

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ ELEKTROTECHNIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ELECTRICAL ENGINEERING

NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ PERIODICKÝCH STRUKTUR

DIZERTAČNÍ PRÁCE
DOCTORAL THESIS

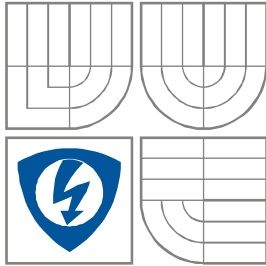
AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ing. DUŠAN NEŠPOR

BRNO, 2014



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A
KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ
ÚSTAV TEORETICKÉ A EXPERIMENTÁLNÍ
ELEKTROTECHNIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF THEORETICAL AND EXPERIMENTAL ELECTRICAL
ENGINEERING

NUMERICKÉ MODELOVÁNÍ PERIODICKÝCH STRUKTUR

NUMERICAL MODELING OF PERIODICAL STRUCTURES

DIZERTAČNÍ PRÁCE
DOCTORAL THESIS

AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Ing. DUŠAN NEŠPOR

VEDOUCÍ PRÁCE
SUPERVISOR

doc. Ing. PAVEL FIALA, Ph.D.

BRNO, 2014

ABSTRAKT

Práce se zabývá zkoumáním dynamického elektromagnetického pole na periodických strukturách. Pozornost je zaměřena na tři hlavní typy rezonančních struktur, podle možnosti jejich využití. Prvním typem jsou materiály realizující záporný index lomu dopadajícího elektromagnetického vlnění. Druhým typem jsou struktury s postupnou změnou impedance, využitelné jako bezodrazové povrchy. Třetím typem jsou periodické struktury, které jsou schopné vhodným způsobem tvarovat rozložení elektromagnetického pole a umožňují realizaci magnetoinduktivní čočky pro nukleární magnetickou rezonanci.

Analýza vlastností periodických rezonančních struktur byla provedena především pomocí numerických modelů využívajících metody konečných prvků v kombinaci s odvozením analytických vztahů a experimentálním měření nezářivé složky elektromagnetického pole.

Práce obsahuje fyzikální popis základních elementů periodických rezonančních struktur. Fyzikální vlastnosti elementů byly detailně zkoumány pomocí numerické analýzy. V průběhu řešení disertační práce byla na základě dat získaných numerickou analýzou a experimentálním měřením navržena úprava nejpoužívanějších rezonančních struktur s cílem dosažení požadovaných vlastností. Dále bylo navrženo několik nových typů rezonančních elementů, rezonančních struktur a realizačních postupů.

Ověření správnosti výsledků numerických analýz a fyzikálních vlastností realizovaných vzorků rezonančních struktur bylo provedeno pomocí navržené a realizované metody měření nezářivé složky elektromagnetického pole.

KLÍČOVÁ SLOVA

Rezonátor, periodické struktura, rezonanční struktura, bezodrazový povrch, magnetoinduktivní čočka, metamateriály, elektromagnetická vlna, numerická analýza, metoda konečných prvků.

ABSTRACT

The thesis discusses the dynamic electromagnetic field on periodic structures. The author focuses on three principal types of resonant structures, considering their application possibilities. In general, these types can be individually defined as follows: materials exhibiting a negative refractive index of the incident electromagnetic wave; structures with gradual changes in impedance, characterised by their usability as reflectionless surfaces; and periodic structures able to conveniently shape the magnetic field distribution. Materials of the third group within the above-shown short list facilitate the fabrication of magnetoinductive lenses for nuclear magnetic resonance.

The presented analysis of the properties of periodic resonant structures is mainly based on numerical models utilising the finite element method, and this approach is combined with both the derivation of the corresponding analytical relations and an experimental measurement of the non-radiating component of the electromagnetic field.

The thesis includes a physical description of the basic elements of periodic resonant structures. Physical properties of the elements were examined in detail via numerical analysis. In the course of the research, the data acquired through this analysis and the related experimental measurement enabled the author to propose a method for optimising the most widely used resonant structures. Moreover, several new versions of resonant elements, structures, and fabrication techniques were also designed.

The results obtained from the numerical analyses carried out to examine the central physical properties of the fabricated structure samples were all verified via the designed method for measuring the non-radiating component of the magnetic field.

KEYWORDS

Resonator; periodic structure; resonant structure; reflectionless surface; magnetoinductive lens; metamaterial; electromagnetic wave; numerical analysis; finite element method.

NEŠPOR, D. *Numerické modelování periodických struktur*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2014. 90 s. Vedoucí dizertační práce doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D..

