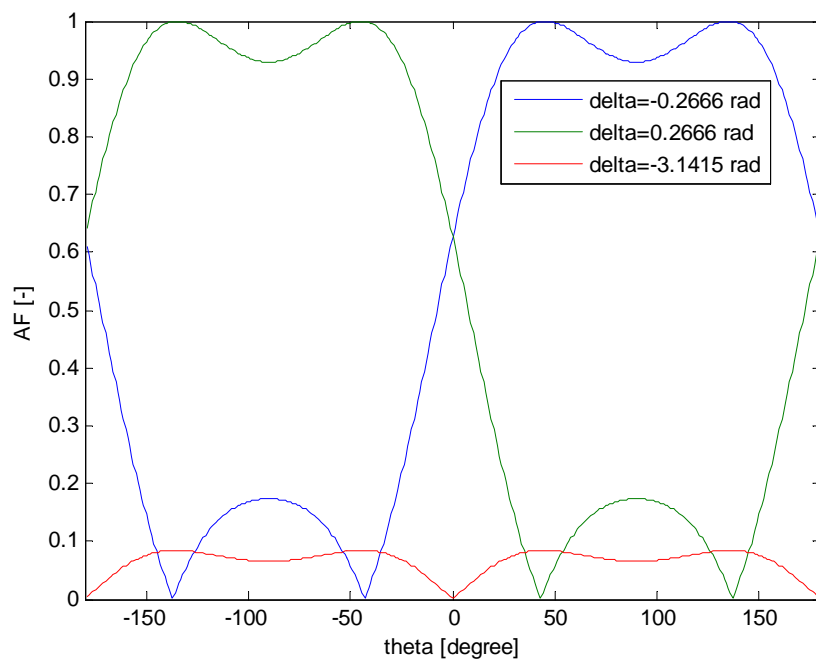
Obr. 4.9 Charakteristická funkce anténní řady AF_n pro $f = 900$ MHz, $d = 2$ cm, kde počet elementárních zářičů je 12 (modrá charakteristika), 6 (zelená charakteristika) a 120 (červená charakteristika).



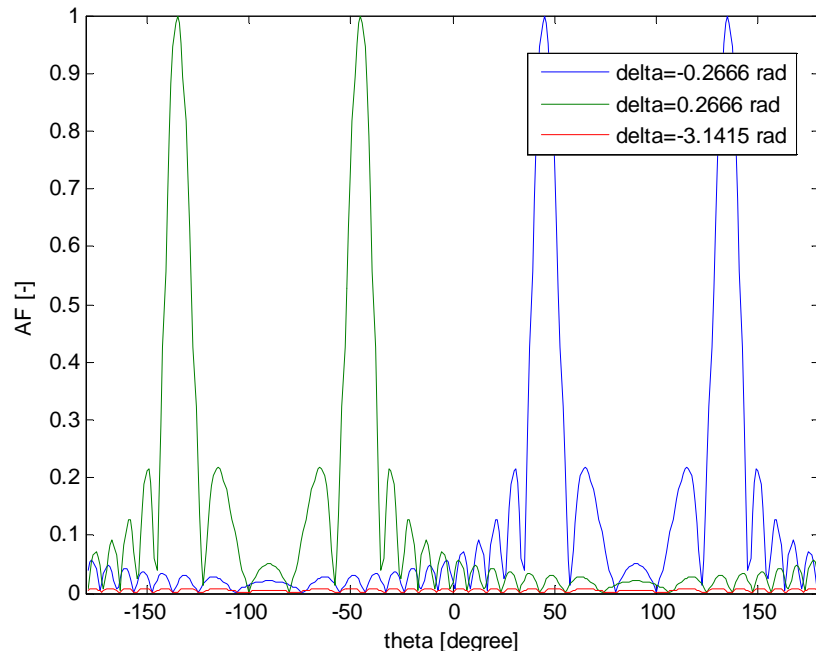
Obr. 4.10 Charakteristická funkce anténní řady AF_n pro $N = 12$, $f = 900$ MHz, kde vzdálenost elementárních zářičů je 2 cm (modrá charakteristika), 2 dm (zelená charakteristika) a 2 mm (červená charakteristika).

Na obrázku 4.11 a 4.12 je možno vidět charakteristické funkce řad pro různé hodnoty parametru δ (např. pro různé hodnoty indexu lomu prostředí, ze kterého paprsek dopadá na rozhraní mezi prostředími), který udává fázový rozdíl mezi elementy anténní řady. Pro záporné hodnoty tohoto rozdílu dochází ke klasickému kladnému lomu (hlavní lalok je v kladných hodnotách směrového úhlu ϑ). A pro kladné hodnoty fázového rozdílu dochází k negativnímu lomu. Zároveň je na následujících obrázcích vidět, že pro velké hodnoty

fázového rozdílu elementů δ v absolutní hodnotě (na obrázcích 4.11 a 4.12 jsou to červené charakteristiky pro $\delta = 3,14$) vyzařování citelně klesá a není vhodné takové materiály za těchto podmínek používat.



Obr. 4.11 Charakteristická funkce anténní řady AF_n pro $N = 12$, $f = 900$ MHz a $d = 2$ cm a různé hodnoty fázového rozdílu elementů anténní řady.



Obr. 4.12 Charakteristická funkce anténní řady AF_n pro $N = 120$, $f = 900$ MHz a $d = 2$ cm a různé hodnoty fázového rozdílu elementů anténní řady.

V části 5.1.2 bude navržena struktura s hodnotami $N = 12$ a $d = 2$ cm okolo frekvence 900 MHz z obrázku 4.11 je možno vidět porovnáním modré a zelené charakteristiky, že negativní a pozitivní lom půjdou od sebe odlišit. I když pro hodnotu $N = 120$ na obrázku 4.12 by charakteristická funkce byla směrovější a tím situace přehlednější.

4.4 Směrová charakteristika elementární buňky

Je tomu již přes tři sta let, co Christiaan Huygens formuloval svůj princip o šíření elektromagnetického vlnění, následujícího znění. Každý bod vlnoplochy (tzv. primární vlny), do něhož dospělo vlnění v určitém časovém okamžiku t_1 , lze považovat za zdroj elementárního vlnění, které se z něho šíří v elementárních vlnoplochách (tzv. sekundární vlny). Vlnoplocha (primární vlny) v dalším časovém okamžiku t_2 je vnější obalová plocha všech těchto elementárních (sekundárních) vlnoploch.

Huyghensův princip je základní princip pro šíření elektromagnetického pole. Na základě tohoto principu budu uvažovat šíření elektromagnetického pole i v prostředí se záporným indexem lomu.

Nejdůležitější otázka v této práci vztažená k Huygensovu principu se ptá na to, o jakou dobu (potažmo vzdálenost nebo fázový rozdíl) jsou od sebe vzdáleny výše zmíněné okamžiky t_1 a t_2 . Odpověď na tuto otázku však Huyghensův princip nedává (nestanovuje k této hodnotě nic konkrétního), a tak toho budu dále plně využívat.

Podmínky pro základní elementární materiál se záporným indexem lomu jsou tyto. Za první částice musí dopadající vlnu absorbovat z jedné poloviny prostoru, resp. nenechat projít elektromagnetickou vlnu neovlivněnou. Za druhé po absorbování vlny je nezbytně nutné vykonat fázovou změnu blízkou -2π , resp. -360° . Za třetí takto fázově ovlivněnou vlnu je třeba vyzářit do opačné poloviny, než ze které byla vlna absorbovaná (přijatá) základním elementem materiálu. Směrové charakteristiky pro vyzáření vlny i pro její absorbování jsou shodné (nebo by se jí alespoň měly co nejvíce blížit), se směrovou charakteristikou zdroje elementárního vlnění (sekundárního) z Huygensova principu, včetně pozdějších upřesnění Fesnelem.

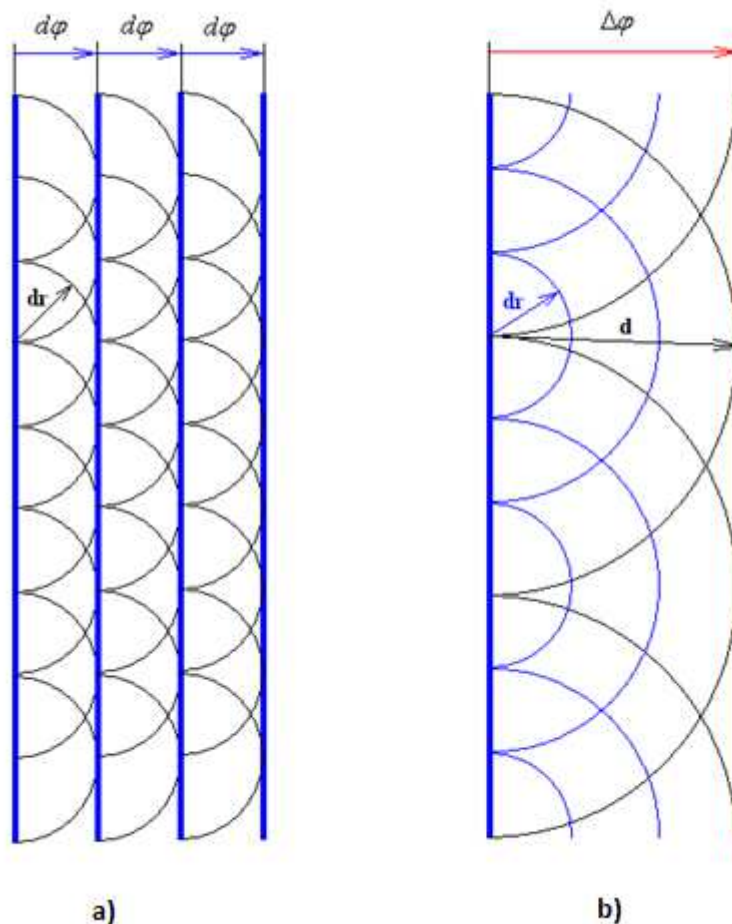
První a třetí podmínka je tedy převzata z Huygensova principu, který se tato práce snaží respektovat při návrhu základních částic prostředí.

4.4.1 Huyghensův princip v diskrétním prostředí

Zatímco Huyghensův princip uvažuje jak spojitý čas, tak prostor. Tento princip upravím pro prostor diskrétní, což jinak řečeno znamená, že sekundární vlny, jejichž superpozicí (součtem) se získávají vlny primární, nebudu moci získat kdekoliv, ale jen v diskrétních bodech (oblastech), které se pak stanou opět zdrojem dalších sekundárních vln, jejichž součtem získám další primární vlnu, ale opět jen v diskrétních bodech. Tyto body jsou od sebe odděleny tak, aby změna fáze mezi těmito body byla blízká -2π (velká fázová změna), pokud tedy chci na této vlnové délce (frekvenci) mít prostředí s negativním indexem lomu. Interferenci sekundárních vln (sečtení sekundárních vln s malou fázovou změnou) je nutno fyzikálně zabránit vhodným navržením daného negativního prostředí tak, aby se sekundární vlny šířily nezávisle až do bodu, kde získáme další vlnoplochu primární vlny.

Na obrázku 4.13a je zobrazena vlna, která se šíří podle Huygensova principu spojitě po krocích, jejichž velikost se blíží k nule. Na obrázku 4.13b se vlna šíří podle Huygensova principu po krocích konečné velikosti d , kterou již není možné dále zmenšovat (aniž by prostředí radikálně nezměnilo svoje fyzikální vlastnosti). Na celou věc je možné se dívat, jakoby modré polokruhové vlnoplochy (tence) na obrázku 4.13b představovaly modré vlnoplochy (tlustě) na obrázku 4.13a. Obojí jsou označeny dr .

Příroda nedokáže fyzicky odlišit primární vlny od sekundárních a tyto pojmy slouží jen pro větší názornost výkladu.



Obr. 4.13 Huygensův princip ve spojitém prostředí a), kde můžeme použít princip superpozice poté, co vlna urazí libovolně malou vzdálenost dr a b) v diskretním prostředí, kde můžeme uplatnit princip superpozice, až co vlna urazí definovanou vzdálenost d .

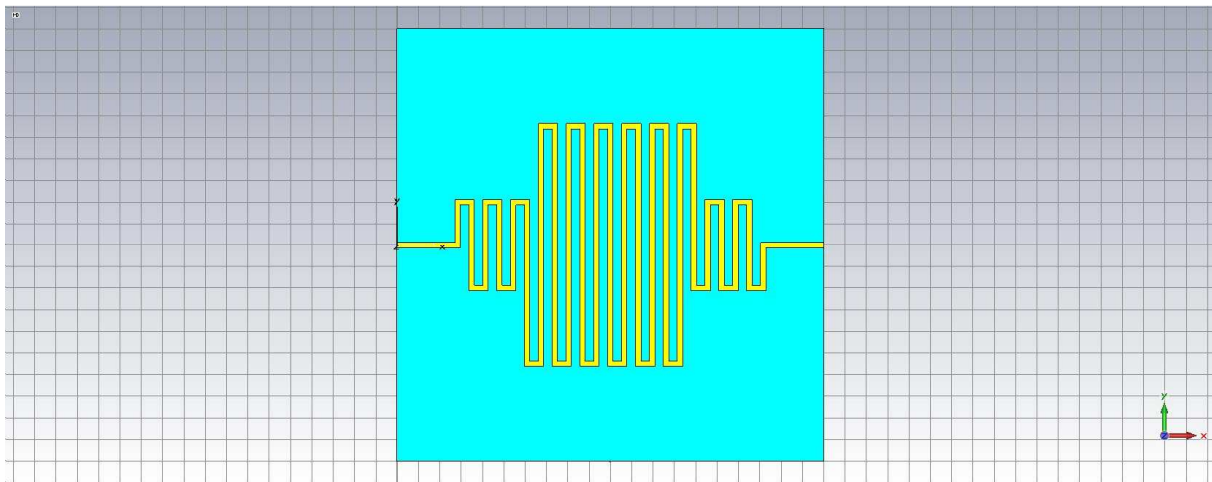
Následuje vysvětlení, proč se v přírodě nevyskytují prostředí se záporným indexem lomu. Zaprvé diskretizační perioda d pro vytvoření prostředí se záporným indexem lomu je příliš malá, abychom se dostali do druhé zóny, kde je index lomu záporný ($f_z = \frac{c}{2dn_T}$). Odtud také pramení úspěch teorie elektromagnetického pole, která popisuje elektromagnetické vlnění ve spojitém prostředí. Zadruhé velikost indexu lomu materiálů vyskytujících se v přírodě není dost velká na to, aby dosáhla velké fázové změny na malé vzdálenosti diskretizační periody d . Otázkou zůstává, jak malá je tato diskretizační perioda ve známých látkách? V případě, že by byla srovnatelná s velikostí atomů jeden angstrom (10^{-10} m), potom by na frekvenci 1 GHz musel mít index lomu hodnotu alespoň $1,5 \cdot 10^9$, a pro dolní hodnotu okraje pásma viditelného světla $3,8 \cdot 10^{14}$ Hz by musel mít index lomu elementu střední hodnotu alespoň 3940. Pro ještě menší hodnotu diskretizační periody takzvanou Plancovu délku $1,6 \cdot 10^{-35}$ m (hodnota je pouze teoretická, daleko pod hranicí měřitelnosti) by index lomu musel být $9,37 \cdot 10^{33}$ na frekvenci 1 GHz, a pro dolní okraj viditelného světla $3,8 \cdot 10^{14}$ Hz nejméně $2,47 \cdot 10^{28}$, aby bylo dosaženo přenosu fáze alespoň o půl vlnové délky. Všechny tyto hodnoty jsou extrémně velké vzhledem k hodnotám, které jsou běžně pozorovány u přírodních látek, a tudíž se látky se záporným indexem lomu v přírodě nevyskytují. Dají se však s patřičnými znalostmi uměle připravit.

Kapitola 5

Návrh prostředí se záporným indexem lomu

5.1 Návrh dvou prostředí (2D) s opačnými indexy lomu

Opět použijí při návrhu základního elementu negativního prostředí myšlenku uvedenou v předchozích částech, ale tentokrát budu vytvářet meandr, ze kterého půjde snadno vytvořit 2D struktura. Z důvodu snadné výroby bylo opět zvoleno mikropáskové vedení. Struktura částice navržené na základě těchto předpokladů je na obrázku 5.1. Její základní rozměr (čtvercový) je $d = 20$ mm. Použitý substrát má relativní permitivitu $\epsilon_r = 10,2$ a tloušťku $t = 0,635$ mm a tloušťku pokovení mědí $t_{Cu} = 30$ μm .

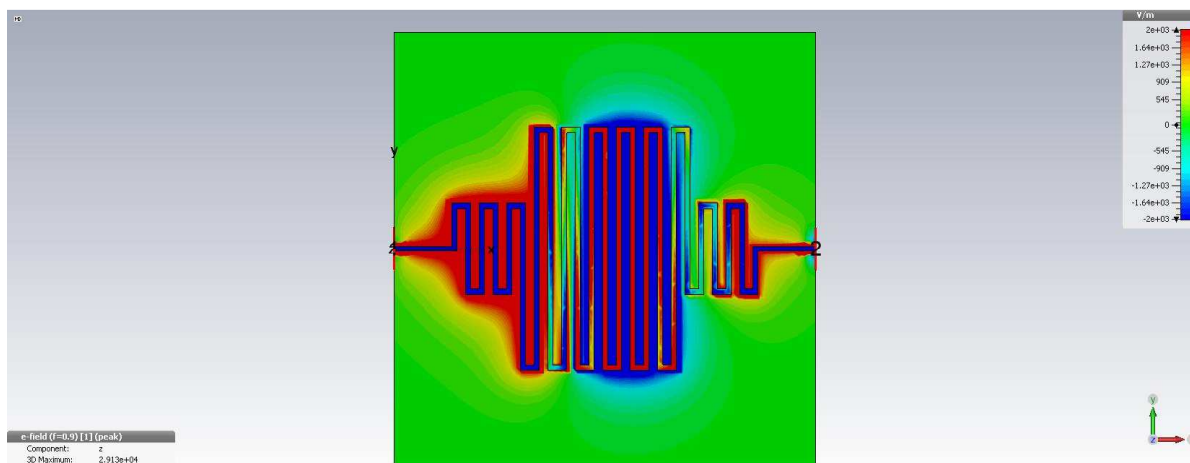


Obr. 5.1 Struktura jednoho meandru v CST Microwave Studiu. Modrá barva je substrát a žlutá vodič (měď).

Mikropásek, ze kterého je meandr navržený má šířku 0,25 mm. Vertikální délky mikropásku jsou 2 x 2 mm, 8 x 4 mm, 2 x 7,5 mm a 11 x 11 mm. Horizontální délka mikropásku je 20 mm. Dohromady je celková délka mikropásku $L = 192$ mm. Podle vztahu (3.8)

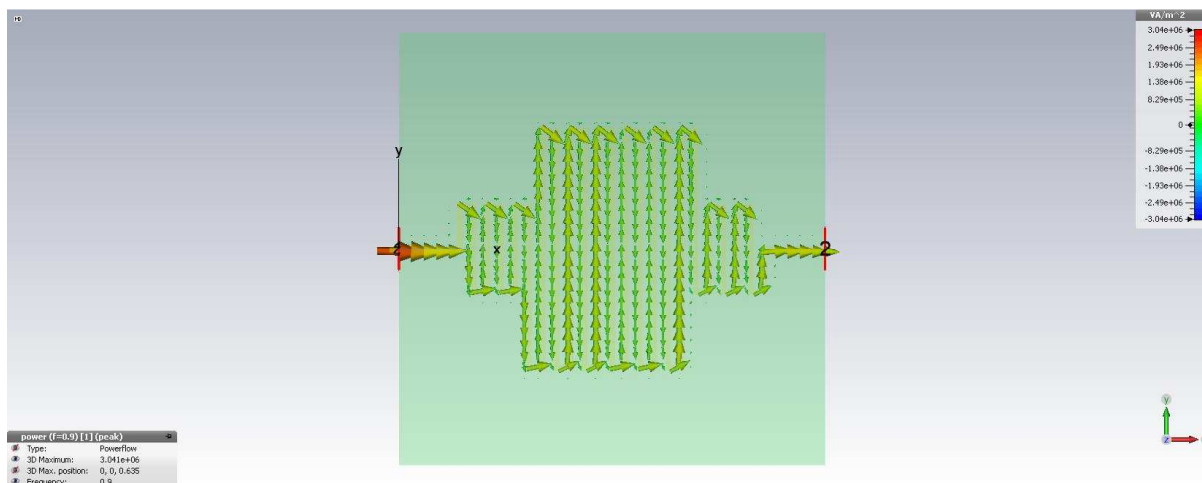
$$\rho = \frac{L}{d} = \frac{192 \text{ mm}}{20 \text{ mm}} = 9,6. \quad (5.1)$$

Na obrázku 5.2 je zobrazena vypočítaná složka elektrického pole kolmá k substrátu E_z meandru buzeného zleva.



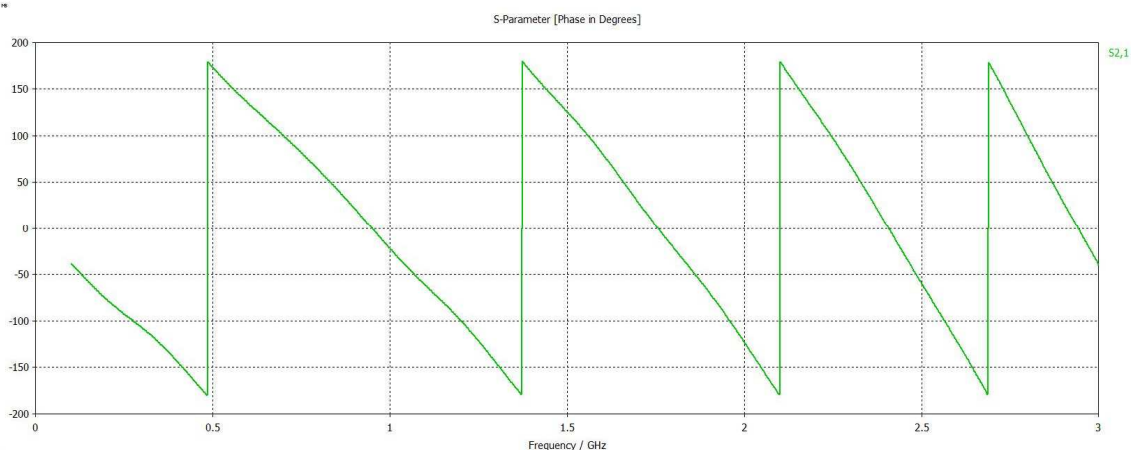
Obr. 5.2 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k rovině substrátu E_z na frekvenci 900 MHz napájené z brány číslo 1 (zleva) na meandru.

Na následujícím obrázku 5.3 je vidět pole z Poytingova vektoru, kde vidím, že ne všechna energie se šíří ve směru mikropásků, ale část energie se na krajích šíří mezi mikropásky. To, jak je popsáno dále, způsobí menší hodnotu koeficientu retardace ρ .