PROHLÁŠENÍ

Prohlašuji, že svou dizertační práci na téma Numerické modelování periodických struktur jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího dizertační práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

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

V Brně dne

.....

(podpis autora)

PODĚKOVÁNÍ

Tento práce vznikla za podpory Grantové agentury České Republiky 102/09/0314, výzkumný plan MSM 0021630513 a projektu FEKT-S-10-13.

Dále děkuji Univ.Prof. Dipl.-Phys. Dr.rer.nat. Ulrichu Schmidovi a Dipl.-Ing. Andreasovi Backesovi z Institut für Sensor - und Aktuatorsysteme Technische Universität Wien, kde na studijním pobytu 1.3. až 30.6. 2011 a 1.3. až 30.6. 2013 vznikla část této práce.

V Brně dne

.....

(podpis autora)

Obsah

1	Úvod	12
2	Dosavadní vývoj	13
2.1	Bezodrazové povrchy.....	13
2.2	Záporný index lomu.....	15
2.3	Úprava tvaru magnetického pole	22
3	Cíle dizertace	25
4	Bezodrazové povrchy	27
4.1	Motivace, základní teorie.....	27
4.2	Numerická analýza bezodrazového povrchu	28
4.3	Využití bezodrazového povrchu jako elektromagnetické čočky	30
5	Záporný index lomu.....	33
5.1	Motivace, základní teorie.....	33
5.2	Numerická analýza struktury se zápornými materiálovými parametry	34
6	Úprava tvaru magnetického pole.....	37
6.1	Motivace	37
6.2	Úvod do tvarování magnetického pole	38
6.3	Numerická analýza magnetoinduktivní čočky.....	39
6.4	Realizace magnetoinduktivní čočky	41
6.5	Měření rezonančního kmitočtu magnetoinduktivní čočky	43
6.6	Spirálové rezonátory	45
6.7	Optimalizace spirálových rezonátorů	48
6.8	Využití tenkých vrstev při realizaci rezonátorů	49
7	Čtvercové rezonátory.....	51
7.1	Odvození rezonančního kmitočtu čtvercového rezonátoru.....	51

7.2	Soustava čtvercových rezonátorů	54
8	Kvazi-periodický rezonátor	56
8.1	Rozbor kvazi-periodického rezonátoru	56
8.2	Numerická analýza mřížkového kvazi-periodického rezonátoru	61
9	Měření měrného magnetického toku periodických struktur	66
9.1	Návrh měřicího pracoviště	67
9.2	Testování měřicího pracoviště	70
9.3	Měření SSR	73
9.4	Realizace a měření MKR	76
10	Přínos dizertace	78
11	Závěr	79
	Literatura	81
	Vlastní publikace vztahující se k tématu	85
	Seznam obrázků	87

Seznam použitých zkratek a symbolů

Zkratky

EMG	elektromagnetická
IL	vložené ztráty (Insertion Loss)
KR	kvazi-periodický rezonátor
LH	typ materiálu se zápornými materiálovými parametry (Left-Handed)
MI	magnetoinduktivní
MKR	mřížkový kvazi-periodický rezonátor
NIM	materiál se záporným indexem lomu (Negative Index Material)
NMR	nukleární magnetická rezonance
PCB	deska plošných spojů (Printed Circuit Board)
PE	polyethylen
PEC	dokonalý elektrický vodič (Perfect Electric Conductor)
PMC	dokonalý magnetický vodič (Perfect Magnetic Conductor)
SMD	součástky určené pro povrchovou montáž (Surface Mount Device)
SSQR	přerušný čtvercový rezonátor (Single Split Quadrate Resonator)
SSR	přerušný prstencový rezonátor (Single Split Resonator)
RF	radiofrekvenční (Radio Frequency)
RH	typ materiálu s kladnými materiálovými parametry (Right-Handed)
RL	ztráty odraženého signálu (Return Loss)