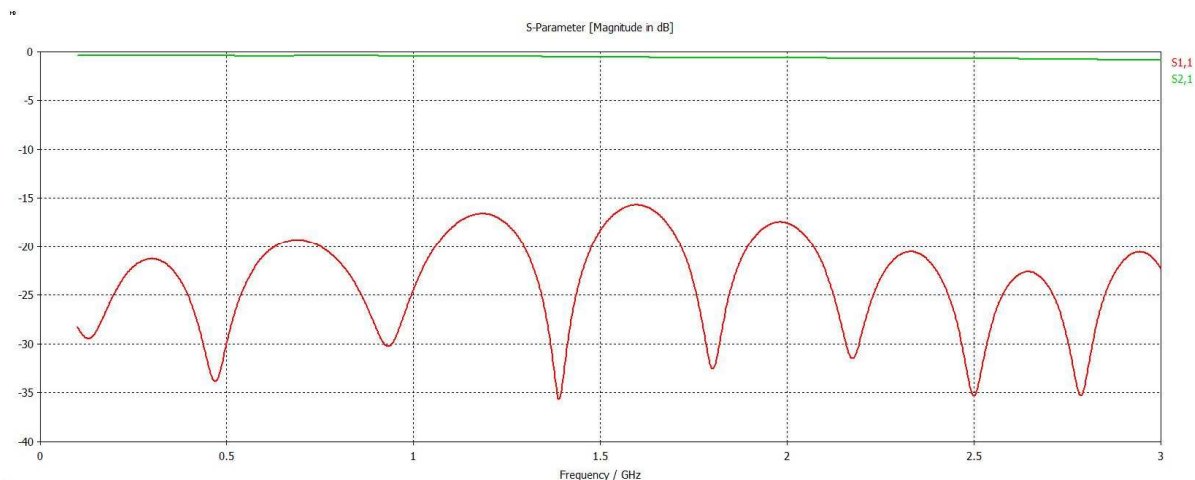


Obr. 5.3 Pole Poytingova vektoru na frekvenci 900 MHz na meandru.

Z přenosových charakteristik na obrázcích 5.4 a 5.5 je možno vidět, že v pásmu 500 MHz až 935 MHz je přenos fáze částic kladný a přenos amplitudy blížký jedné ve směru doprava.

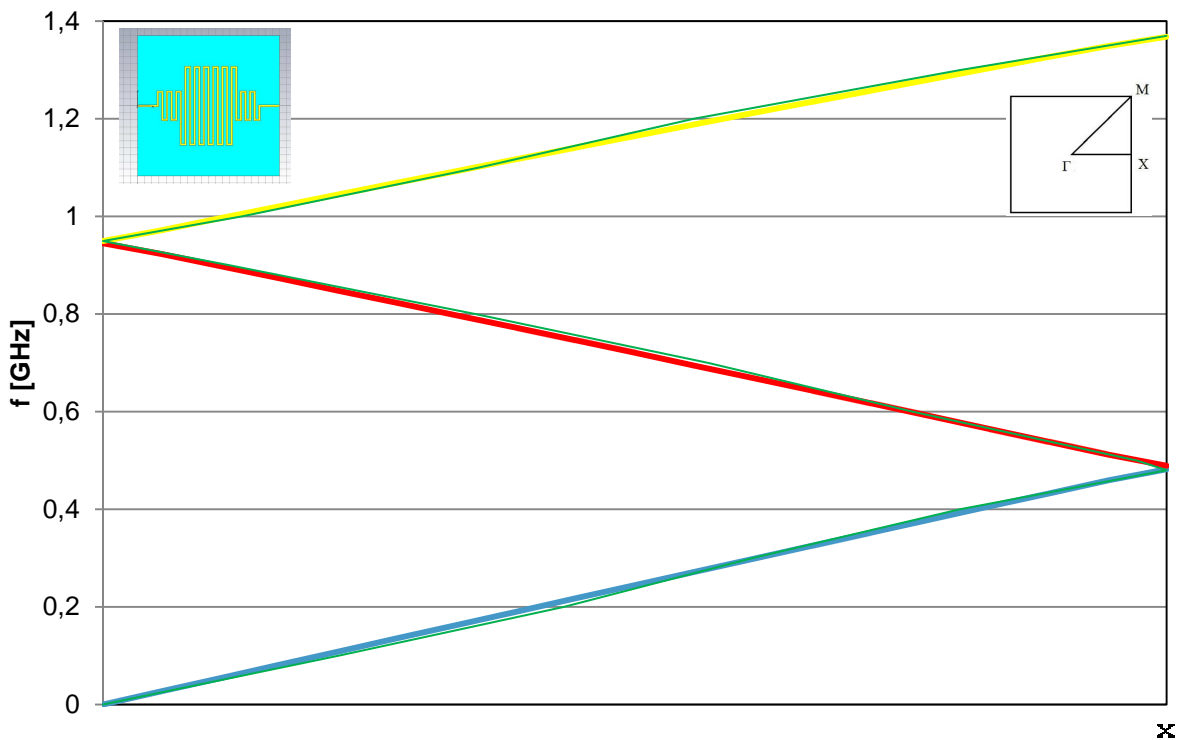


Obr. 5.4 Graf přenosu fáze $\arg S_{21}$ jedním meandrem v závislosti na frekvenci získaný pomocí CST Microwave Studia.



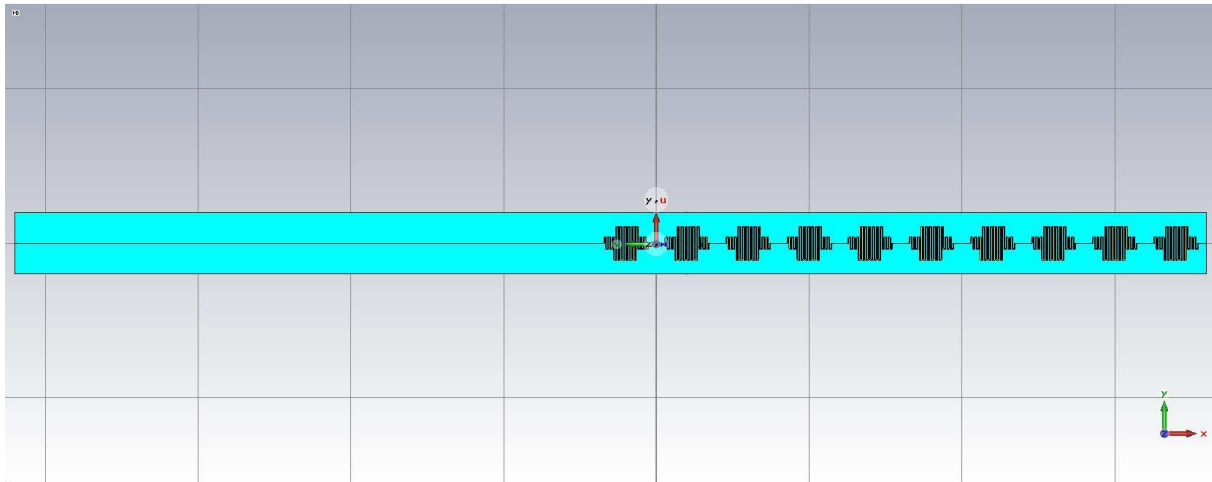
Obr. 5.5 Graf přenosu $|S_{21}|$ a odrazu $|S_{11}|$ amplitudy jedním meandrem v závislosti na frekvenci získaný pomocí CST Microwave Studia.

Dále byly vypočítány disperzní charakteristiky v CST Microwave Studiu pomocí Eigenmode solveru ve směru $\Gamma - X$, viz obrázek 5.6. Modrou barvou je zobrazen vid s kladným indexem lomu a červeně je vid se záporným indexem lomu. Žlutě je zobrazen další vid s kladným indexem lomu. Dále je na obrázku 5.6 zeleně zobrazena pro porovnání fázová charakteristika z obrázku 5.4. Je možno vidět, že si jsou velmi podobné.



Obr. 5.6 Disperzní charakteristika elementu z meandrového mikropásku. Fázová charakteristika z obrázku 5.4 má zelenou barvu.

Dále z elementu na obrázku 5.1 vytvořím 1D strukturu na obrázku 5.7, kterou doplním přímým mikropáskem jako referenčním vedením s kladným indexem lomu.



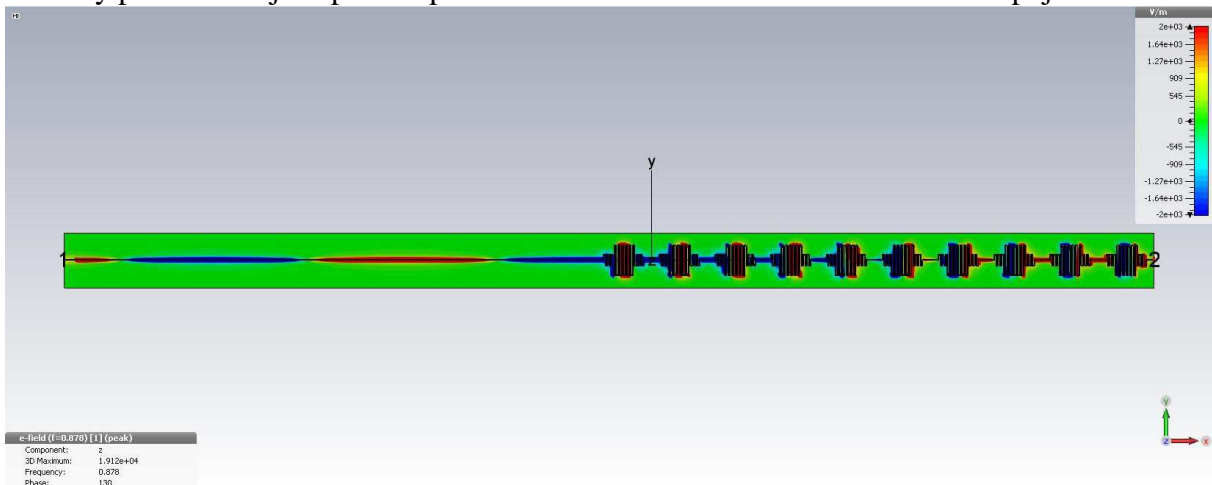
Obr. 5.7 1D struktura vpravo diskretní periodická struktura z meandrů, vlevo klasický přímý mikropásek.

Vlnová délka na přímém úseku vedení je pro parametry mikropásku uvedené výše podle programu TX-Line na frekvenci 878 MHz je $\lambda_V = 13,6$ cm a na frekvenci 935 MHz je $\lambda_V = 12,8$ cm.

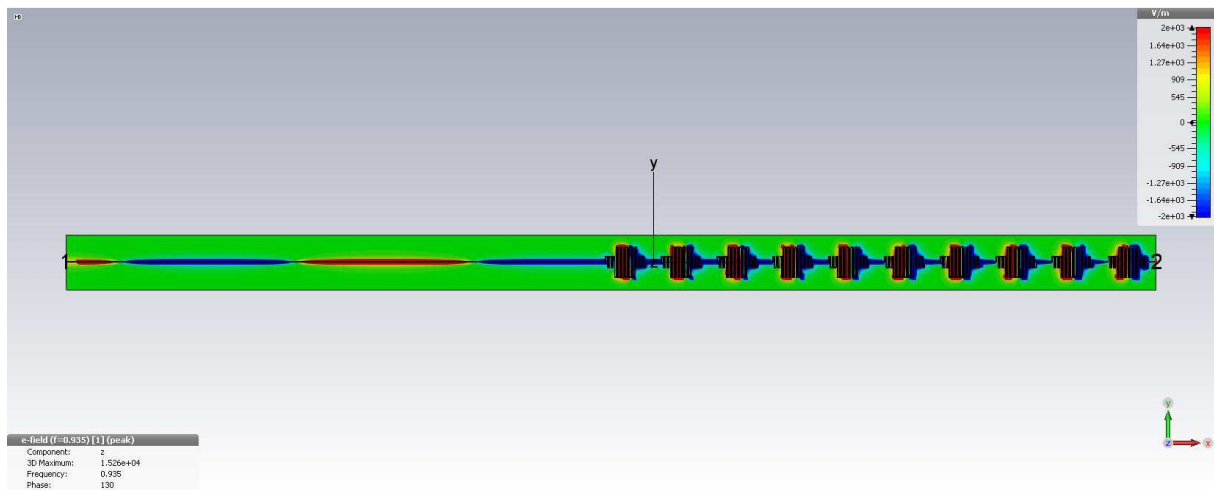
Spojitosť elektromagnetické vlny C_1 v prostředí 1, tvořeného přímými vodiči ($\lambda_{D1} = \lambda_{D1}$) na obrázku 5.7 vlevo stanovíme podle vztahu (3.45)

$$\frac{\lambda_{D1}}{d} = C_1. \quad (5.2)$$

Základní element prostředí z přímého vedení můžete vidět na obrázku 5.10 a jeho frekvenční fázovou charakteristiku na obrázku 5.11. Přičemž toto prostředí bude pro nás i prostředím referenčním. Pro hodnotu diskretizace $d = 2$ cm dostaneme na frekvenci 878 MHz hodnotu $C_1 = 6,8$ a na frekvenci 935 MHz hodnotu $C_1 = 6,4$. Toto můžeme vidět na obrázku 5.8 a 5.9 vlevo, kde je prostředí tvořeno přímým mikropáskem. V tomto prostředí se šíří klasická dopředná vlna ve spojitém prostředí. Hodnoty spojitosti vypočítané výše (pro $d = 2$ cm) mají u spojitého 1D prostředí pouze myšlenkový charakter. Ale pro 2D prostředí už jsou tyto hodnoty podstatné a je zapotřebí prostředí navrhnout s dostatečnou hodnotou spojitosti.



Obr. 5.8 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 878 MHz na 1D struktuře.



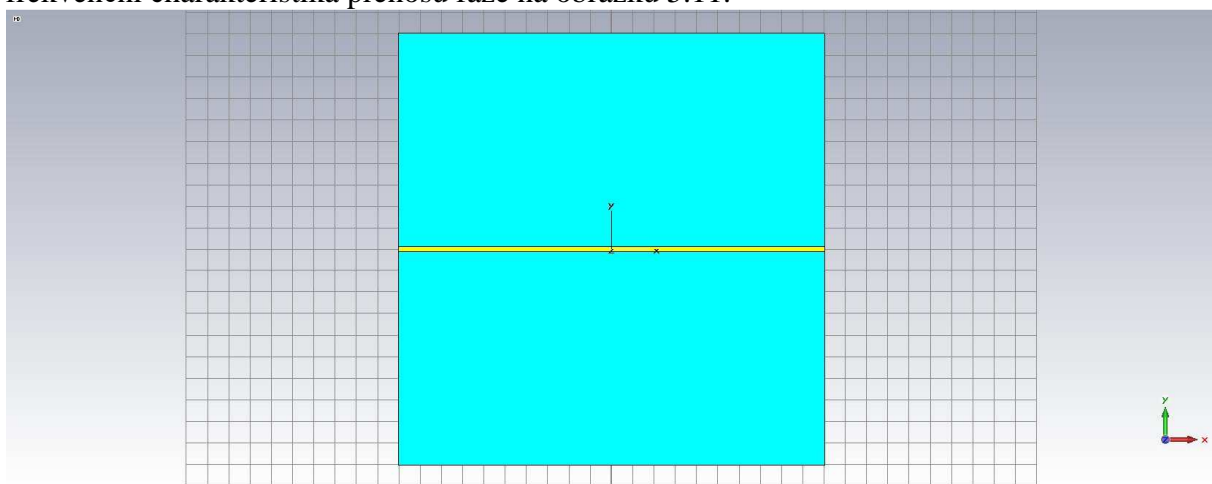
Obr. 5.9 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 935 MHz na 1D struktuře.

Pro stanovení hodnoty spojitosti prostředí tvořeného meandry, na obrázcích 5.7, 5.8 a 5.9 je toto prostředí vpravo, použijeme analogicky vztah (3.45)

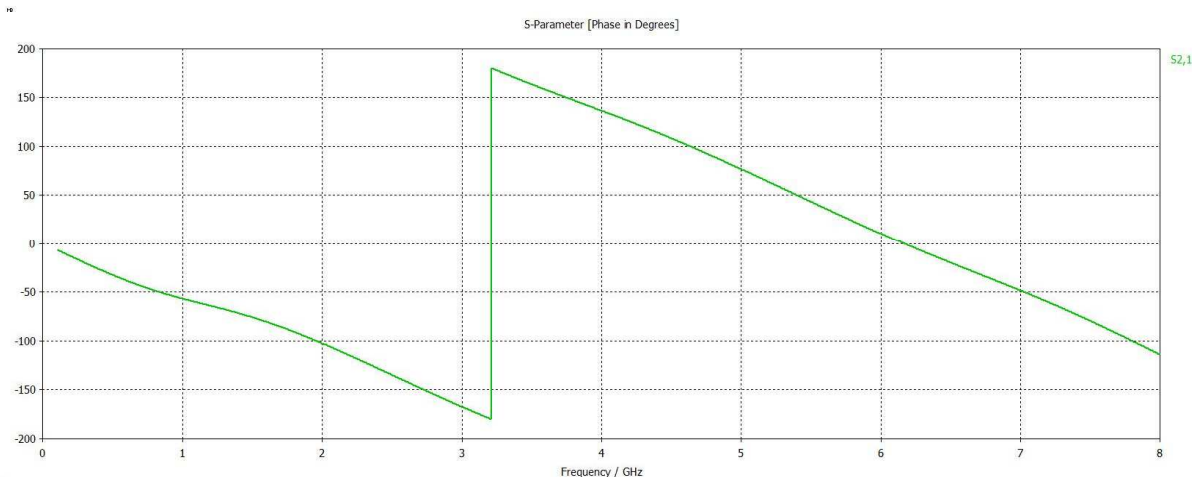
$$C_2 = \frac{360^\circ}{|\Delta\varphi_2|}. \quad (5.3)$$

Do tohoto vztahu dosadíme hodnoty z grafu na obrázku 5.4, na frekvenci 878 MHz je to přibližně 36° a na frekvenci 935 MHz je to přibližně 0° . Tomu odpovídají hodnoty spojitosti $C_2 = 10$ na frekvenci 878 MHz, tuto vlnu je možno vidět na obrázku 5.8 vpravo diskrétně mezi meandry. Na frekvenci 935 GHz roste spojitost C_2 nad všechny meze, to je možno vidět na obrázku 5.9 rovněž diskrétně mezi meandry. Stejně tak diskrétní vlnová délka λ_D roste nad všechny meze, jak je vidět ze vztahu (5.3).

Element přímého vedení délky 2 cm je na následujícím obrázku 5.10, k němu je spočítána frekvenční charakteristika přenosu fáze na obrázku 5.11.



Obr. 5.10 Element přímého vedení v CST Microwave Studiu.



Obr. 5.11 Frekvenční charakteristika přenosu fáze elementem přímého vedení z obrázku 5.10.

5.1.1 Izotropní šíření

V pravoúhlé 2D struktuře, která je složená z krychlové sítě (čtverců), která je geometricky neizotropní, se pole těmito strukturami šíří izotropně v kruhových vlnách za podmínky velké spojitosti C dané elektromagnetické vlny na dané frekvenci. Pak se fáze vlny šíří s kruhovou metrikou

$$|AB| = \sqrt{(x_A - x_B)^2 + (y_A - y_B)^2}. \quad (5.4)$$

V případě malých spojitostí C nelze zaručit kruhové šíření vln, přesněji řečeno nedochází k izotropnímu šíření. Pokud se vlny šíří, pak se šíří anizotropně.

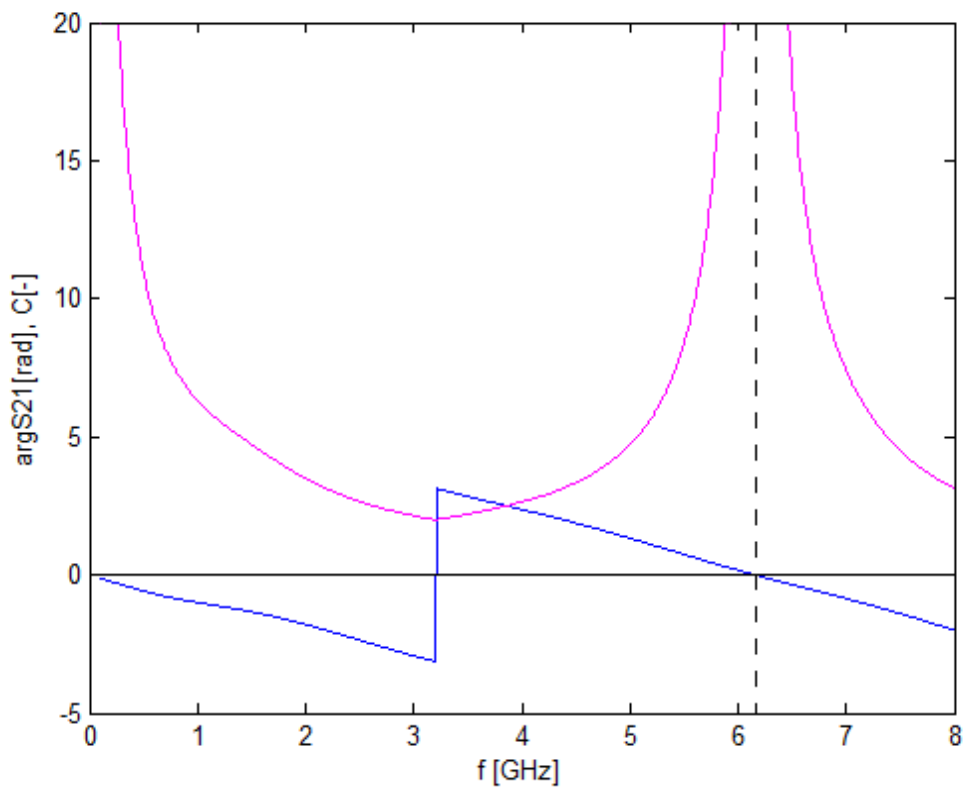
Nejprve si vykreslím v grafu na obrázku 5.12 fázovou charakteristiku a spojitost elektromagnetické vlny v pásmu 0 až 8 GHz pro přímé vedení toto můžu porovnat s obrázkem 5.14, kde v oblasti X dochází k anizotropnímu šíření. Pro meandrové vedení jsou vykresleny na obrázku 5.13 v pásmu 0 až 3 GHz. Některé číselné hodnoty spojitosti pro přímé vedení jsou v tabulce 5.1, resp. v tabulce 5.2 pro meandrové vedení.

Přímé vedení	
f [GHz]	C [-]
0,47	11,6
0,9	6,8
3,0	2,2
5,5	8,4
5,9	22,4
6,2	169,8
6,6	14,0

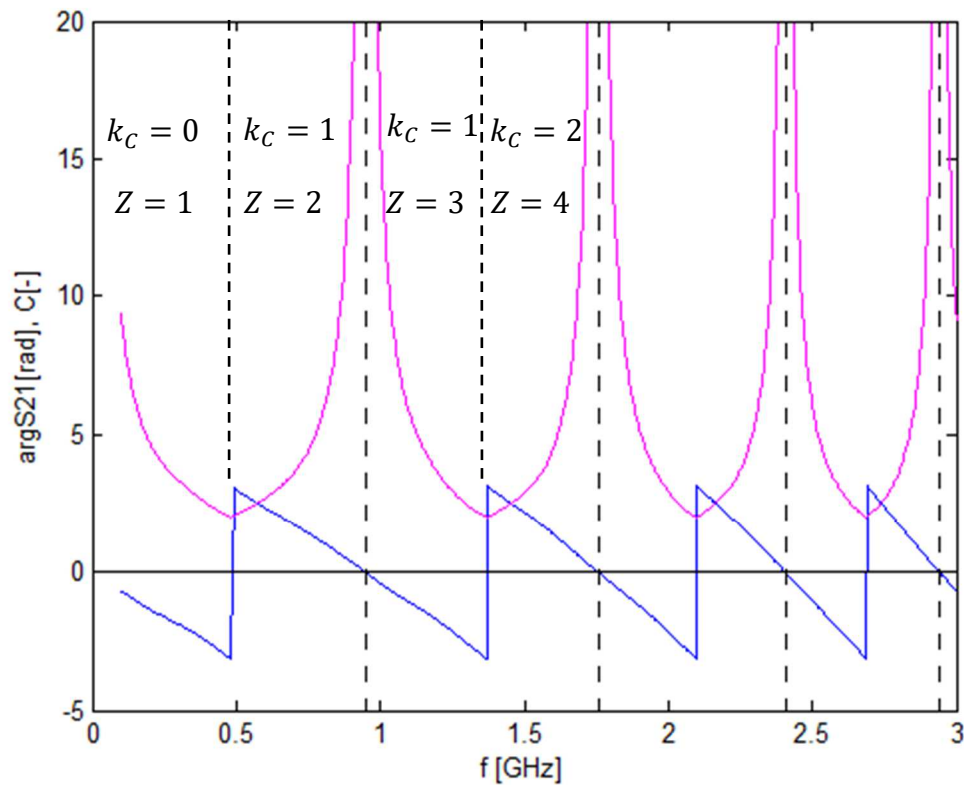
Tab. 5.1 Závislost spojitosti C na frekvenci v prostředí z přímých vedení.

Vedení z meandrů	
f [GHz]	C [-]
0,2	4,7
0,8	6,1
0,9	16,9
1,0	15,7
1,1	5,9

Tab. 5.2 Závislost spojitosti C na frekvenci v prostředí z vedení z meandrů.

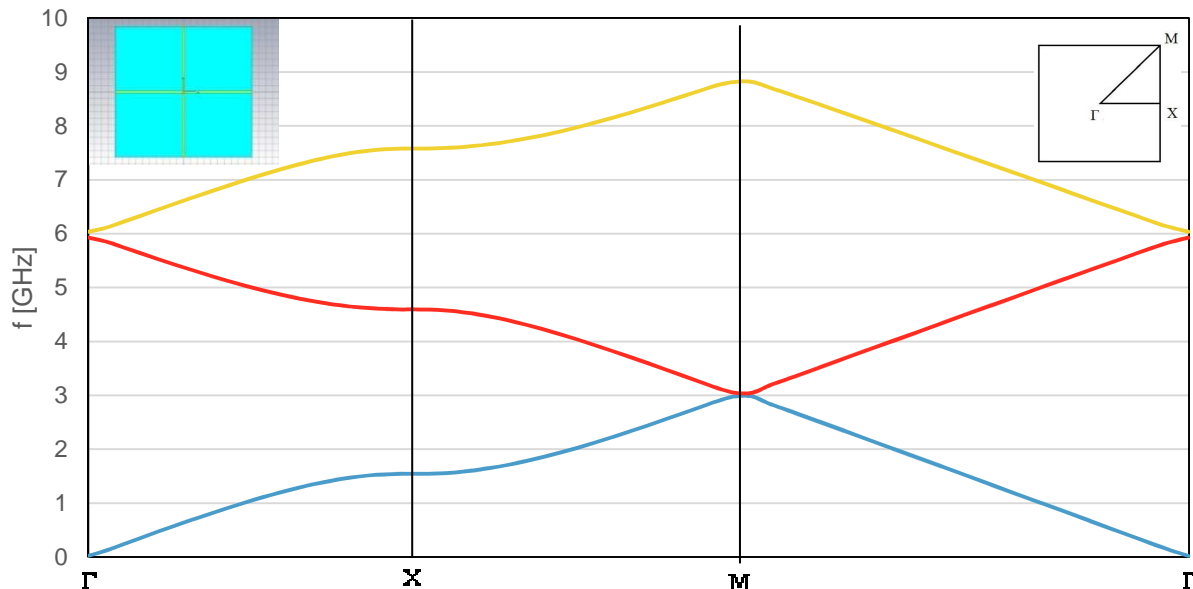


Obr. 5.12 Frekvenční charakteristika přenosu fáze (modrá) a spojitosti (růžová) pro přímé vedení z obrázku 5.10.



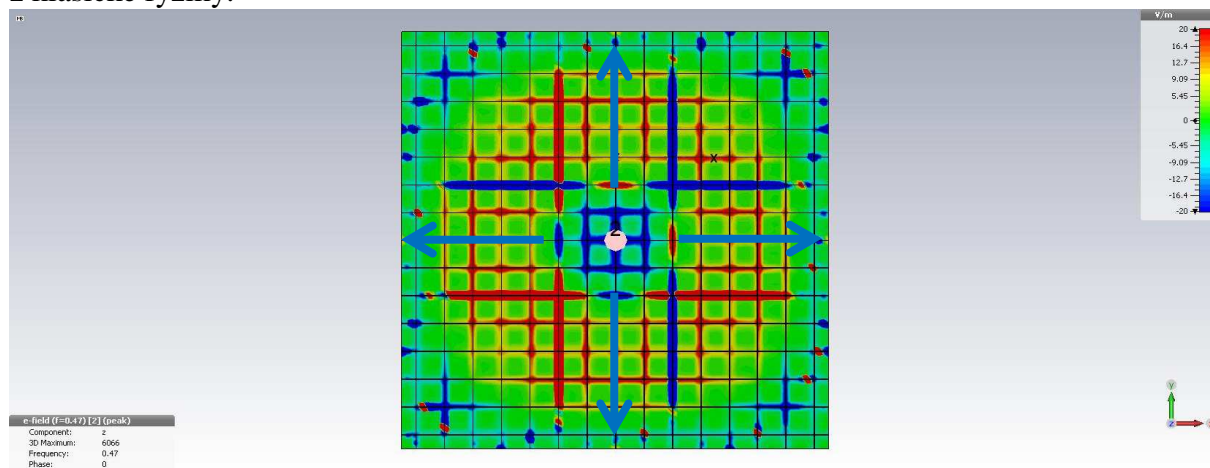
Obr. 5.13 Frekvenční charakteristika přenosu fáze (modrá) a spojitosti (růžová) pro meandrové vedení z obrázku 5.1 (kap. 5.1), kde Z je číslo zóny.

Dále byly vypočítány disperzní charakteristiky v CST Microwave Studiu pomocí Eigenmode solveru, viz obrázek 5.14. Modrou barvou je zobrazen vid s kladným indexem lomu a červeně je vid se záporným indexem lomu. Izotropně se vlny šíří v pásmech 0 až 1,2 GHz a 4,8 až 6 GHz. Na ostatních frekvencích má disperzní charakteristika ve směru $\Gamma - X$ a ve směru $\Gamma - M$ různou hodnotu, a proto se pole v této oblasti šíří anizotropně. Žlutě je zobrazen další vid s kladným indexem lomu.

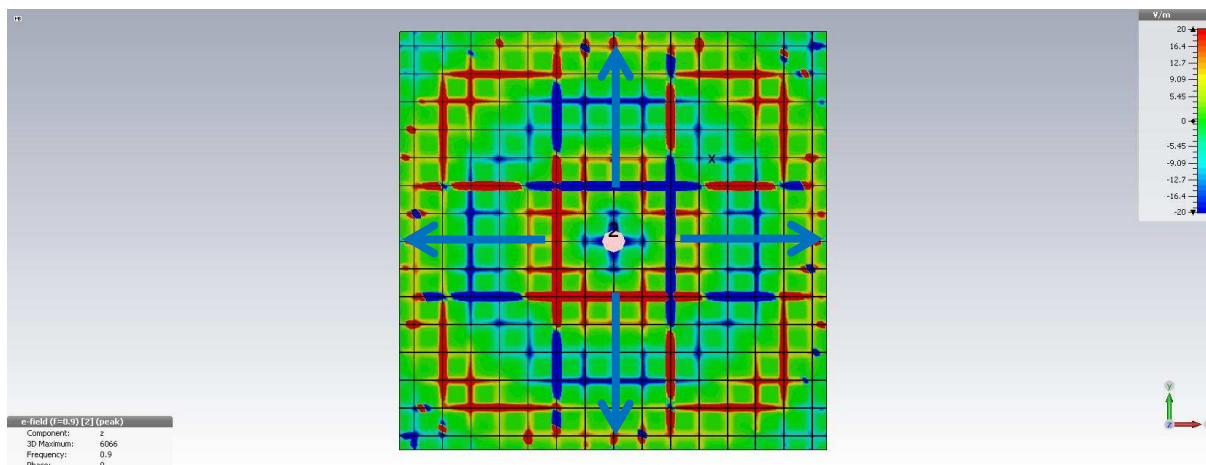


Obr. 5.14 Disperzní charakteristika křížení přímých mikropásků.

Na následujících obrázcích je rozložení složky elektromagnetického pole E_z , složky elektrického pole kolmé k substrátu na struktuře buzené bodovým zdrojem. Na obrázku 5.15 je tato složka elektrického pole na frekvenci 470 MHz, kde je možno vidět klasickou dopřednou vlnu. Následuje obrázek 5.16 s elektromagnetickou vlnou na frekvenci 900 MHz, kde se zdvojnásobením frekvence poklesne vlnová délka na polovinu tak, jak známe z klasické fyziky.

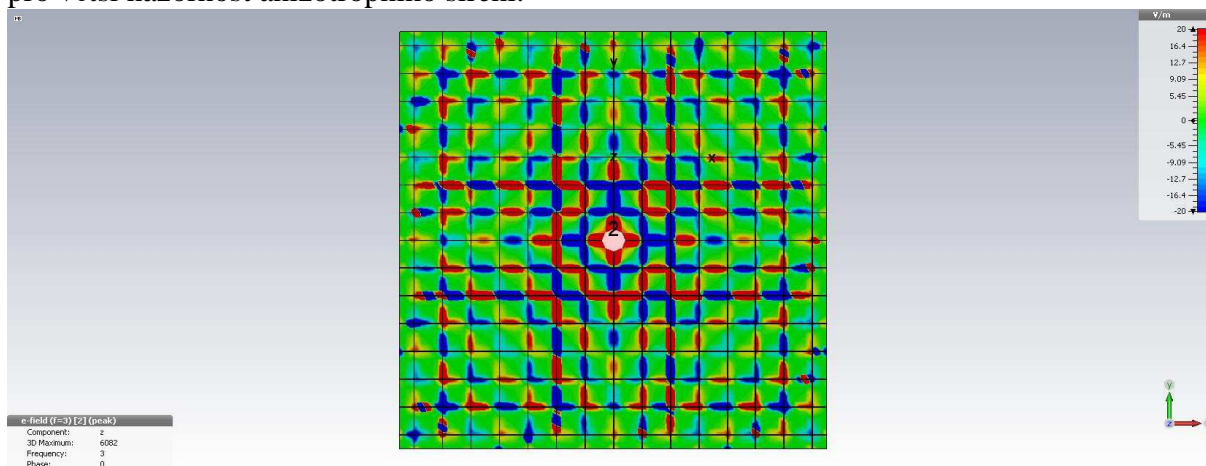


Obr. 5.15 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 470 MHz pro bodový zdroj v 2D síti z přímého vedení.

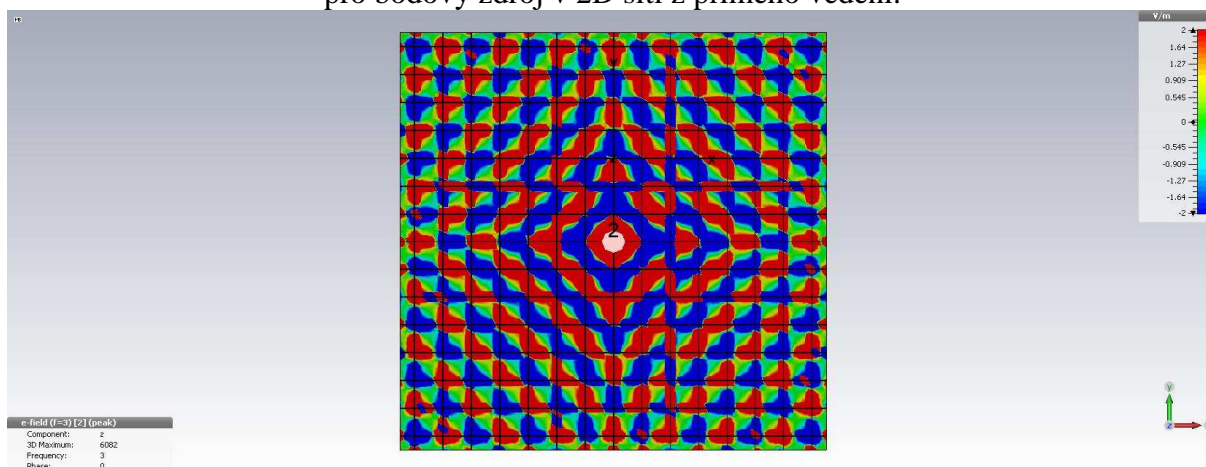


Obr. 5.16 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 900 MHz pro bodový zdroj v 2D síti z přímého vedení.

Když postoupím na vyšší frekvence, konkrétně na frekvenci 3 GHz, dostanu se poblíž minima spojitosti C viz graf na obrázku 5.12. Rozložení elektromagnetického pole na frekvenci 3 GHz je na obrázku 5.17. S jiným barevným měřítkem je ten samý obrázek na obrázku 5.18, pro větší názornost anizotropního šíření.

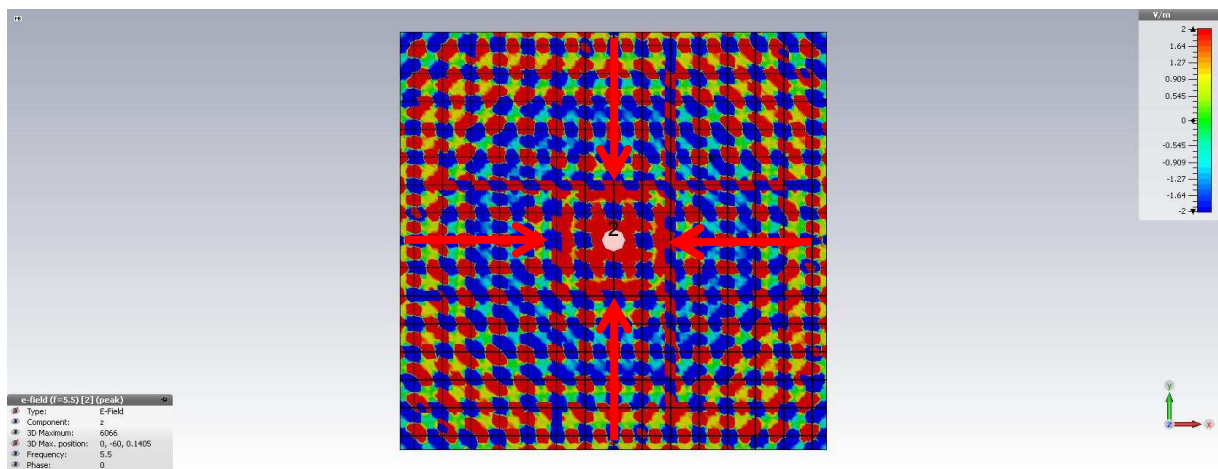


Obr. 5.17 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 3 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z přímého vedení.

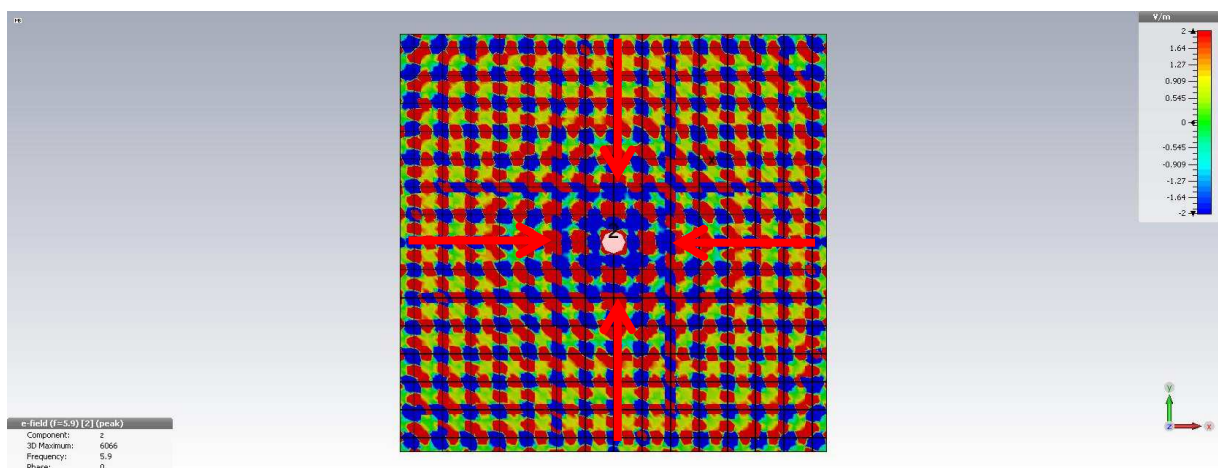


Obr. 5.18 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 3 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z přímého vedení s výraznějším měřítkem.

Při dalším zvyšování frekvence začne spojitost opět růst, vlny se stanou opět kruhové (izotropní), ale tentokrát již se zpětnou vlnou, ocitáme se ve druhé zóně. Tato zpětná vlna existuje diskrétně v průsečících mikropásku. Tuto vlnu vidíme na obrázku 5.19, kde je elektromagnetické pole na stejné struktuře na frekvenci 5,5 GHz se spojitostí 8,4, viz tabulka 5.1. Na tomto obrázku je dobře vidět, jak se mezi dvěma průsečíky vyskytuje skoro celá vlnová délka (jak kladná půlvlna červeně, tak záporná půlvlna modře), zatímco diskrétně v průsečících mikropásků, lépe však z rozptylových polí mezi mikropásky, je vidět zpětná vlna. Je vidět, jak z jedné vlny spojitě dopředné vzniká druhá diskrétní vlna zpětná. Zpětná vlna není nahrazena dopřednou, ale zpětná vlna vzniká na bázi dopředné vlny. A dá se popsat v rámci klasické teorie elektromagnetického pole, kde se šíří fáze a energie jedním směrem. Dalším zvyšováním frekvence na hodnotu 5,9 GHz, viz obrázek 5.20, se vlnová délka zpětné vlny prodlouží, což je typické pro prostředí se záporným indexem lomu, kde vlnová délka roste s rostoucí frekvencí.

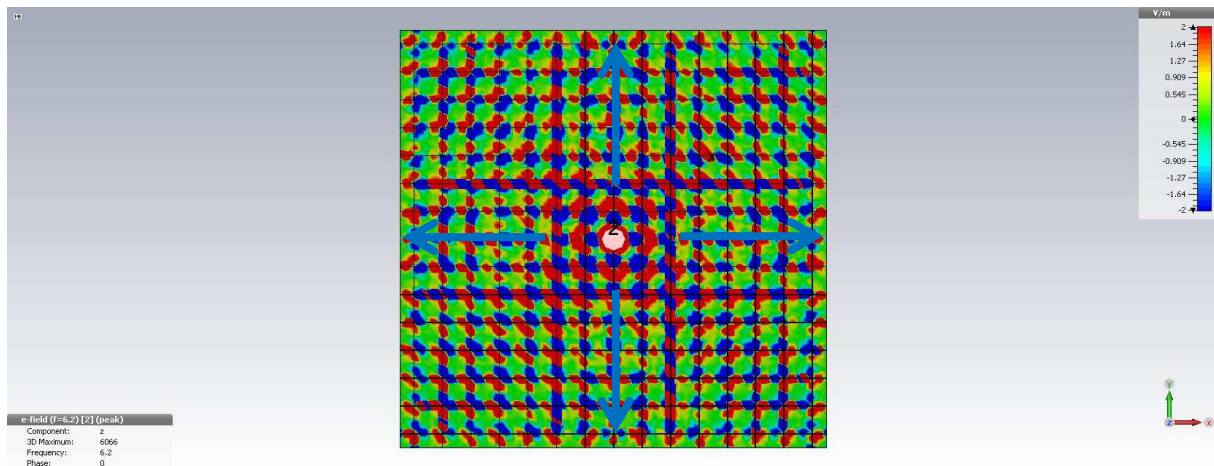


Obr. 5.19 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 5,5 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z přímého vedení s výraznějším měřítkem.



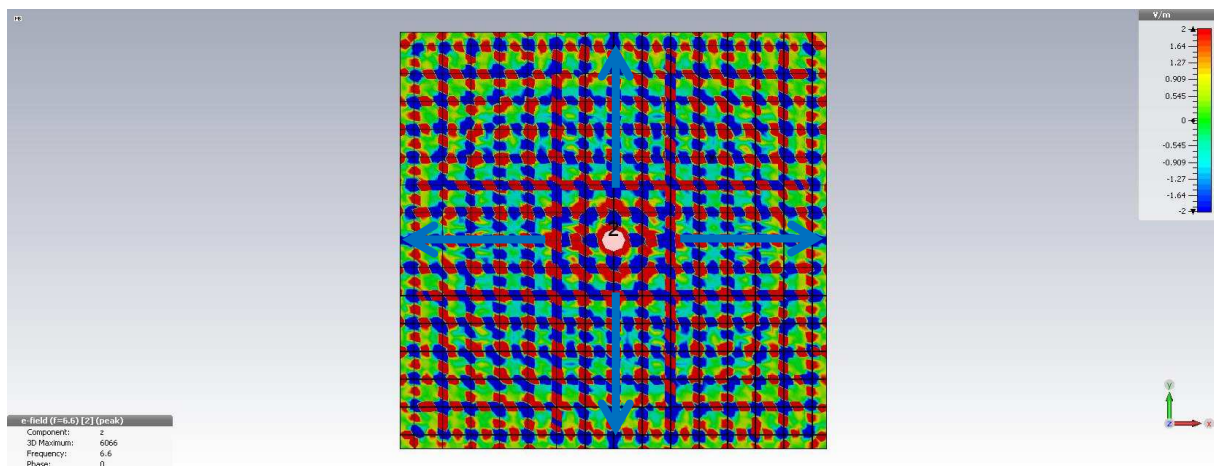
Obr. 5.20 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 5,9 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z přímého vedení s výraznějším měřítkem.

Po dalším zvyšování frekvence se ocitneme ve třetí zóně, kde zpětná vlna opět přejde na dopřednou vlnu. Na obrázku 5.21 je pole na frekvenci 6,2 GHz s velkou spojitostí $C = 169,8$, tedy diskrétní průsečky mikropásku oscilují velice synchronně.



Obr. 5.21 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 6,2 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z přímého vedení s výraznějším měřítkem.