Symbols

a	délka podstavy špičky	(m)
A	složka postupné vlny	(Vm ⁻¹)
b	výška špičky	(m)
B	složka zpětné vlny	(Vm ⁻¹)
$\mathbf{B}$	vektor měrného magnetického toku	(T)
B_n	normalizovaná hodnota měrného magnetického toku	(-)
B_{ns}	normalizovaná hodnota měrného magnetického toku vypočtená opmocí simulace	(-)
C	kapacita	(F)
d	průměr	(m)
$\underline{E}$	komplexní vektor intenzity elektrického pole	(Vm ⁻¹)
$\mathbf{E}$	vektor intenzity elektrického pole	(Vm ⁻¹)
E_n	normalizovaná hodnota intenzity elektrického pole	(-)
f	pracovní kmitočet	(Hz)
f_r	rezonanční kmitočet	(Hz)
f_a	pracovní kmitočet antény	(Hz)
h	výška substrátu	(m)
$\underline{H}$	komplexní vektor intenzity magnetického pole	(Am ⁻¹)
$\mathbf{H}$	vektor intenzity magnetického pole	(Am ⁻¹)
I	elektrický proud	(A)
$i(t)$	okamžitá hodnota elektrického proudu	(A)
$\underline{k}$	vlnové číslo	(m ⁻¹)
l	vzdálenost	(m)
L	indukčnost	(H)
m	šířka mezery	(m)

n	počet prvků	(-)
P	elektrický výkon	(W)
S_{21}	rozptylový parametr	(dB)
t	tloušťka	(m)
v_f	fázová rychlost	(ms ⁻¹)
Z	impedance	(Ω)
δ	hloubka vniku	(m)
ε_r	relativní permitivita	(-)
ε_f	efektivní permitivita	(-)
ε_0	permitivita vakua	(Fm ⁻¹)
Φ	magnetický indukční tok	(Wb)
φ	úhel	(°)
γ	měrná elektrická vodivost	(Sm ⁻¹)
λ	vlnová délka	(m)
μ_r	relativní permeabilita	(-)
μ_f	efektivní permeabilita	(-)
μ_0	permeabilita vakua	(Hm ⁻¹)
ω	úhlový kmitočet	(rad·s ⁻¹)
$\underline{\underline{II}}$	komplexní Poytingův vektor	(Wm ⁻²)

1 Úvod

Periodické struktury jsou takové, které vykazují definovaný stupeň opakující se míry základního prvku. Tyto prvky jsou rozmístěny tak, že tvoří pravidelnou periodickou strukturu definovaného rozložení. Velikost jednotlivých prvků, uvažovaná v této práci, je menší, než je vlnová délka pracovního elektromagnetického pole. Rozměry celkové struktury (materiál elementu, okolí a rozhraní oblastí) se uvažují, vzhledem k délce dopadající vlny, rovny nebo větší. To umožní sestavit numerický model jako strukturu s rozprostřenými parametry. Numerický model struktury lze kvantifikovat pomocí vzájemné impedanční, kapacitní a induktivní vazby, jak mezi jednotlivými prvky, tak mezi prvky a okolním materiálem. Působením nestacionárních elektromagnetických polí definovaných kmitočtů pak vznikají na takovéto struktuře podmínky pro vznik rezonance. Díky tomuto jevu je možno na struktuře pozorovat efektivní permitivitu ϵ a efektivní permeabilitu μ_f rozdílnou, než je pozorována u použitých materiálů základního elementu struktury a okolí [1]. Na navržených strukturách pro speciální aplikace je dokonce možné vytvořit efektivní permitivitu a permeabilitu o hodnotách, jaké se u materiálů známých z přírody zatím nevyskytují (záporná efektivní permitivita a permeabilita). Právě díky těmto elektromagnetickým vlastnostem jsou periodické struktury velmi zajímavou oblastí pro základní a aplikovaný výzkum.

Periodické struktury jsou použitelné ve velmi vysokém rozsahu kmitočtů [2], [3] od desítek megahertzů až po stovky terahertzů. Od vysokofrekvenčních, až po světelné kmitočty (teoreticky i vyšší). U nižších kmitočtů je pro funkci struktury limitující velikost celkové struktury. S narůstající vlnovou délkou dopadající vlny je podmínkou, aby se úměrně zvětšovaly rozměry vzorku periodického materiálu. Rovněž pro horní mezní kmitočet platí pravidla limitující jeho funkci. U vysokých kmitočtů je teoreticky limitem pouze technologická schopnost vyrábět velmi malé prvky. Díky tomuto kmitočtovému rozsahu je možné využívat periodické struktury pro velkou řadu aplikací. Proto návrh numerického modelu a jeho aplikace je limitována dostupnou technologií výroby elementu periodické struktury, např. u nano-litografie je limitující rozlišení dané technologie.

Výsledné elektromagnetické parametry periodické struktury jsou ovlivněny celou řadou podmínek [4]. Mezi podstatné patří vlastnosti použitých materiálů, dále geometrie numerického modelu a rozložení prvků a v neposlední řadě přesnost a kvalita ladění struktury na požadovaný kmitočet. To může být pro některé kmitočty problematické. Jedním z podstatných parametrů návrhu numerického modelu je tolerance při technologickém zpracování numerického modelu a to opakovatelnost základního elementu a v případě rozsáhlých celků opakovatelnost kvality výroby struktury. Protože numerický model návrhu periodické struktury má vysoký stupeň parametrizace, je návrh kvalitní periodické struktury, bez použití sofistikovaných matematických/numerických nástrojů, velmi obtížný.