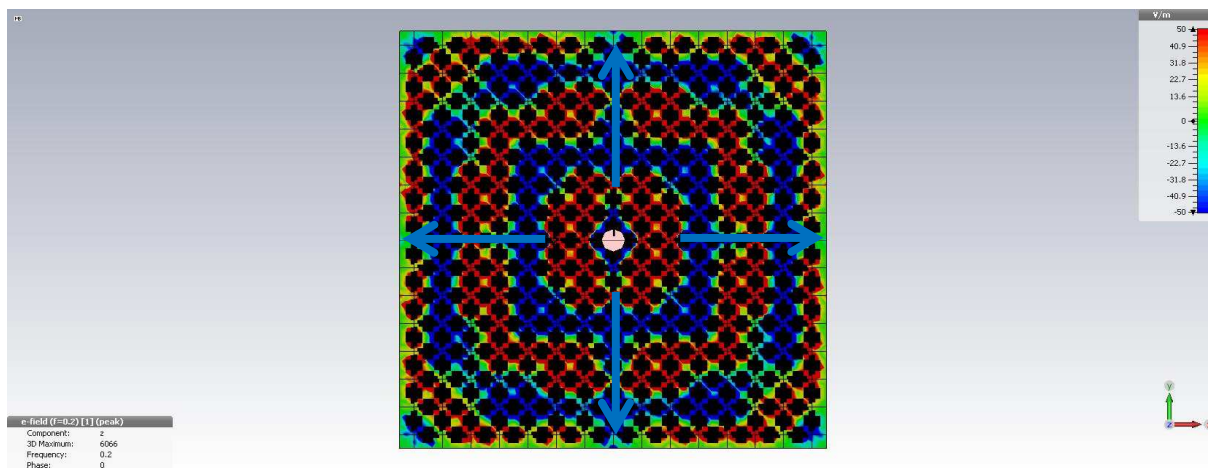
S dalším růstem frekvence se na frekvenci 6,6 GHz se diskretní vlnová délka λ_D zkrátí, viz obrázek 5.22.



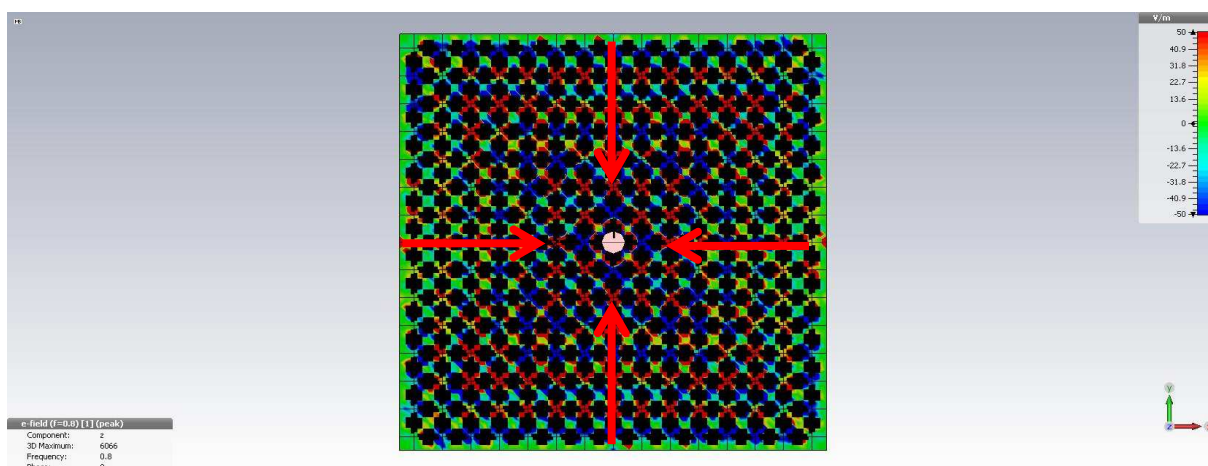
Obr. 5.22 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 6,6 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z přímého vedení s výraznějším měřítkem.

U disperzní charakteristiky na obrázku 5.14 vidíme, že frekvence 0 GHz a 6 GHz odpovídají asymptotám spojitosti na obrázku 5.12. Na intervalu 0 až 3 GHz fázová konstanta roste a spojitost klesá. A na intervalu 3 až 6 GHz je to obráceně, fázová konstanta klesá a spojitost roste.

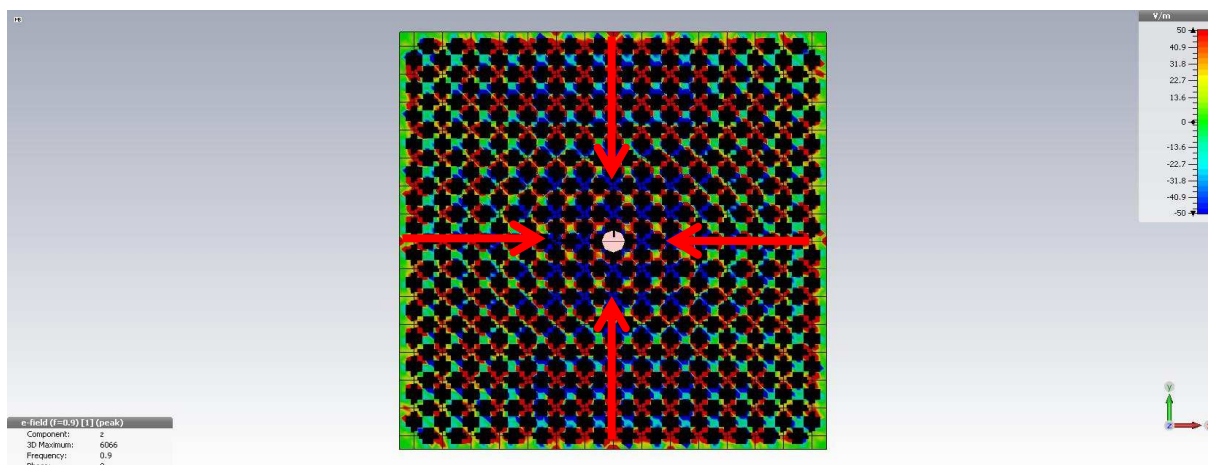
Následně se podíváme na druhou strukturu složenou z pravoúhlé sítě se stejnou roztečí $d = 2$ cm jako v předchozím případě, tentokrát však síť nebude z přímých vedení, ale z meandřů. Na obrázku 5.23 je tato struktura na frekvenci 0,2 GHz, zde vidíme dopřednou vlnu v první frekvenční zóně, pokračujeme do druhé zóny na frekvenci 0,8 GHz na obrázku 5.24, kde je zpětná vlna se spojitostí $C = 6,1$. Při dalším zvýšení frekvence na 0,9 GHz dojde k prodloužení diskretní vlnové délky na spojitost $C = 16,9$, viz obrázek 5.25. Hodnoty spojitosti pro meandrové vedení jsou v tabulce 5.2 a v grafu na obrázku 5.13.



Obr. 5.23 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 0,2 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z meandrového vedení.

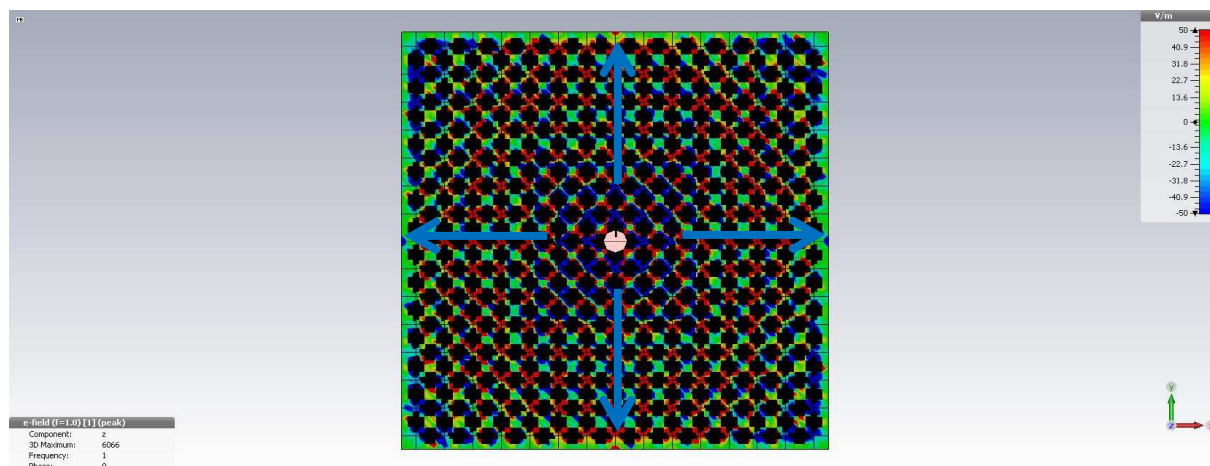


Obr. 5.24 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 0,8 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z meandrového vedení.

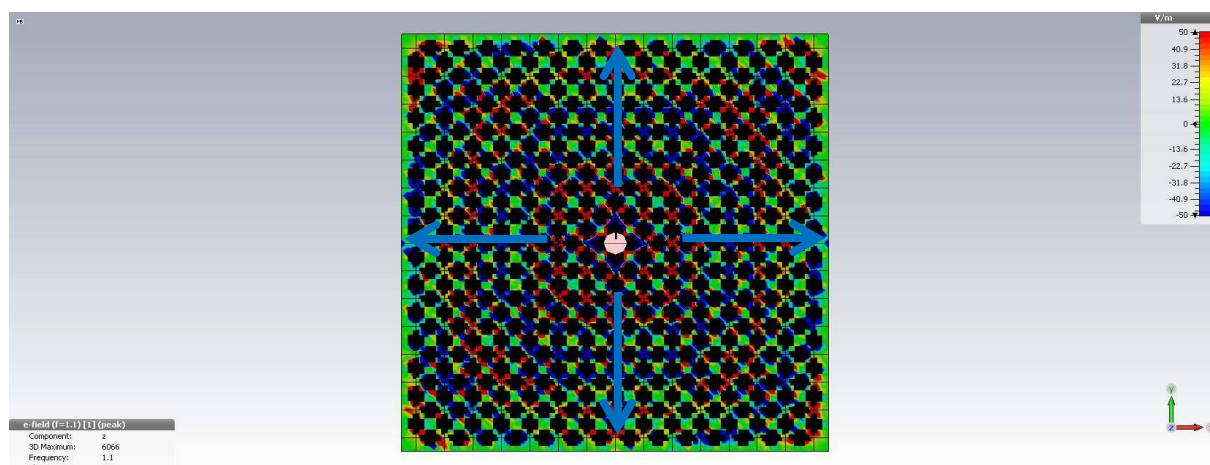


Obr. 5.25 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 0,9 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z meandrového vedení.

Při dalším zvýšení frekvence na hodnotu 1 GHz se opět ocitnu ve třetí zóně, kde diskretní vlna přejde opět na vlnu dopřednou se spojitostí $C = 15,7$, viz obrázek 5.26. Následné další zvýšení frekvence zkrátí vlnovou délku, viz obrázek 5.27 na spojitost $C = 5,9$.



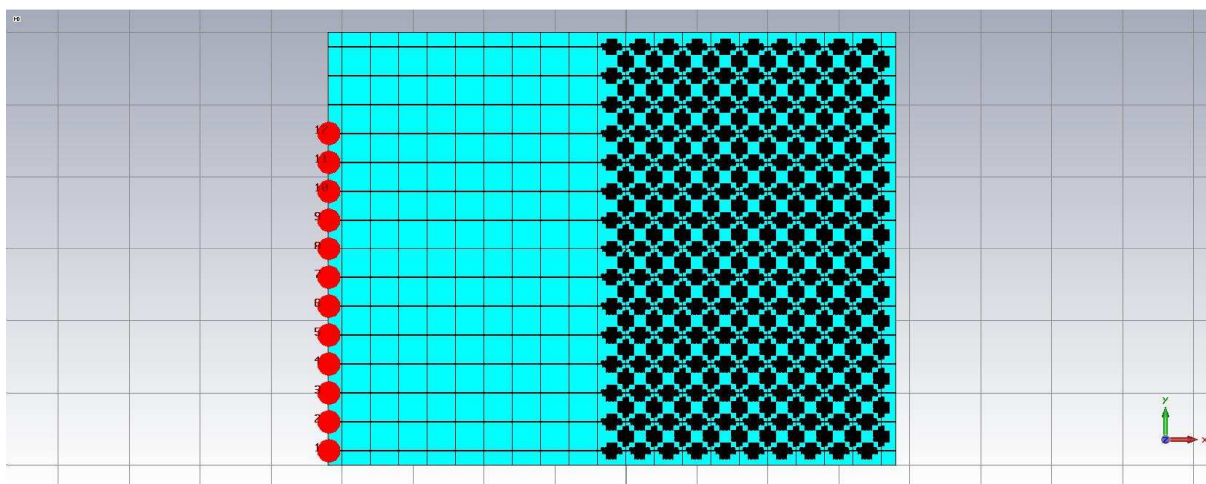
Obr. 5.26 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 1 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z meandrového vedení.



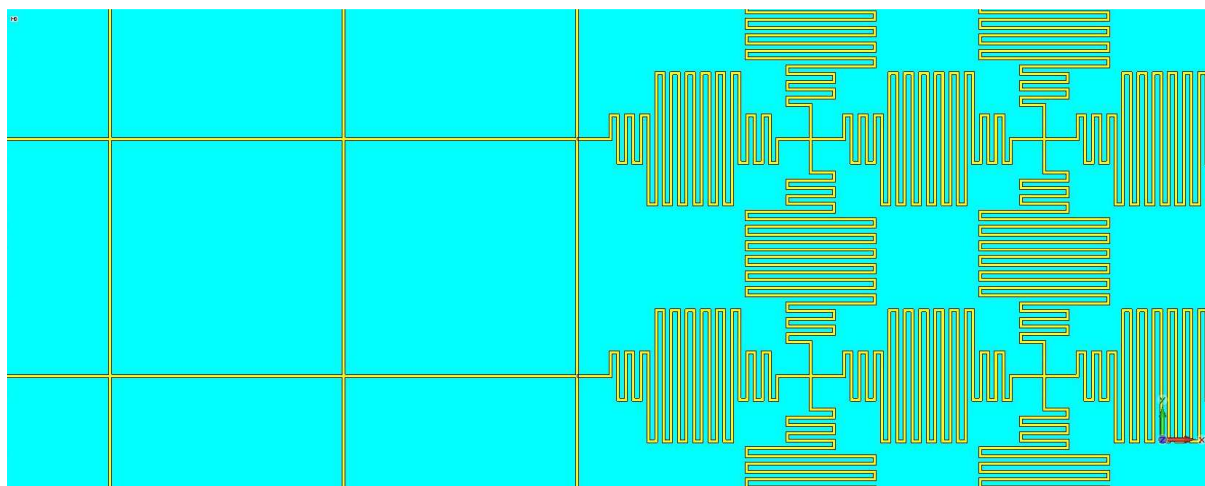
Obr. 5.27 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 1,1 GHz pro bodový zdroj v 2D síti z meandrového vedení.

5.1.2 Navržená 2D struktura dvou prostředí s opačnými indexy lomu

Po takto provedeném návrhu částic bude vytvořena 2D struktura, která bude složená z obou výše zkoumaných struktur. Tato struktura je inspirovaná síťovou strukturou [16] profesora Eleftheriadese, tato nově navržená struktura však nebude potřebovat indukce a kapacity. Výsledný návrh provedený v CST Microwave Studiu je vidět na obrázku 5.28. Detail této struktury je vidět na obrázku 5.29. Struktura se skládá z 15-ti základních elementů na výšku a 20-ti základních elementů na šířku. Deset elementů na šířku tvoří první prostředí a deset elementů na šířku tvoří druhé prostředí. Struktura bude buzena v 12-ti bodech na levém okraji struktury (červené kruhy na obrázku 5.28). Okolo struktury je hraniční podmínka open, aby se vlna neodrážela.



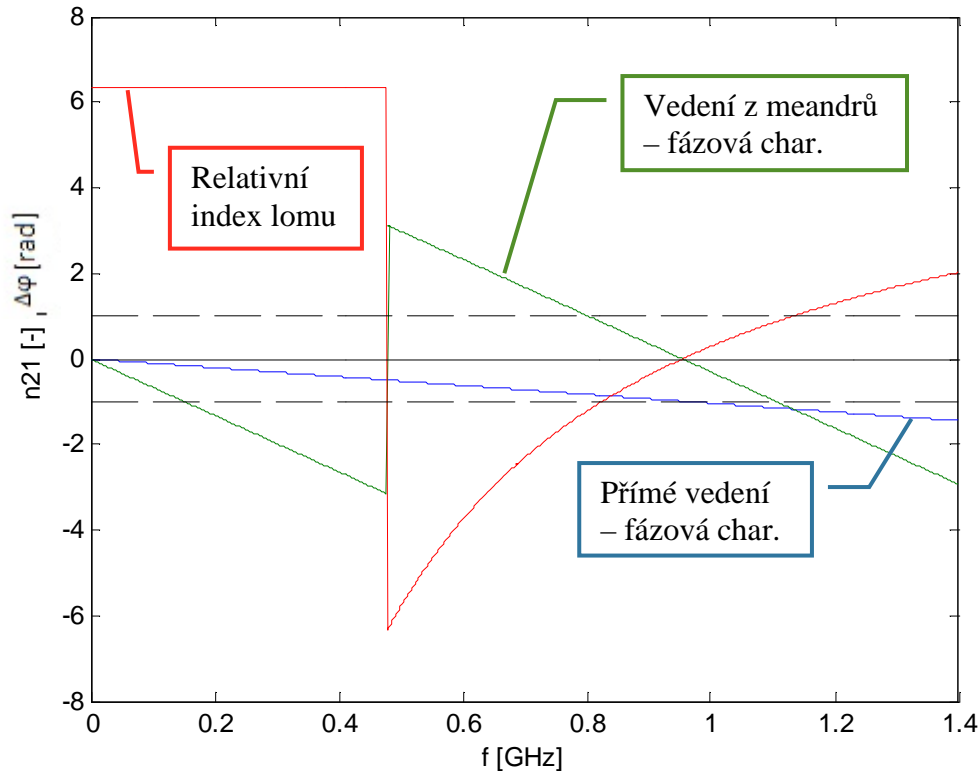
Obr. 5.28 Navržená 2D deska se dvěma různými prostředími v programu CST Microwave studio.



Obr. 5.29 Detail navržené struktury dvou prostředí z obrázku 5.28.

Dále spočítám hodnotu relativního indexu lomu n_{21} mezi těmito dvěma prostředími. Nejprve stanovím hodnoty směrnic grafu fázových charakteristik z obrázku 5.11 a z obrázku 5.4. Na prvním dochází k fázové změně o 2π na frekvenci 6,066 GHz. To mi dá směrnicí přímky o hodnotě 1,0358 rad/GHz. Druhá hodnota frekvence, na které dochází k fázové změně o 2π , je 0,955 GHz. A to mi dá druhou hodnotu směrnicí přímky 6,5793 rad/GHz. Tyto lineární charakteristiky jsou vyneseny do grafu na obrázku 5.30. Poměrem těchto dvou směrnic je získána hodnota retardace $\rho = 6,3519$.

V grafu na obrázku 5.30 je vidět výsledná závislost relativního indexu lomu v závislosti na frekvenci (červeně). Tento index byl vypočítán jako $n_{21} = \frac{\Delta\varphi_2}{\Delta\varphi_1}$. Průběhy fázových charakteristik $\Delta\varphi_2$ a $\Delta\varphi_1$ jsou na obrázku 5.30 modře malá optická hustota a zeleně ostře větší optická hustota.



Obr. 5.30 Frekvenční závislost relativního indexu lomu a fázových charakteristik vedení.

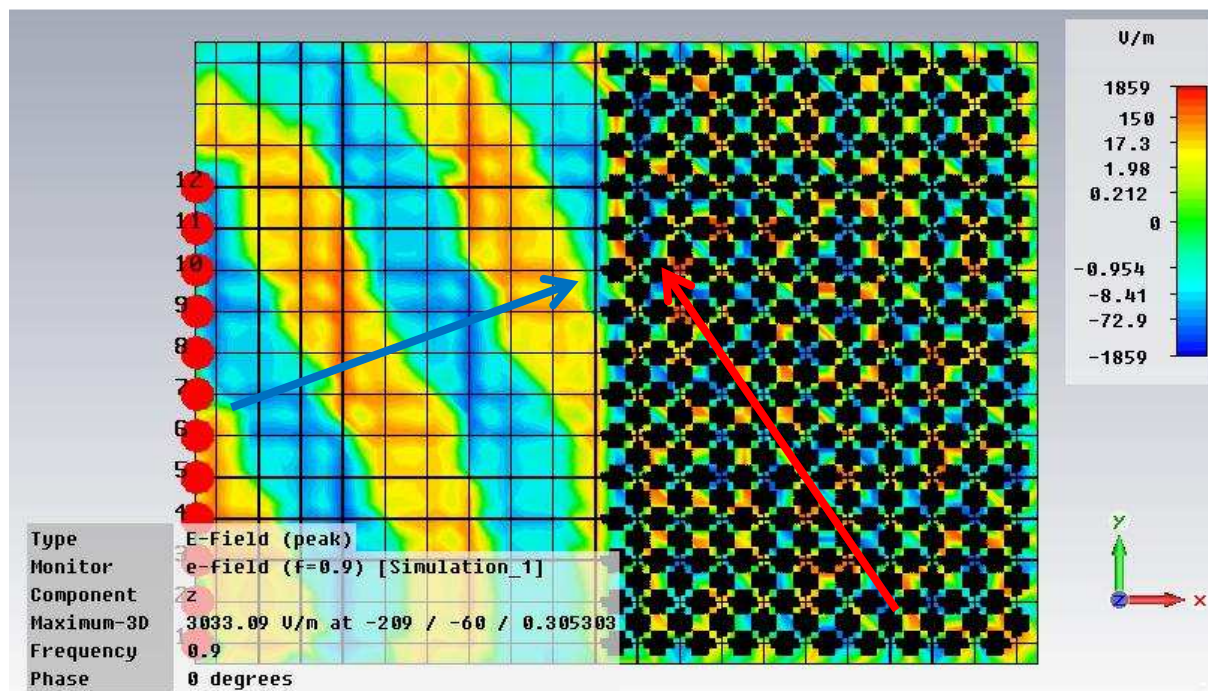
Hodnoty pro vybrané frekvence, které budeme dále používat pro simulace a měření, jsou v tabulce 5.3. V této tabulce jsou i uvedeny dále použité úhly dopadu α a k nim vypočítané úhly lomu β pomocí Snellova zákona.

α [°]	f [MHz]	n_{21} [-]	β [°]
20	860	-0,7	-29,2
20	900	-0,39	-61,3
20	939	-0,11	---
20	1130	0,98	20,4
45	850	-0,78	-65,0
45	900	-0,39	---

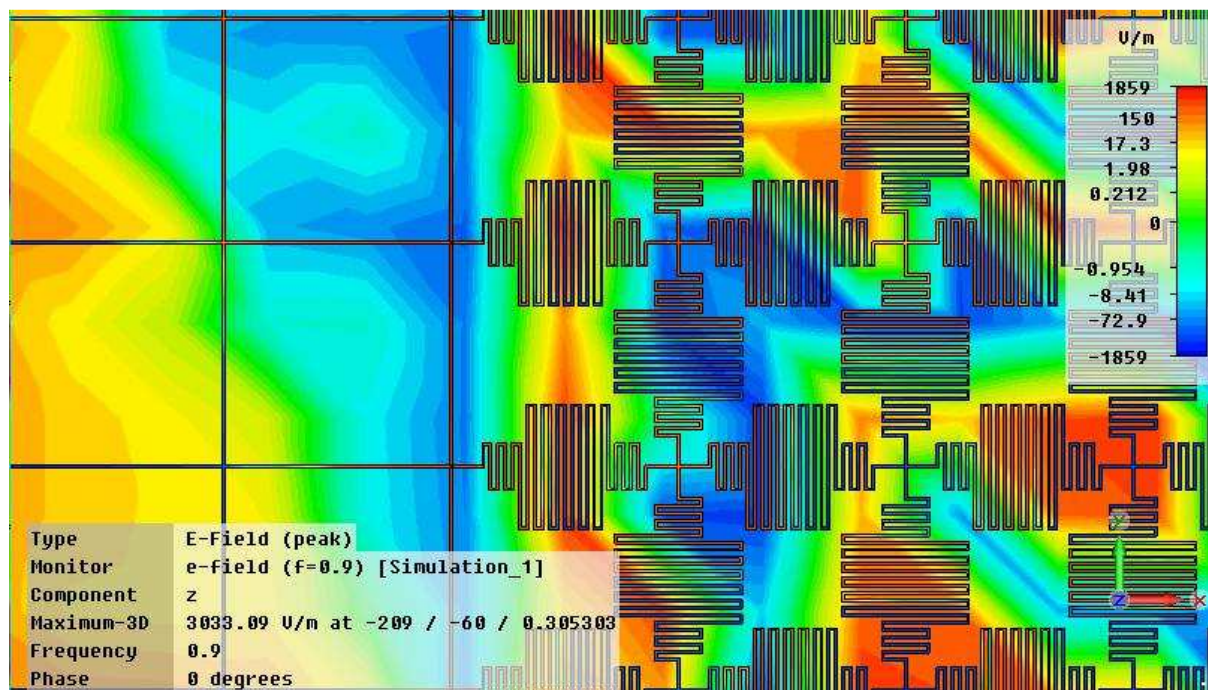
Tab. 5.3 Stanovené hodnoty relativního indexu lomu n_{21} z grafu na obrázku 5.30 a vypočítané hodnoty směrového úhlu lomeného paprsku β v závislosti na frekvenci a úhlu dopadu α .

5.1.3 Simulace navržené desky s opačnými znaménky indexu lomu

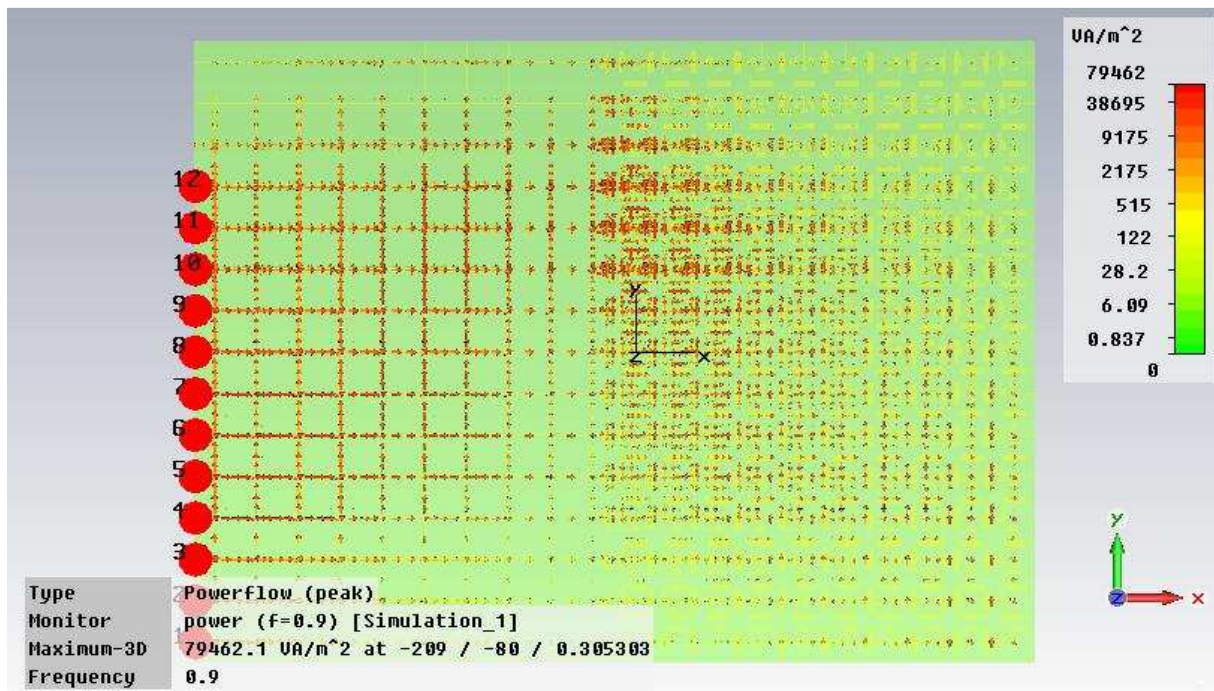
Simulace byly provedeny na frekvenci 900 MHz pro úhel dopadu 20° . Na obrázku 5.31 můžete vidět rozložení elektrického pole ve dvojici prostředí s opačnými znaménky indexu lomu, kterými prochází elektromagnetická vlna. Detail rozložení pole na rozhraní těchto dvou prostředí je na obrázku 5.32. Vektory Poyntingova pole můžete vidět na obrázku 5.33.



Obr. 5.31 Vypočítané rozložení elektrického pole na frekvenci 900 MHz na rozhraní dvou prostředí s opačnými znaménky indexu lomu.

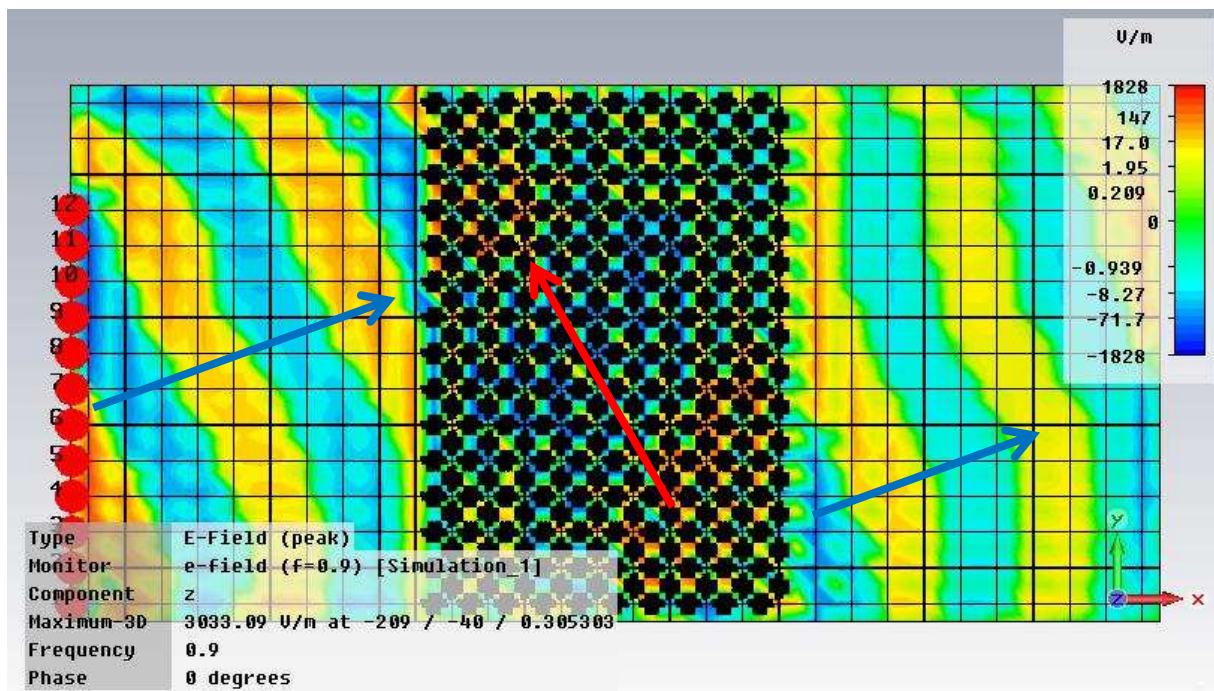


Obr. 5.32 Detail elektrického pole na rozhraní dvou prostředí struktury z obrázku 5.31.

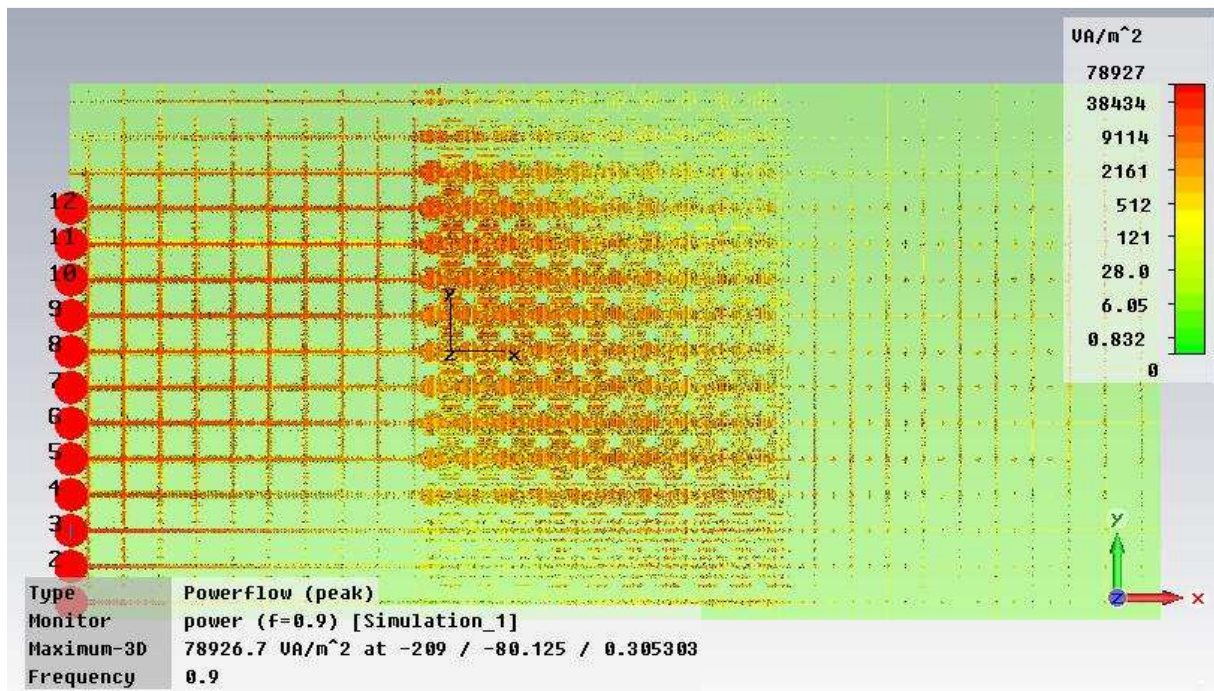


Obr. 5.33 Pole Poytingova vektoru pro strukturu z obrázku 5.28 na frekvenci 900 MHz.

Na obrázku 5.34 můžete vidět vypočítané výsledky rozložení elektrického pole na strukturu tvořené třemi oddělenými prostředími. Na této struktuře můžeme pozorovat negativní dvojnásobný lom a říci, že struktura se chová recipročně. To znamená, že k negativnímu lomu dochází jak při přechodu vlny z pozitivního prostředí do negativního, tak i přechodu vlny z negativního prostředí do pozitivního. Dále je na obrázku 5.35 vidět rozložení Poytingova vektoru na stejné struktuře s dvojnásobným lomem.

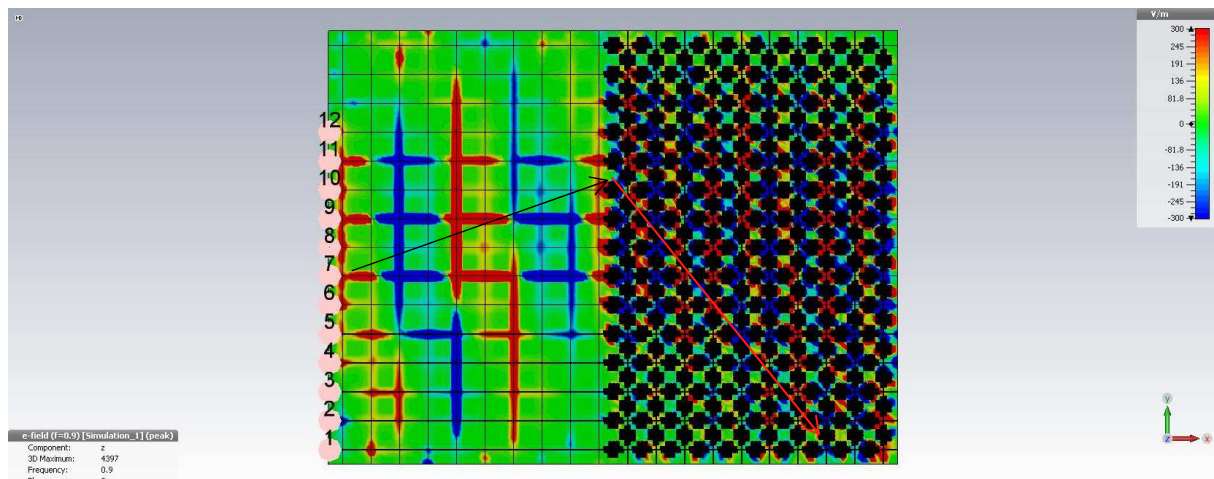


Obr. 5.34 Dvojnásobný lom na rozšířené struktuře z obrázku 5.31.

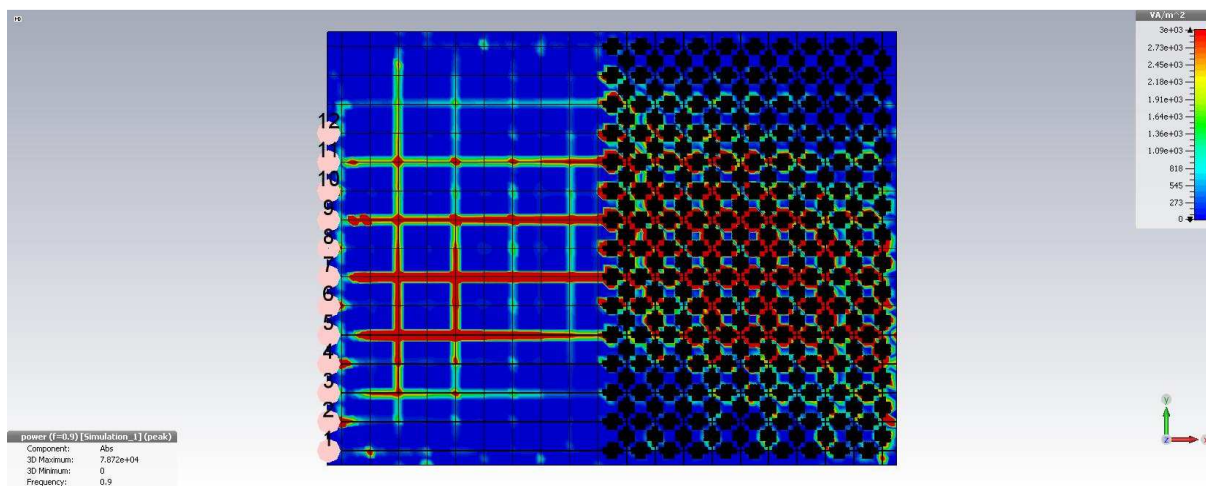


Obr. 5.35 Pole Poytingova vektoru pro dvojnásobný lom na struktuře z obrázku 5.33.

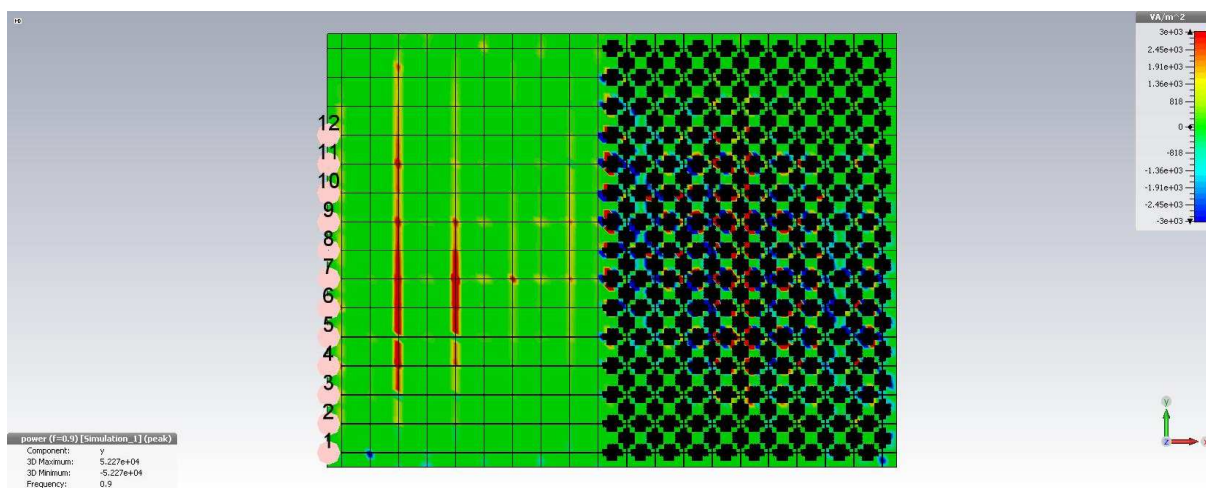
Následují vypočítané výsledky z-tové složky elektrického pole kolmé k desce E_z , velikosti Poytingova vektoru S a velikosti y-ové složky Poytingova vektoru S_y . Na obrázcích 5.36 až 5.38 na frekvenci 900 MHz se paprsek láme pod úhlem -61° . Na obrázcích 5.39 až 5.41 se paprsek na frekvenci 1130 MHz prakticky neláme, relativní index lomu je zde blízký $n_{21} = 1$. Zvláště důležité jsou obrázky 5.38 a 5.41, kde je vidět y-ová složka Poytingova vektoru S_y , kde podle zbarvení (červené nebo modré) je vidět, na kterou stranu se paprsek láme.



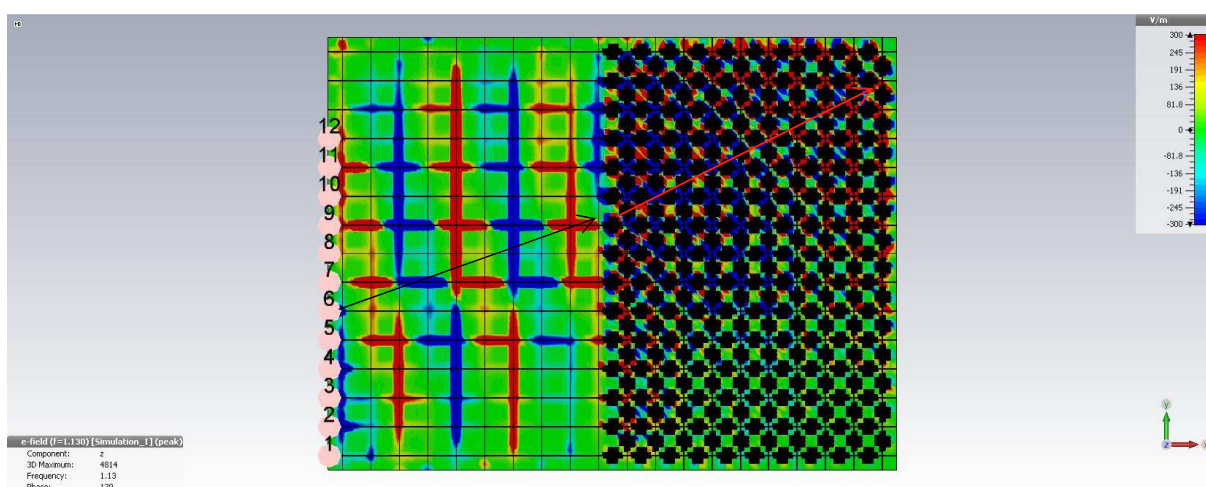
Obr. 5.36 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 900 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -19^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 20^\circ$.



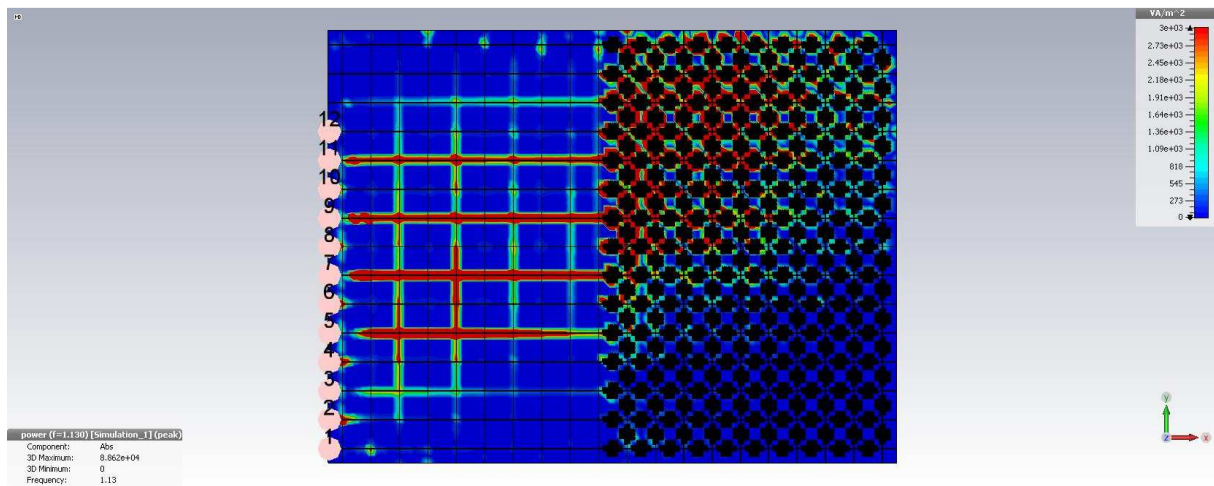
Obr. 5.37 Výsledná velikost Poytingova vektoru S na frekvenci 900 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -19^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 20^\circ$.



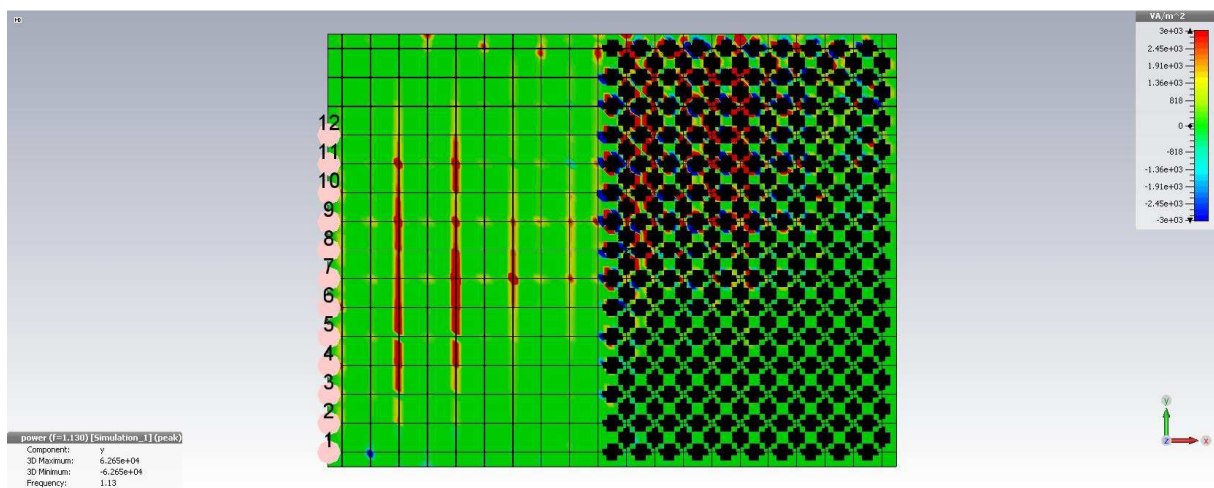
Obr. 5.38 Výsledná velikost y-ové složky Poytingova vektoru S_y na frekvenci 900 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -19^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 20^\circ$.