2 Dosavadní vývoj

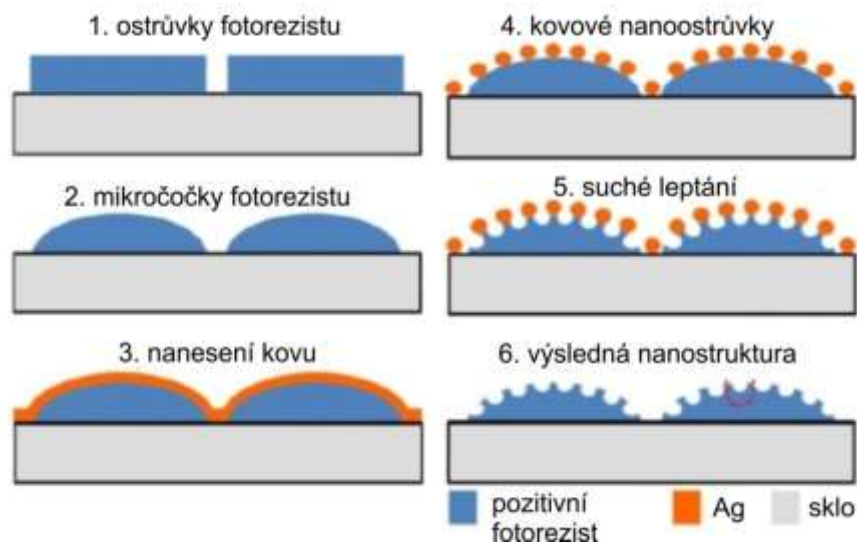
Vzhledem k výše uvedeným vlastnostem mají periodické struktury velmi širokou oblast potenciálního využití. Mohou sloužit k realizaci Veselagovy čočky, která je rovinná ale fokusuje elektromagnetické vlnění stejně jako broušená čočka. Dále je možné periodické rezonanční struktury využívat jako pásmové filtry, uložistiště dat, k realizaci vysokorychlostních fotoelektrických a fotonických zařízení. K návrhu senzorů nové generace. K realizaci antén se speciálními parametry a v neposlední řadě ke zvyšování citlivosti nukleární magnetické rezonance.

Tato práce se zabývá třemi základními oblastmi využití. První oblast práce se zabývá problematikou bezodrazových povrchů. Druhá oblast práce se zabývá vytvářením materiálu se záporným indexem lomu a třetí část práce je směřována na úpravu tvaru superponovaného magnetického pole.

2.1 Bezodrazové povrchy

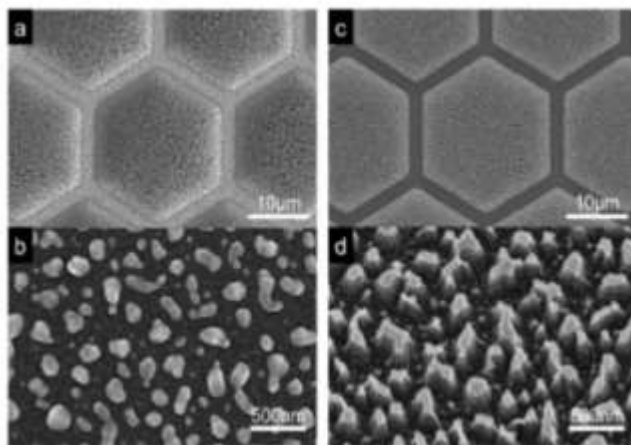
Bezodrazové povrchy jsou v současné době velmi využívané pro úpravu optických vlastností různých součástí [5] až [11]. Velmi zajímavou oblastí využití bezodrazových povrchů je úprava povrchu fotovoltaických článků. Na lesklém povrchu fotovoltaických článků dochází vlivem odrazu světla ve svém konečném důsledku k poměrně vysokým energetickým ztrátám. Při zmenšení odrazivosti povrchu (plynulého přechodu impedance okolí na impedanci povrchu fotočlánku) samozřejmě vzroste účinnost fotovoltaického článku [6], [7]. Velmi zajímavá je kombinace bezodrazového povrchu a optické čočky u fotovoltaických článků [8].