Obr. 5.39 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 1130 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -23,8^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 20^\circ$.



Obr. 5.40 Výsledná velikost Poytingova vektoru S na frekvenci 1130 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -23,8^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 20^\circ$.



Obr. 5.41 Výsledná velikost y-ové složky Poytingova vektoru S_y na frekvenci 1130 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -23,8^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 20^\circ$.

5.2 Měření negativního lomu

5.2.1 Návrh zapojení pro měření 2D desky s rovinnou vlnou

Pro napájení okraje rovinné desky byl pořízen dělič výkonu 1:16. Aby vybuzeaná vlna dopadla pod zvoleným nenulovým úhlem dopadu od kolmice k rozhraní, byly k tomuto děliči vyrobeny dvě sady vedení s lineárně rostoucí délkou jednak s krokem 12 mm pro úhel dopadu $\alpha = 20^\circ$, $\Delta\varphi = -21^\circ$ a s krokem 24,5 mm pro úhel dopadu $\alpha = 45^\circ$, $\Delta\varphi = -42^\circ$, kde hodnoty $\Delta\varphi$ jsou stanoveny pro frekvenci $f = 1$ GHz a vzdálenost $d = 2$ cm (perioda mříže desky) podle vztahu

$$\Delta\varphi = -360^\circ \frac{d}{\lambda} \sin \alpha. \quad (5.5)$$

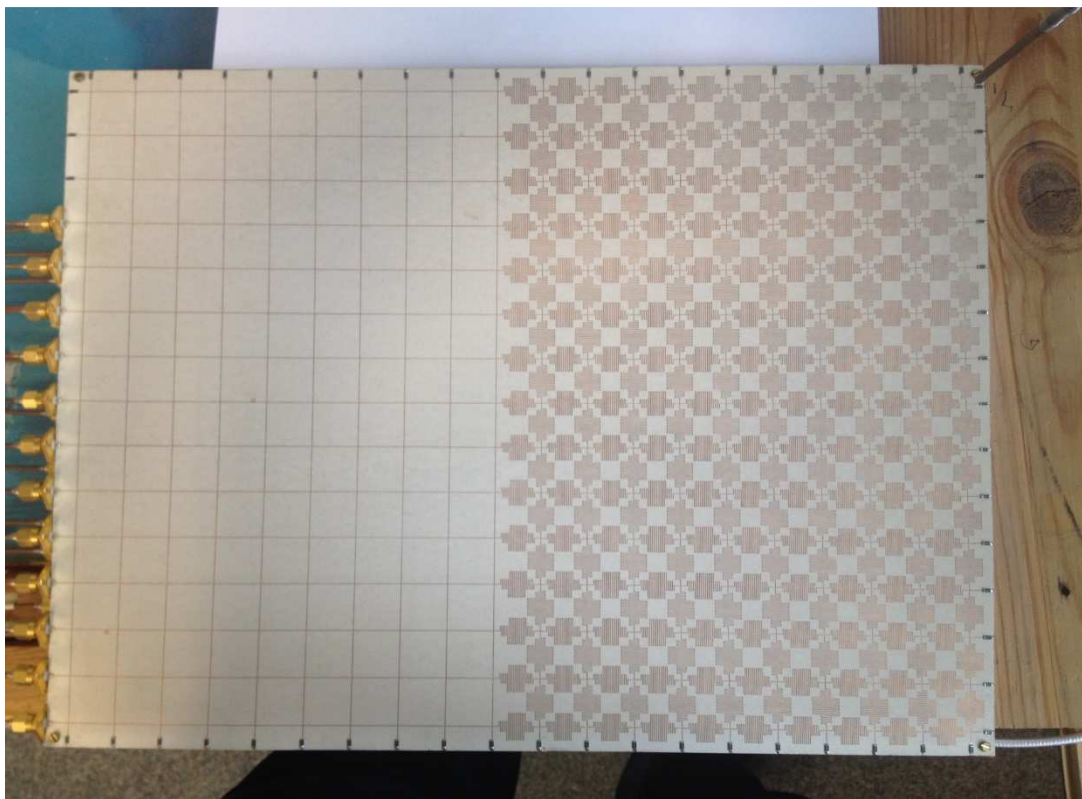
Tyto dvě sady vedení jsou na obrázku 5.42.



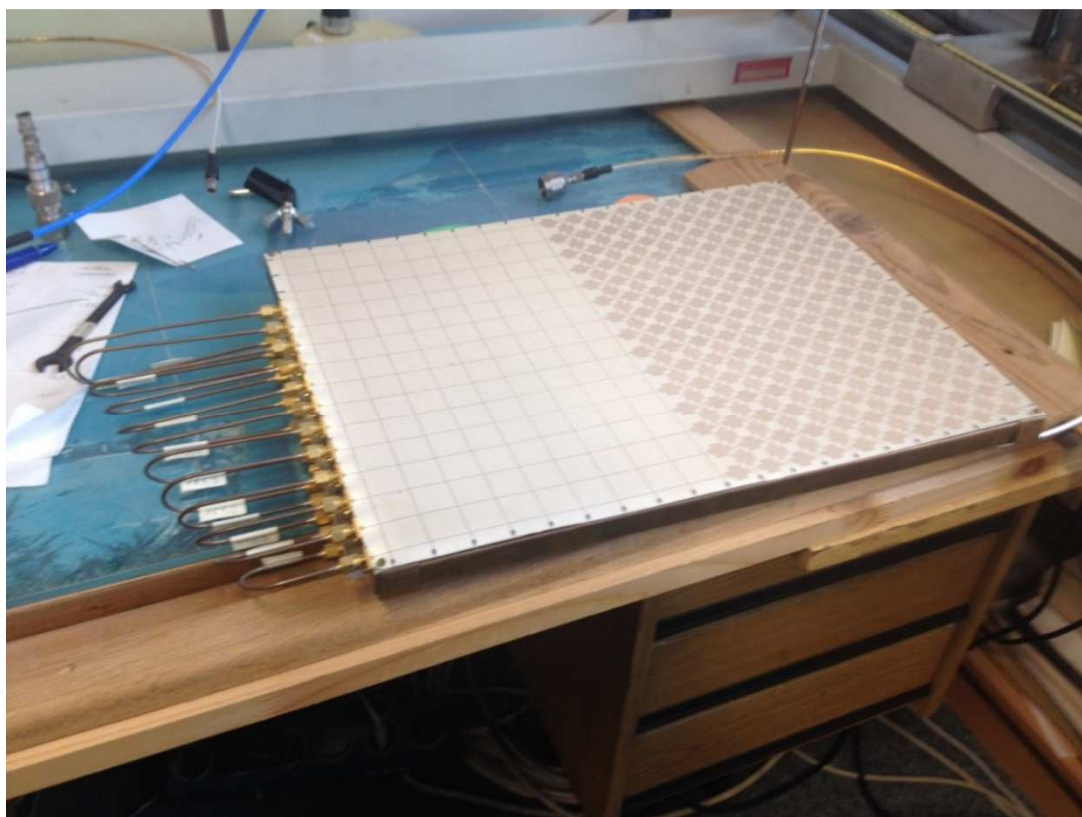
Obr. 5.42 Měřicí sady vedení pro vytvoření dvou vln s různým úhlem dopadu na rozhraní.

Vyrobená struktura z obrázku 5.28 je na obrázku 5.43. Vlevo je pozitivní prostředí a vpravo negativní. Dále je na obrázku vpravo možno vidět dvanáct napájecích konektorů a mimo tyto konektory je možno po celém obvodu vidět rezistory 68Ω , aby okraje desky byly impedančně přizpůsobené a vlnění se od těchto okrajů neodráželo. Pro účely měření jsou řady uzlů (křížení mikropásků) označeny písmeny A až O odshora dolů a sloupce jsou očíslovány zleva doprava od jedné do dvaceti. Na obrázku 5.44 je vidět na měřicím pracovišti, jak je deska napájena sadou vedení z děliče, který je schovaný pod měřenou strukturou. Tento dělič je napájen z HP 8620C. Dále je vpravo nahoře vidět měřicí sonda, ta je připojena k spektrálnímu analyzátoru Advantest R3131A. Měření byla prováděna tak, že sonda byla vždy spuštěna dolů

tak, aby se vodivě kontaktovala s křížením mikropásků z důvodu co největší reprodukovatelnosti měření. Následně byla při měření vždy odečtena nejvyšší naměřená hodnota.



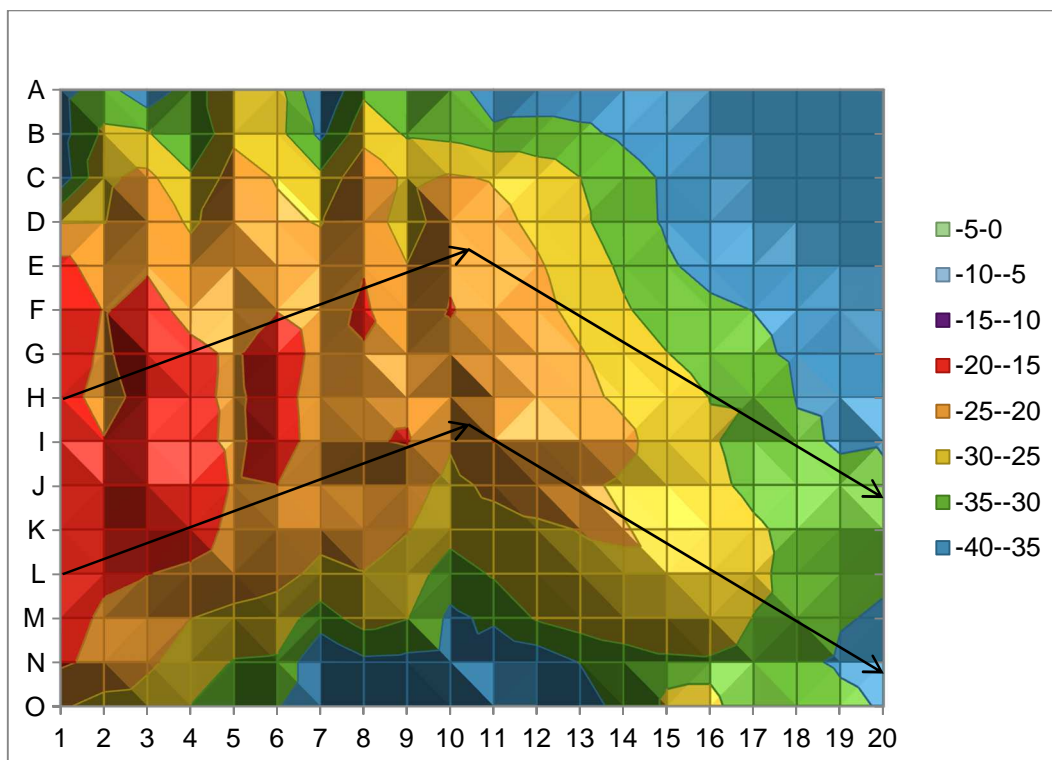
Obr. 5.43 Vyrobená deska představující dvě prostředí s různými indexy lomu.



Obr. 5.44 Měřicí pracoviště, na obrázku je vidět napájení desky z děliče výkonu.

5.2.2 Výsledky měření 2D desky s rovinnou vlnou pro úhel dopadu 20°

Nejprve je napájena měřená deska sadou vedení, která vytvoří vlnu s úhlem dopadu 20° k rozhraní. Změřená data jsou na obrázku 5.45, zde je možno porovnat negativní lom na frekvenci 860 MHz. Vypočítaný úhel lomu je -29°, viz tabulka 5.3. Na tomto a dalších obrázcích jsou vypočítané směry šíření vyznačeny šipkami. Změřená data je možno porovnat s obrázkem 5.49, na kterém je vypočítané rozložení pole.



Obr. 5.45 Změřené rozložení výkonu v rozsahu 0 až -40 dBm na desce z obrázku 5.43 pro úhel dopadu 20° na frekvenci 860 MHz.

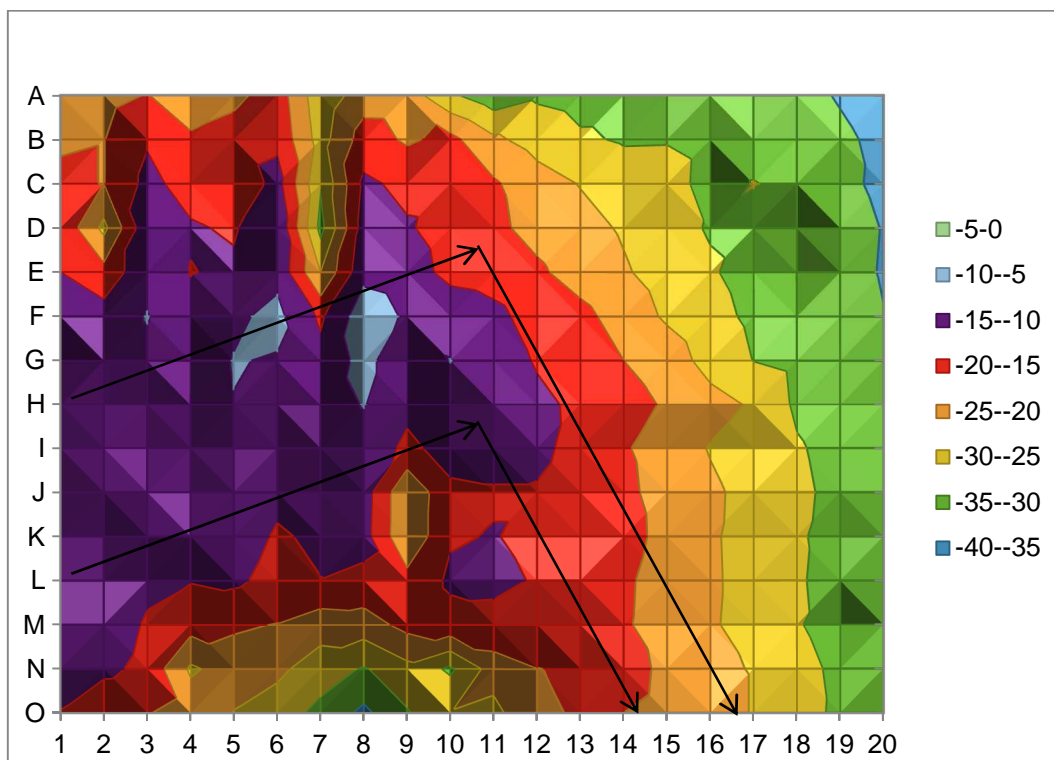
Na obrázku 5.46 jsou změřené hodnoty výkonu na frekvenci 900 MHz, tedy na vyšší frekvenci než v předchozím případě. V souladu s výše popsanou teorií dojde k růstu (poklesu v absolutní hodnotě) relativního indexu lomu na hodnotu -0,39 a tím i ke zvětšení úhlu lomu na hodnotu -61°. Změřená data je možno opět porovnat s obrázkem 5.36, na kterém je vypočítané rozložení elektrického pole na stejné frekvenci 900 MHz.

Na obrázku 5.47 je ze změřených hodnot na frekvenci 939 MHz možno vidět, jak elektromagnetické pole do druhého prostředí prakticky nevniká, je to z toho důvodu, že na této frekvenci je relativní index lomu velice blízko nule. Při porovnání s obrázkem 5.51 to vypadá, jakože pole do materiálu vniká. Ve skutečnosti však nesmíme zapomínat, že se jedná o rozptylová pole okolo mikropásků. Větší intenzita ve druhém prostředí je způsobena větší hustotou mikropásků (meandry) v tomto prostředí. Tak se dokonce zdá, že elektrické pole ve druhém prostředí je silnější než v prvním prostředí, ze kterého je druhé prostředí napájeno.

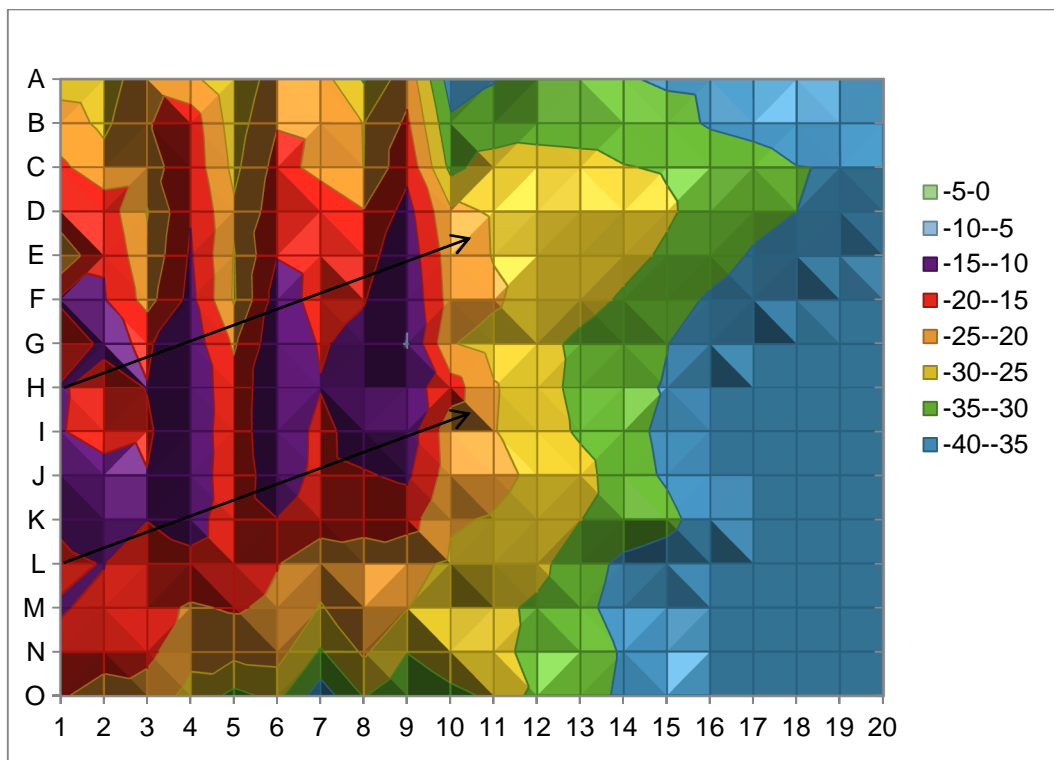
Poslední měření pro tento úhel dopadu je na frekvenci 1130 MHz, viz obrázek 5.49, kde je relativní index lomu blízko jedné, vlna tedy prochází rozhraním, jako kdyby tam doslova nebylo. Tato data můžeme porovnat s vypočítaným polem na obrázku 5.40, kde již není negativní lom, ale klasický pozitivní lom.

Velký pokles měřeného výkonu v řádu desítek decibel při šíření strukturou, nepovažuji za ztráty způsobené dominantně prostředím, ale ztráty způsobené hlavně rozptylováním pole do stran, viz směrová charakteristika vypočítaná na obrázku 4.9 (modře je pro náš případ $N = 12$

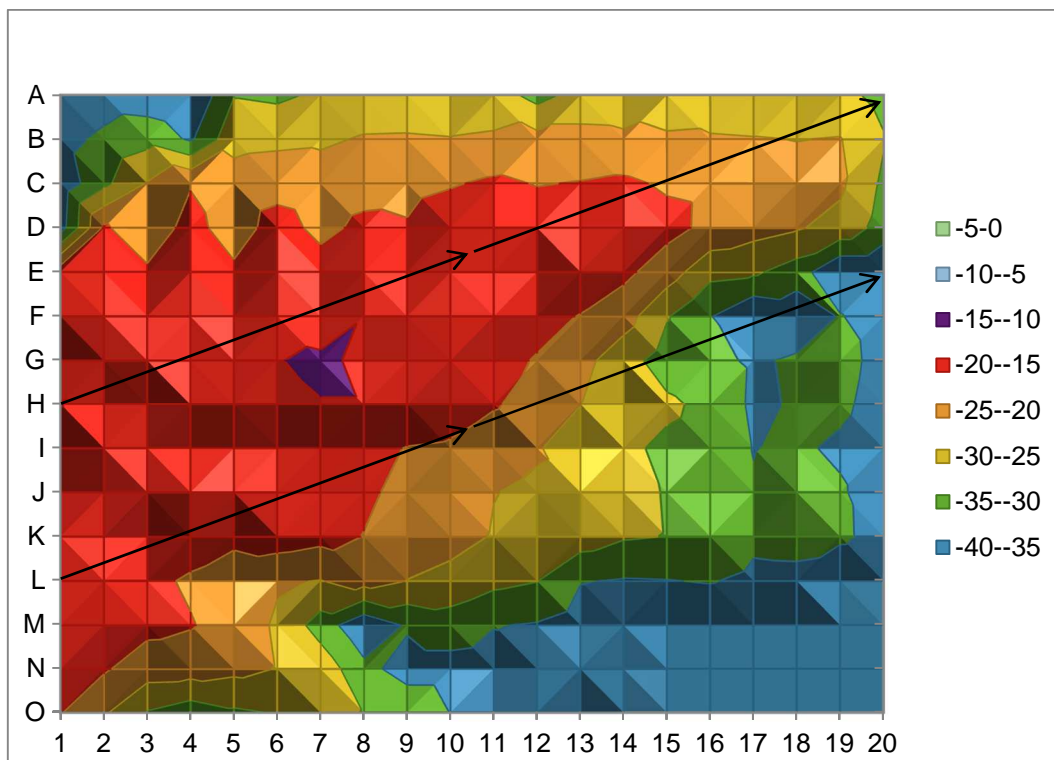
a $d = 2$ cm). Pro více spojitě prostředí by mělo toto rozptylování poklesnout a paprsek se stát více směrovým, viz struktura z krychlí např. na obrázku 5.57 nebo opět obrázek 4.9 (červená charakteristika pro hodnoty $N = 120$ a $d = 2$ cm).



Obr. 5.46 Změřené rozložení výkonu v rozsahu 0 až -40 dBm na desce z obrázku 5.43 pro úhel dopadu 20° na frekvenci 900 MHz.

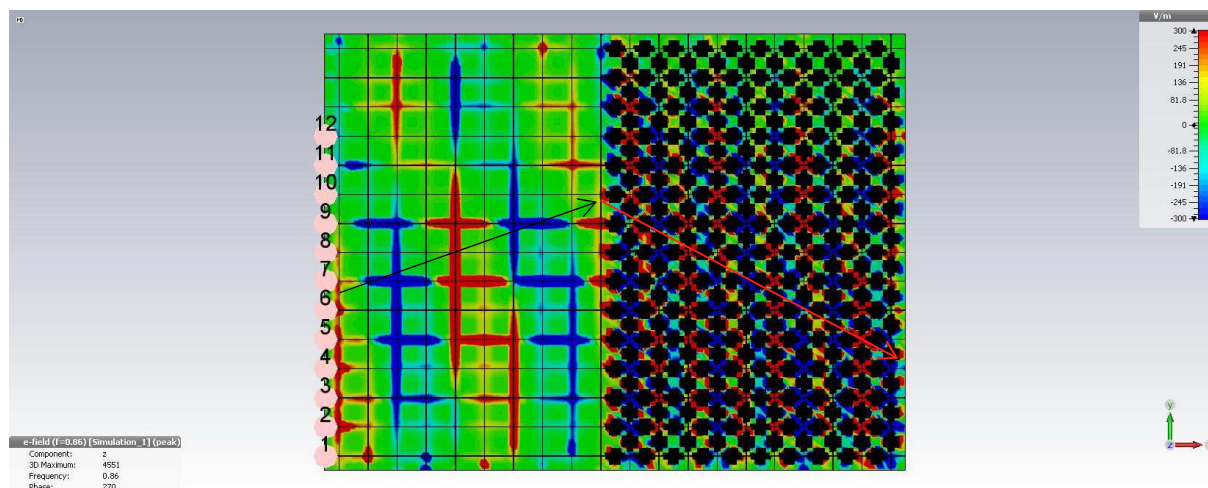


Obr. 5.47 Změřené rozložení výkonu v rozsahu 0 až -40 dBm na desce z obrázku 5.43 pro úhel dopadu 20° na frekvenci 939 MHz.

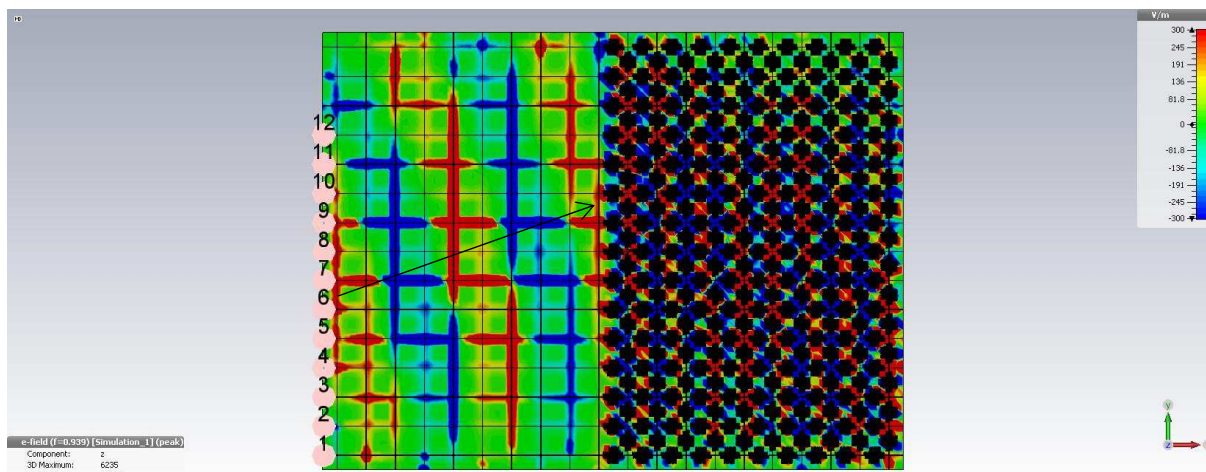


Obr. 5.48 Změřené rozložení výkonu v rozsahu 0 až -40 dBm na desce z obrázku 5.43 pro úhel dopadu 20° na frekvenci 1130 MHz.

Při pohledu postupně na řadu obrázků od 5.49, 5.36, 5.51 a 5.40 je možno vidět, že nejprve dochází k negativnímu lomu, potom s růstem frekvence dochází k poklesu v absolutní hodnotě záporného indexu lomu, tím se paprsek láme pod větším úhlem. Následuje při dalším zvýšení frekvence oblast s indexem lomu blízkým nule, kde pole do prostředí příliš nevniká. Nakonec se dalším růstem frekvence dostáváme z druhé zóny do třetí, kde je index lomu opět kladný. Toto odráží frekvenční průběh relativního indexu lomu, jak byl vypočítán, viz graf na obrázku 5.30.



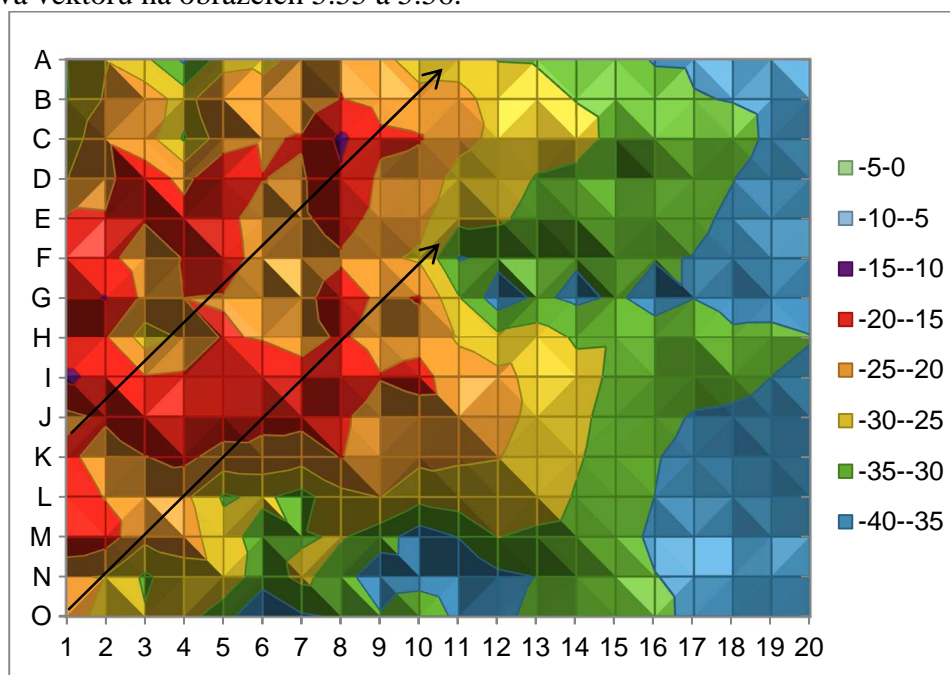
Obr. 5.49 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 860 MHz.



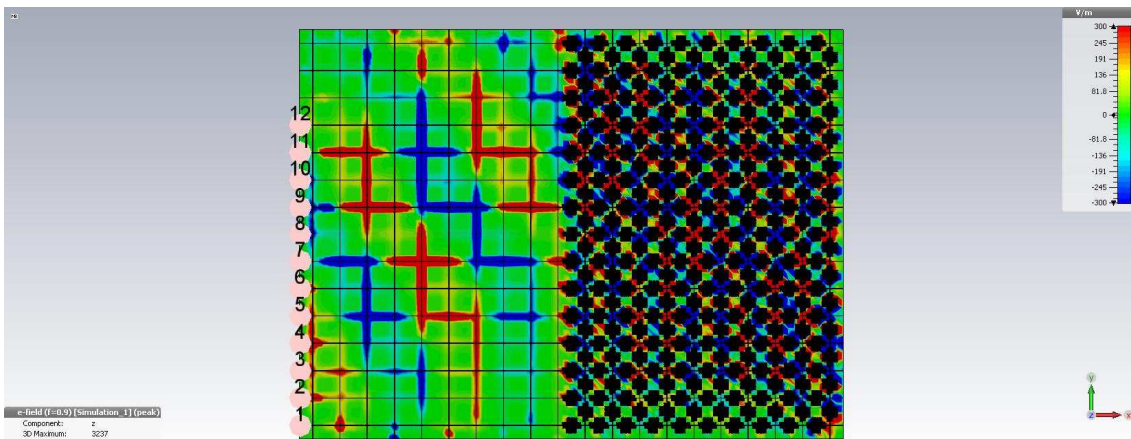
Obr. 5.50 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 939 MHz.

5.2.3 Výsledky měření 2D desky s rovinnou vlnou pro úhel dopadu 45°

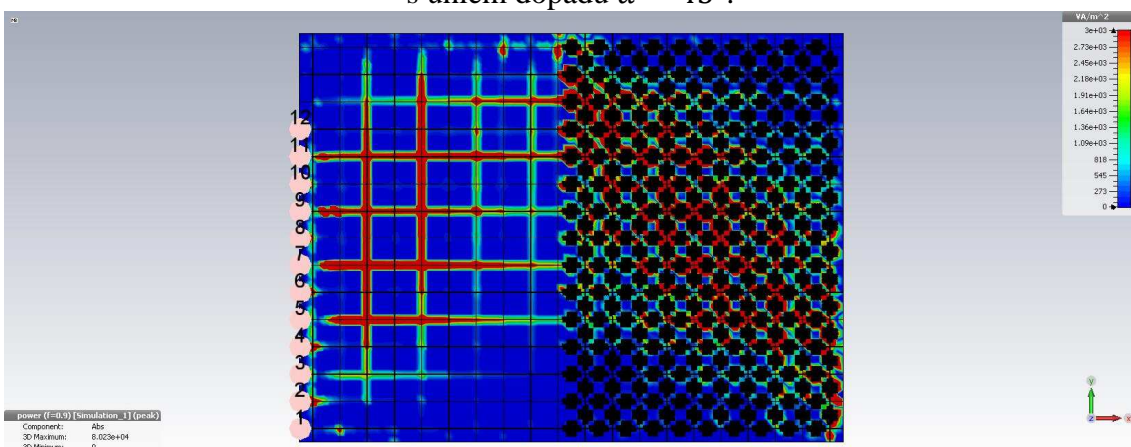
V této části jsou výsledky měření pro úhel dopadu 45° nejprve na frekvenci 900 MHz, kde na obrázku 5.51 s měřenými daty je možno vidět, že pole do druhého prostředí příliš nevniká na rozdíl od stavu na frekvenci 850 MHz, viz obrázek 5.54, kde je možno pozorovat negativní lom a kde podle výpočtu, viz tabulka 5.3, je relativní index lomu $-0,78$ a úhel lomu -65° . Na rozdíl od stavu na frekvenci 900 MHz, kde podle výpočtu je relativní index lomu $-0,39^\circ$, nemá pole do druhého prostředí vnikat. Pronikání do druhého prostředí by se lépe zabránilo, kdyby čelo vlny dopadalo na větší délce rozhraní, úhel dopadu 45° je pro tuto strukturu již příliš velký. Pro úhel dopadu 45° je čelem vlny ozářeno pět elementů ($15-10=5$). Je tedy zapotřebí více elementů. Toto můžeme dobře pozorovat na struktuře z krychlí v následující kapitole, zvláště pak na obrázku 5.60. Pro porovnání s obrázkem 5.51 jsou zde vypočítané hodnoty elektrického pole a Poytingova vektoru na obrázcích 5.52 a 5.53 na frekvenci 900 MHz. A na frekvenci 850 MHz je k obrázku 5.54 vypočítané rozložení elektrického pole a Poytingova vektoru na obrázcích 5.55 a 5.56.



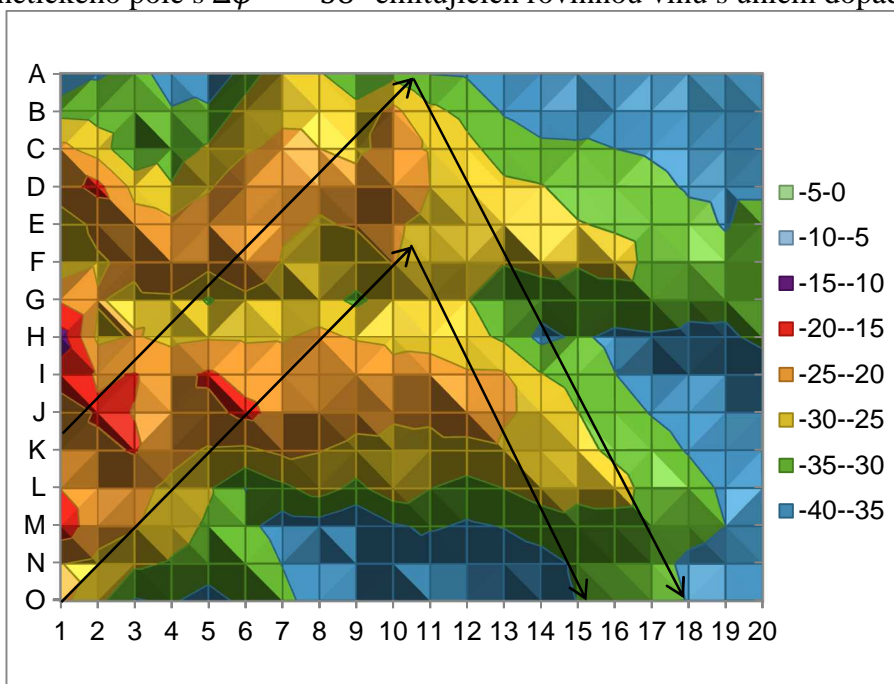
Obr. 5.51 Změřené rozložení výkonu v rozsahu 0 až -40 dBm na desce z obrázku 5.43 pro úhel dopadu 45° na frekvenci 900 MHz.



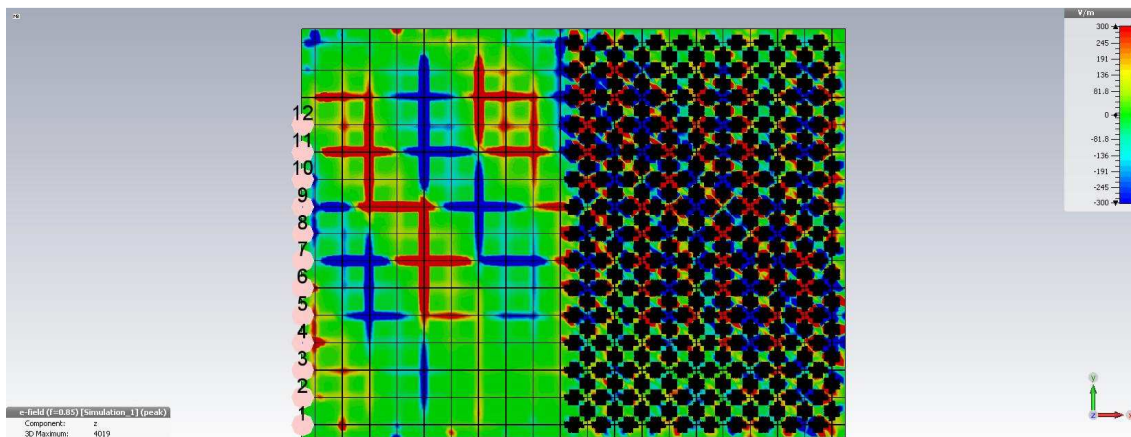
Obr. 5.52 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 900 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -38^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 45^\circ$.



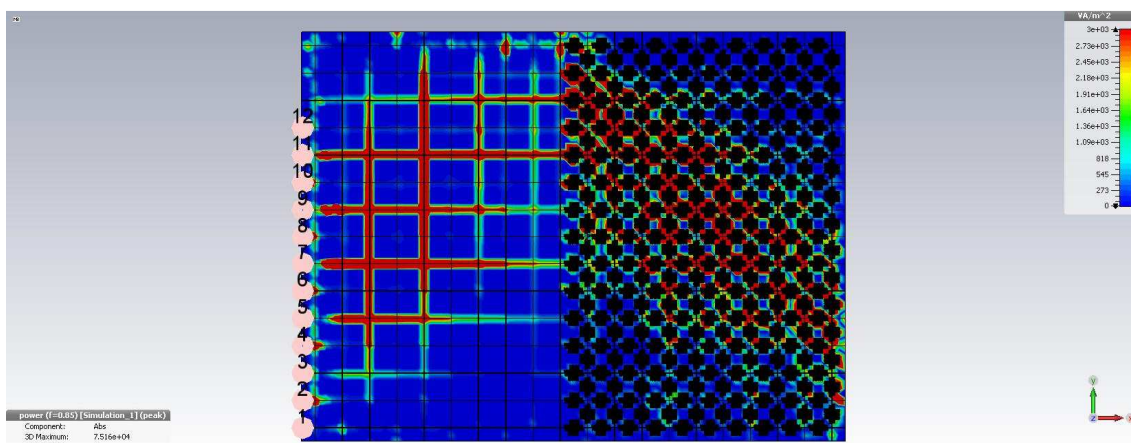
Obr. 5.53 Výsledná velikost Poytingova vektoru S na frekvenci 900 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -38^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 45^\circ$.



Obr. 5.54 Změřené rozložení výkonu v rozsahu 0 až -40 dBm na desce z obrázku 5.43 pro úhel dopadu 45° na frekvenci 850 MHz.



Obr. 5.55 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 850 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -36^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 45^\circ$.



Obr. 5.56 Výsledná velikost Poytingova vektoru S na frekvenci 850 MHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\Delta\varphi = -36^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 45^\circ$.

5.3 Prostředí složené z krychlí s negativním indexem lomu

Aby nebyl popis jevu negativního lomu otestován jen na jedné struktuře, je v této části zkoumána simulací v CST Microwave Studiu struktura, kterou tvoří šachovnicově rozmístěné krychle. Hlavní výhodou při simulaci elementu této struktury je v nenáročnosti na paměťovou kapacitu a výpočetní výkon. Proto může být simulovaná struktura z podstatně více elementů než například v případě elementu z meandrového vedení. To umožní předvést rozsáhlejší struktury z více elementů, kde se elektromagnetické pole bude chovat více spojitě, a paprsky budou směrovější. To umožní získat představu, z kolika elementů se materiál musí skládat, aby bylo dosaženo předvedeného chování elektromagnetického pole.

Červené krychle na obrázku 5.57 představují prostředí s ostře vyšším indexem lomu, než jsou krychle modré. Červené krychle mají stejnou hodnotu relativní permitivity a permeability, tak aby měly stejnou impedanci jako krychle modré. Tím se brání nechťeným odrazům elektromagnetického pole. Modré krychle mají permitivitu a permeabilitu rovnou jedné, jako má zhruba vzduch. Takovéto prostředí bude ozařováno vlnou pod úhlem α , tím získáme řadu zdrojů, jejichž elementární zdroje budou fázově posunuty o ψ pro danou vlnovou délku λ v prvním prostředí (vzduchovém) a pro velikost krychle o hraně $x = 30$ mm. Tyto veličiny jsou svázány vztahem

$$\alpha = \arcsin\left(-\frac{\psi}{360^\circ} \frac{\lambda}{x}\right). \quad (5.6)$$

Pro návrh nejprve spočítáme spojitost elektromagnetické vlny v referenčním prostředí (což je vakuum s diskretizační periodou d), použijeme tedy vztah (3.19)

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi f}{c} n_{ef} \rho d. \quad (5.7)$$

Prostředí budeme navrhovat na frekvenci $f = 1$ GHz, efektivní index lomu referenčního prostředí bude $n_{ef} = 1$, koeficient retardace $\rho = 1$ a diskretizační perioda $d = 30$ mm. Po dosazení do předchozího vztahu, dostaneme $\Delta\varphi = \Delta\varphi_0 = -0,629$. Protože hodnota $\Delta\varphi$ je z intervalu $\Delta\varphi \in (-\pi; \pi)$, nemusíme k této hodnotě připočítat násobky 2π . Pro stanovení hodnoty spojitosti použijeme vztah (3.35)

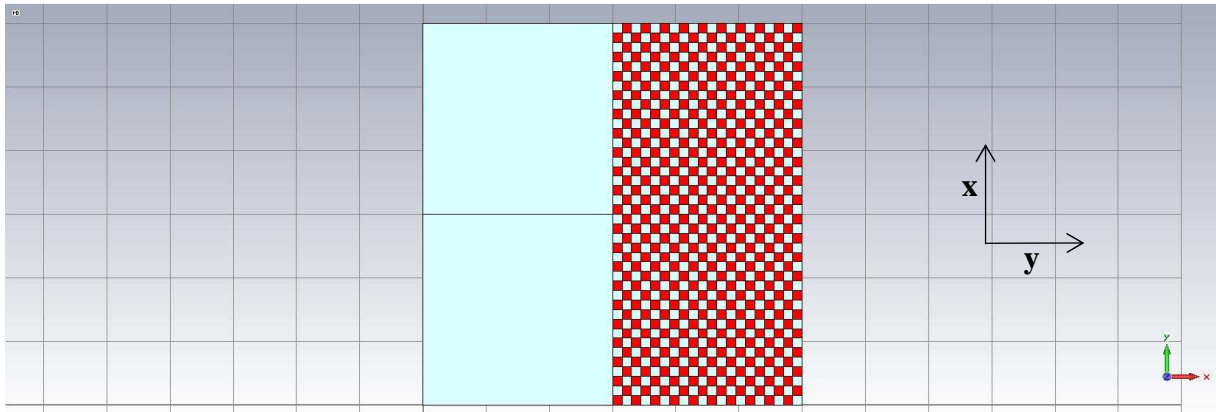
$$C = \frac{2\pi}{|\Delta\varphi_0|}. \quad (5.8)$$

Po dosazení do předchozího vztahu získáme hodnotu přibližně $C = 10$. Dále pro stanovení hodnoty indexu lomu n_2 krychlí v druhém prostředí použijeme vztah (3.39)

$$n_{ef2} = n_{21} n_{ef1} + C, \quad (5.9)$$

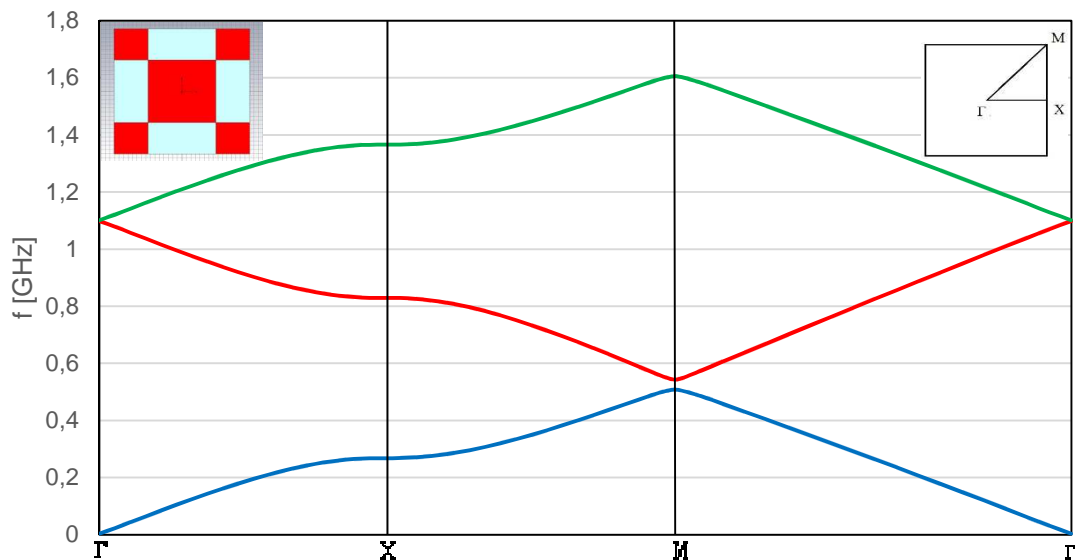
kde za n_{21} relativní index lomu mezi oběma prostředími dosadíme $n_{21} = -1$, abychom měli na této frekvenci negativní lom. Dále dosadíme za hodnotu indexu lomu $n_{ef1} = 1$, což je index lomu materiálu na obrázku 5.57 vlevo vzhledem k vakuu. Po dosazení do (5.9), $(-1) \cdot 1 + 10 = 9$, získáme hodnotu efektivního indexu lomu krychlí v pravém prostředí $n_{ef2} = 9$.

V simulátoru zkoumaná struktura je na obrázku 5.57, hodnoty permitivity a permeability červených krychlí tvořících prostředí vpravo jsou 8,96, což můžeme považovat za hodnoty odpovídající výše spočítané hodnotě indexu lomu 9. Hraniční podmínky tvoří dvě rovnoběžné elektrické stěny rovnoběžné s rovinou xy a zbývající čtyři stěny uzavírající kvádr představují ohrazení open, aby se zde vlna neodrážela.



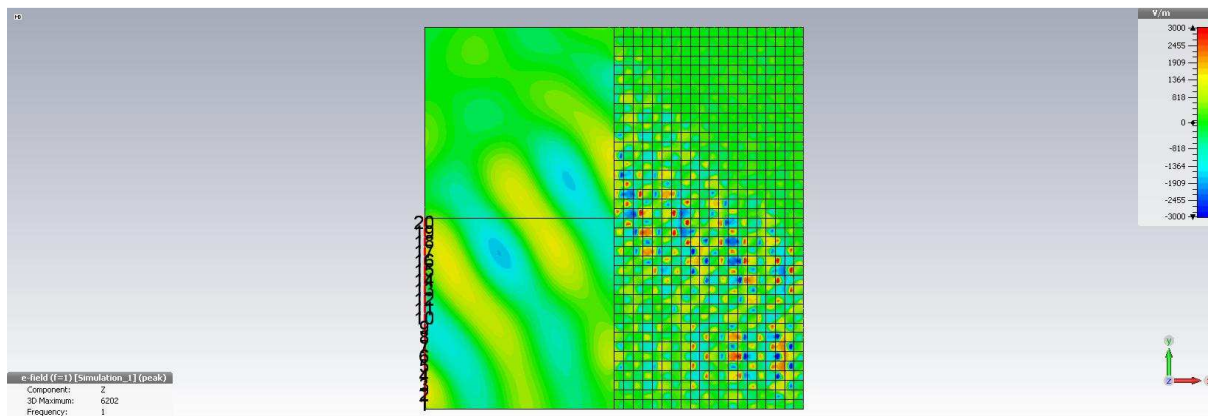
Obr. 5.57 Navržená struktura v simulátoru CST Microwave studio. Červeně krychle prostředí s permitivitou a permeabilitou $\mu_r = \varepsilon_r = 8,96$ a světlomodré krychle s permitivitou a permeabilitou $\mu_r = \varepsilon_r = 1$. Kostky mají čtvercový půdorys o hraně 30 mm a tloušťce 10 mm.

Pomocí Eigenmode solveru z CST Microwave Studia vypočítané disperzní charakteristiky elementu prostředí na obrázku 5.57 vpravo jsou na obrázku 5.58. První vid s kladným indexem lomu je modře. Vid se záporným indexem lomu je červeně. Na frekvenci 1 GHz jsou parametry negativní. Zeleně je zobrazen další vid opět kladný.

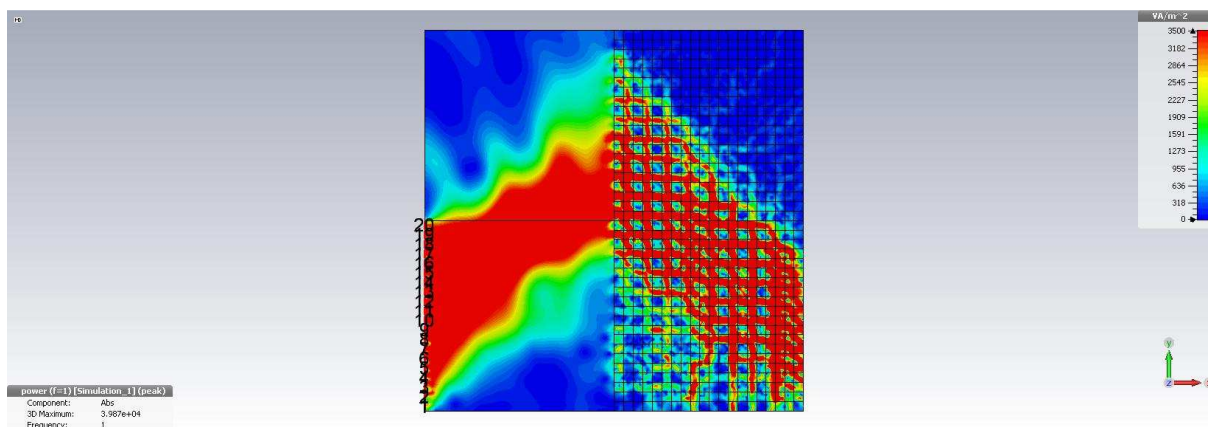


Obr. 5.58 Disperze elementu prostředí z obrázku 5.57 vpravo.

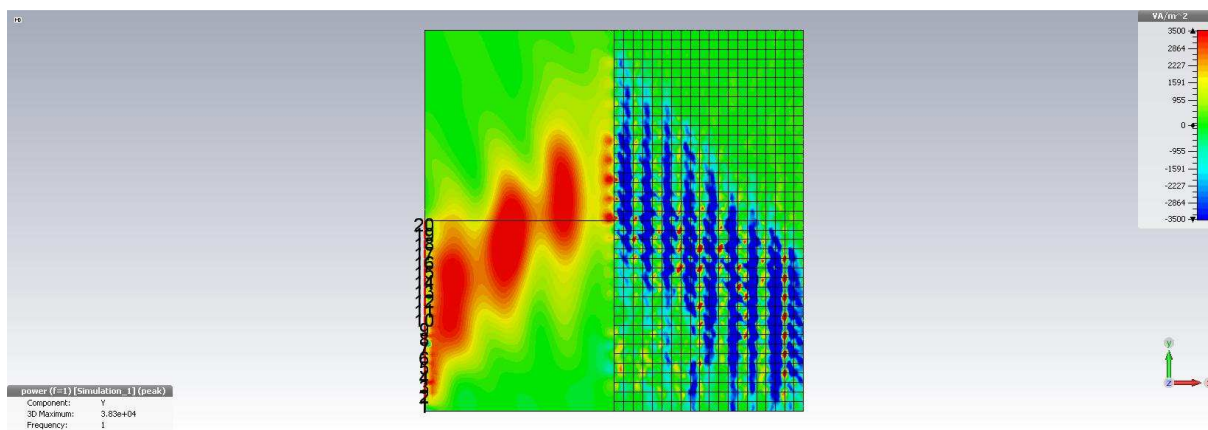
Dále byly provedeny simulace na struktuře z obrázku 5.57. Rozdíl fází mezi elementárními zdroji (v řadě) emitujícími rovinou vlnu bude v této simulaci $\psi = -20^\circ$, což odpovídá úhlu dopadu vlny na rozhraní $\alpha = 33,7^\circ$, stanoveno podle vztahu (5.6). Na obrázku 5.59 je vypočítané elektrické pole. Následují obrázky 5.60 s Poytingovým polem a nejdůležitější obrázek 5.61 s y-ovou složkou Poytingova vektoru, kde je opět nejdůležitější část vpravo, kde má y-ová složka Poytingova vektoru zápornou hodnotu (tmavě modře) a tudíž směřuje shora dolů (proti kladnému směru osy y).



Obr. 5.59 Výsledné rozložení složky elektrického pole kolmé k desce E_z na frekvenci 1 GHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\psi = -20^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 33,7^\circ$.



Obr. 5.60 Výsledná velikost Poytingova vektoru S na frekvenci 1 GHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\psi = -20^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 33,7^\circ$.



Obr. 5.61 Výsledná velikost y-ové složky Poytingova vektoru S_y na frekvenci 1 GHz pro řadu zdrojů elektromagnetického pole s $\psi = -20^\circ$ emitujících rovinnou vlnu s úhlem dopadu $\alpha = 33,7^\circ$.

Těmito výsledky chci ukázat, že navržený postup nevytváří negativní lom pouze pro jednu strukturu, ale funguje pro obecný model. Toto je velice důležité z hlediska obecného použití.

Kapitola 6

Závěr

6.1 Shrnutí práce

V této práci jsou navrženy a zkoumány rezonanční částice se záporným indexem lomu. Rezonanční částice, se kterými bylo experimentováno, mají tyto nevýhody. Za prvé se vyznačují velkou mírou útlumu přenášeného pole. Energie absorbovaná rezonátorem je vyzářena do různých směrů. Energie, která je vyzařována v protisměru z rezonátoru k vlně, která rezonátor vybudila, představuje velký problém. Cílem je mít částici, u které se směrová charakteristika blíží směrové charakteristice elementárního zdroje z Huygensova principu. Další problém je, že velká část energie projde kolem rezonátoru rezonátorem neabsorbovaná a tudíž i fázově neovlivněná. Těmto dvěma problémům se snažím čelit návrhem elementů struktury tak, že je představuje vedení nebo krychle se stejnou impedancí.

Za důležitý závěr považuji tvrzení, že k vytvoření prostředí se záporným indexem lomu na dané frekvenci, je zapotřebí, aby element, který tvoří tuto strukturu, měl pro přenos elektromagnetické vlny velkou změnu fáze na dané frekvenci – více (v absolutní hodnotě) než $-\pi$. Pro větší spojitost ale potřebujeme přenos fáze bližší -2π , což odpovídá vlnové délce. Za velice důležitou považuji obecnost tohoto tvrzení, které je nezávislé na konkrétní realizaci (rezonátor, úsek vedení, krychle). To nám umožňuje vybrat si konkrétní realizace podle toho, jak jsou vhodné pro splnění výše uvedených podmínek. Případně nám to umožňuje vybrat si realizaci na základě jiných parametrů, jako jsou rychlost výroby, snadnost návrhu, popřípadě ekonomické náklady. Jako konkrétní příklad si můžeme uvést volbu vhodného vedení pro propojení 2D mříže, případně 3D uzlové struktury.

Dále z částí 4.3 a 5.3 je vidět, že pro větší směrovost lomeného paprsku je zapotřebí vyrobit prostředí skládající se z velkého množství částic.

Za přínos považuji zavedení diskretizace prostoru a elektromagnetické vlny v něm existující. Za další důležitý závěr považuji popis zpětné vlny jako vlny diskrétní, která vzniká z klasické dopředné vlny diskretizací prostoru, a existuje tedy jako diskrétní posloupnost pole v diskrétních bodech nebo oblastech. Rovněž za důležité považuji odvození vztahu (3.38) mezi vždy kladnými indexy lomu, které se v přírodě běžně vyskytují, a relativním indexem lomu, který může nabývat i záporných hodnot.

Celou práci se prolíná důležitý pojem symetrie. A to symetrie fázorů přenosu pro opačné indexy lomu, viz obrázek 2.11. Symetrie lomených paprsků podle kolmice k rozhraní, viz obrázek 4.5 a obrázek 4.6.

Nakonec bych rád zdůraznil přehlednost, srozumitelnost – jednoduchost a rychlost návrhu prostředí se záporným indexem lomu v této práci popsaným.

6.2 Další doporučený postup

Nabízejí se tyto další zajímavé možnosti k prozkoumání. Je možné zkusit jiné než struktury složené z krychlí, například struktury z kvádrů nebo čtyřstěnů zvláště s přihlédnutím k prozkoumání možnosti na snížení odrazů pro nekolmé dopady.

Další možností je vyjádřit frekvenční charakteristiku přenosu fáze pro element prostředí s konstantním indexem lomu a následně se pokusit realizovat tuto přenosovou charakteristiku reálným elementem.

Další zajímavou možností je vytvořit anizotropní prostředí s negativním indexem lomu a zkoumat chování elektromagnetického pole na rozhraní materiálů s různými anizotropními indexy lomu.

A nakonec další možností je soustředit se na vytváření optických soustav potažmo konkrétních aplikací např. v literatuře zmiňované pláště neviditelnosti [7, 8, 9] z materiálu se záporným indexem lomu, kde už nezkoumáme jeho vnitřní strukturu, ale uvažujeme tento materiál jako homogenní prostředí se záporným indexem lomu tak, aby se ze základního výzkumu stal výzkum aplikovaný.

V Praze 2016

Použitá literatura:

- [1] Veselago, V. G. The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ϵ and μ . Sov. Phys. USPEKHI, Vol. 10, No. 4, January 1968. page 509.
- [2] Veselago, V. G., Narimanov, E. E. The left hand of brightness: past, present and future of negative index refraction. Nature materials Vol. 5, October 2006. page 759.
- [3] Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J., Stewart, R. J. Low frequency plasmons in thin-wire structure. J. Phys, Cond. Matt., vol. 10, no. 22, 1998. page 4785.
- [4] Pendry, J. B., Holden, A. J., Robbins, D. J., Stewart, R. J. Magnetism from conductors and enhanced nonlinear phenomena. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 47, No. 11, Nov. 1999. Page 2075.
- [5] Shelby, R. A., Smith, D. R., Schultz, S. Experimental verification of a negative index refraction. Science, Vol. 292, 2001. page 77.
- [6] Shelby, R. A., Smith, D. R., Namat-Nasser, S. C., Schultz, S. Microwave transmission through a two-dimensional, isotropic, left-handed metamaterial. Applied physics letters, Vol. 78, No. 4, January 2001. page 489.
- [7] Pendry, J. B., Schurig, D., Smith, D. R., Controlling Electromagnetic Fields. Science, Vol. 312, May 2006. Page 1780.
- [8] Schurig, D., Pendry, J. B., Smith, D. R., Calculation of material properties and ray tracing in tranformation media. Optics Express, Vol. 14, No. 21, October 2006. Page 9794.
- [9] Schurig, D., Mock, J. J., Justice, B. J., Cummer, S. A., Pendry, J. B., Starr, A. F., Smith, D. R. Metamaterial Electromagnetic Cloak at Microwave Frequencies. Science, Vol. 314, November 2006. Page 977.
- [10] Dong, Y. D., Yang, T., Itoh, T. Substrate Integrated Waveguide Loaded by Complementary Split-Ring Resonators and Its Applications to Miniaturized Waveguide Filters. IEEE Transactions on microwave theory and techniques, Vol. 57, No. 9, September 2009. Page2211.
- [11] Khan, O. M., Islam, Z. U., Islam Q. U., Bhatti F. A. Multiband High-Gain Printed Yagi Array Using Square Spiral Ring Metamaterial Structures for S-Band Applications. IEEE Antennas and wireless propagation letters, Vol. 13, 2014 Page 1100.
- [12] Lee, J.-H., Ko, S.-T., Park, B.-C., Hybrid Metamaterial Antennas. Proceedings of the 43rd European Microwave Conference, Nuremberg, Germany,7-10 Oct 2013.
- [13] Eleftheriades, G. V., Ashwin, K. I., Kremer, P. C., Planar Negative Refractive Index Media Using L-C Loaded Transmission Lines. IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. 50, No. 12, December 2002. Page 2702.

- [14] Eleftheriades, G. V., Siddiqui, O., Iyer, A. K., Transmission Line Models for Negative Refractive Index Media and Associated Implementations Without Excess Resonators. *IEEE Microwave and wireless components letters*, Vol. 13, No. 2, February 2003. Page 51.
- [15] Antoniadis, M. A., Eleftheriades, G. V., Compact Linear Lead/Lag Metamaterial Phase Shifters for Broadband Applications. *IEEE Antennas and wireless propagation letters*, Vol. 2, 2003. Page 103.
- [16]. Iyer A. K, Kremer, P. C., Eleftheriades, G. V., Experimental and theoretical verification of focusing in a large, periodically loaded transmission line negative refractive index metamaterial. *Optics Express*, Vol. 11, No. 7, April 2003. Page 698.
- [17] Sanada, A., Caloz, Ch., Itoh, T., Planar Distributed Structures With Negative Refractive Index. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, Vol. 52, No. 4, APRIL 2004. Page 1252.
- [18] Sanada, A., Caloz, Ch., Itoh, T., Characteristics of the Composite Right/Left-Handed Transmission Lines. *IEEE Microwave and wireless components letters*, Vol. 14, No. 2, February 2004. Page 68.
- [19] Caloz, Ch., Sanada, A., Itoh, T., A Novel Composite Right-/Left-Handed Coupled-Line Directional Coupler With Arbitrary Coupling Level and Broad Bandwidth. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, Vol. 52, No. 3, March 2004. Page 980.
- [20] Lim, S., Caloz, Ch., Itoh, T., Metamaterial-Based Electronically Controlled Transmission-Line Structure as a Novel Leaky-Wave Antenna With Tunable Radiation Angle and Beamwidth. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*, Vol. 53, No. 1, January 2005. Page 161.
- [21] Caloz, CH., Itoh, T. *Electromagnetic metamaterials: transmission line theory and microwave applications The Engineering Approach*. John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey, 2006.
- [22] Lv, Jian Hong; Hu, Xi Wei; Liu, Ming Hai; Yan, Bao Rong; Kong, Ling Hua. Negative refraction of double L-shaped metamaterial. *Journal of optics: pure and applied optics* 11, 2009.
- [23] Lv, Jian Hong; Yan, Baorong; Liu, Minghai; Hu, Xiwei. Simultaneous normal and paralel incidence planar left-handed metamaterial. *Physical Review E* 80, 2009.
- [24] Vallecchi, A.; Capolino, F.; Schuschinky, A.G. 2-D Isotropic Effective Negative Refractive Index Metamaterial in Planar Technology. *IEEE Microwave and Wireless Components Letters*, vol. 19, No.5, 2009.
- [25] Hansen, R. C., Negative refraction without negative index. *IEEE Transaction on antennas and propagation*, Vol. 56, No. 2, 2008. Page 402.
- [26] Sanz, M., et al., Transmission measurements in wedge-shaped absorbing samples: An experiment for observing negative refraction. *Phys. Rev.*, vol. 67, pp. 1–4, 2003, 676-1.

- [27] Smith, D. R. Vier, D. C., Koschny, Th. and Soukolis, C. M. Electromagnetic parameter retrieval from inhomogenous metamaterials. *Physical Review E* 71, 2005. p. 4.
- [28] Bartsch, Hans-Joachen. *Matematické vzorce*. Druhé, opravené vydání. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1965. Str. 215.
- [29] Bečvář, V. - Bláha, M. - Macháč, J.: Building Elements of a Volumetric Metamaterial. In *Proceedings of the 2011 IEEE MTT-S - International Microwave Symposium*. Piscataway: IEEE, 2011, p. 1-4. ISBN 978-1-61284-754-2.
- [30] Protiva, P. Kompozitní materiál se zápornou permitivitou. Diplomová práce. ČVUT, 2007.
- [31] Bláha, M., Macháč, J. Planar Resonators for Metamaterials. *Radioengineering*, Vol. 21, No. 3, 2012. Page. 852-859. ISSN 1210-2512.
- [32] Bláha, M. - Macháč, J. - Rytíř, M.: A Double H-shaped Resonator and its use as an Isotropic ENG Metamaterial. *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* [online]. 2009, vol. 2009, no. 1, p. 323-329. ISSN 1759-0787.
- [33] Balanis, C. A *Antenna theory : analysis and design*. Second edition, ISBN 0-471-59268-4, 1997. page 258.
- [34] Engheta, Nader; Ziolkowski, Richard W. *Metamaterials Physics and Engineering Explorations*. IEEE Press, 2006. ISBN 13 978-0-471-76102-0. page 7.
- [35] Balanis, C. A *Antenna theory : analysis and design*. Second edition, ISBN 0-471-59268-4, 1997. Page 251.
- [36] Mazánek M., Pechač P. *Šíření elektromagnetických vln a antény*. Nakladatelství ČVUT, 2007. Str. 151-159.

Seznam vlastních publikací:

Publikace v impaktovaných časopisech:

- Bláha, M. - Macháč, J.: Planar Resonators for Metamaterials. *Radioengineering*. 2012, vol. 21, no. 3, p. 852-859. ISSN 1210-2512.
Podíl spoluautorství: 50%

Publikace v recenzovaných časopisech:

- Bláha, M. - Macháč, J. - Rytíř, M.: A Double H-shaped Resonator and its use as an Isotropic ENG Metamaterial. *International Journal of Microwave and Wireless Technologies* [online]. 2009, vol. 2009, no. 1, p. 323-329. ISSN 1759-0787.
Podíl spoluautorství: 33%

Publikace excerpované ISI:

- Macháč, J. - Protiva, P. - Rytíř, M. - Bláha, M. - Zehentner, J.: Isotropic Single Negative Metamaterials. *Radioengineering*. 2008, vol. 17, no. 3, p. 1-7. ISSN 1210-2512.
Podíl spoluautorství: 20%

Ostatní publikace:

- Macháč, J. - Zehentner, J. - Bláha, M.: Coupling of Split Ring Resonators in a Mu-negative Volumetric. In *2008 IEEE MTT-S International Microwave Symposium Digest*. Piscataway: IEEE, 2008, p. 327-330. ISBN 978-1-4244-1781-0.
Podíl spoluautorství: 33%
- Bláha, M.: Rozšíření frekvenčního pásma částic metamateriálu. In *Sborník příspěvků konference Zvůle 2008*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2008, s. 14-21. ISBN 978-80-214-3709-8.
Podíl spoluautorství: 100%
- Bláha, M. - Jelínek, L. - Macháč, J.: A Resonant Particle for a Volumetric DNG Metamaterial. In *European Microwave Week 2010 "Connecting the World" Conference Proceedings*. London: Horizon House Publications, 2010, p. 1413-1416. ISBN 978-1-4244-7232-1.
Podíl spoluautorství: 33%
- Bláha, M.: Design of a Metamaterial Particle with a Negative Refractive Index. In *Králíky 2010*. Brno: Brno University of Technology, 2010, p. 28-31. ISBN 978-80-214-4139-2.
Podíl spoluautorství: 100%
- Bečvář, V. - Bláha, M. - Macháč, J.: Building Elements of a Volumetric Metamaterial. In *Proceedings of the 2011 IEEE MTT-S - International Microwave Symposium*. Piscataway: IEEE, 2011, p. 1-4. ISBN 978-1-61284-754-2.
Podíl spoluautorství: 33%

- Bečvář, V. - Bláha, M. - Macháč, J.: Planar Resonator with Negative Electric and Magnetic Polarizabilities. In *Proceedings of 21st International Conference Radioelektronika 2011*. Brno: VUT v Brně, FEKT, Ústav radioelektroniky, 2011, p. 147-150. ISBN 978-1-61284-322-3.
Podíl spoluautorství: 33%
- Bečvář, V. - Bláha, M. - Macháč, J.: Artificial Electromagnetic Structures for High Frequency Technology. In *Workshop 2011*. Praha: České vysoké učení technické v Praze, 2011, p. 1-4.
Podíl spoluautorství: 33%
- Bláha, M. - Macháč, J.: Unit Cell of Metamaterial with Isotropic Response Made of Planar Resonators. In *Proceedings of the 42nd European Microwave Conference*. London: Horizon House Publications, 2012, p. 679-682. ISBN 978-2-87487-027-9.
Podíl spoluautorství: 50%
- Bláha, M. - Macháč, J.: Proposal of metamaterial which is based on its phase properties. Microwave and Radio Electronic Week 2015, Pardubice, In *Proceedings of 14th Conference on Microwave Techniques COMITE2015*, p.155-158. ISBN 978-1-4799-8121-2.
Podíl spoluautorství: 50%