Obrázek obr. 2.1.1 zobrazuje výrobní proces polymerní bezodrazové nanostruktury. V prvním kroku jsou na kovový substrát nanášeny ostrůvky pozitivního fotorezistu (1). Poté se stabilizují pomocí zvýšení teploty na 100°C. Při zahřátí se začne zároveň fotorezist tavit a tím vznikne mikročočková struktura (2). Následuje proces nanášení na tuto strukturu vakuovým napařováním stříbra (3). Dalším krokem je vytvoření kovových nanoostrůvků pomocí tepelného žíhání (4). Dále je využito suché leptání pro vytvoření špičkové nanostruktury (5). Závěrečným krokem je odstranění kovu z výsledné nanostruktury (6).



Obr. 2.1.1 Postup při výrobě bezodrazové nanostruktury [8].

Obrázek obr. 2.1.2 zobrazuje výslednou bezodrazovou nanostrukturu. Struktura je složená z ostrůvků, které mají funkci jako optické mikročočky. Na povrchu těchto mikroček je vytvořena periodická struktura špiček. Právě tyto špičky fungují jako bezodrazová struktura. Jde v podstatě o impedanční přizpůsobení dvou materiálů s rozdílnými materiálovými parametry. Špičky způsobí plynulý přechod impedance pro dopadající elektromagnetickou vlnu z jednoho materiálu do materiálu druhého.



Obr. 2.1.2 Výsledná bezodrazová nanostruktura [8].

2.2 Záporný index lomu

Elektromagnetické pole, které vznikne v určitém místě, nezaplní celý prostor okamžitě, ale šíří se konečnou rychlostí, závisící na vlastnostech prostředí [11], [12], [13]. Pro modelování tohoto elektromagnetického pole je možné využít homogenní vlnovou rovnici [12].

$$\nabla^2 \underline{E} + \underline{k}^2 \underline{E} = 0 \quad (2.2.1)$$

Pro známé hodnoty pole na hranici modelu (hraniční podmínky) dostaneme jejím řešením hledané rozložení elektromagnetické (EMG) pole.

Vlnoplochami rovinné vlny jsou rovnoběžné roviny, na které je směr šíření EMG vlny kolmý. Pro řešení zvolíme kartézskou souřadnicovou soustavu orientovanou tak, že předpokládaný směr šíření bude shodný se směrem osy ox a vektor intenzity elektrického pole $\underline{E}$ bude rovnoběžný s osou oz . Rovina yz a roviny s ní rovnoběžné pak budou vlnoplochami.

Jedinou nenulovou složkou vektoru elektrické intenzity bude složka $\underline{E}_z$, jejíž amplituda se bude měnit pouze ve směru šíření ox . Vzhledem k předpokladu uniformity bude amplituda vlny na vlnoploše stálá a ve směrech oy a oz se nebude měnit. Vektorová rovnice (2.2.1) proto přejde v jedinou skalární diferenciální rovnici 2. řádu s konstantními koeficienty.

$$\frac{d^2 E_z}{dx^2} + \underline{k}^2 E_z = 0 \quad (2.2.2)$$

obecným řešením je

$$\underline{E} = A e^{-j k x} + B e^{j k x} \quad (2.2.3)$$

kde veličiny A je složka postupné vlny a B složka zpětné vlny.

Relace (2.2.3) vyjadřuje dvojici vln, šířících se opačnými směry (označovanou jako postupnou a zpětnou). První člen vyjadřuje primární (přímou) EMG vlnu šířící se od zdroje ve směru kladné osy ox , druhý člen pak popisuje sekundární vlnu šířící se opačným směrem, která může vzniknout například odrazem od nehomogenity v prostoru. V prostoru pak mohou existovat současně obě vlny, které se spolu skládají (interferují).

Vlnové číslo $\underline{k}$ je komplexní veličinou, které ve složkovém tvaru můžeme

vyjádřit vztahem

$$\underline{k} = k' - jk'' = \sqrt{-j\omega\mu(\gamma + j\omega\varepsilon)} \quad (2.2.4)$$

dosazením do (2.2.3) dostáváme

$$\underline{E} = \underline{E}_0 \cdot e^{-k''x} \cdot e^{-jk'x} \quad (2.2.5)$$

Člen $e^{-k''x}$ určuje změnu (pokles) amplitudy EMG vlny při šíření ve směru ox , kdy šířící se vlna ve vodivém prostředí indukuje elektrické proudy, které toto prostředí ohřívají. O energii, předanou/přeměněnou v teplo, je pak šířící se EMG vlna „snížena“. Složka vlnového čísla k'' je tzv. *měrný útlum* [m^{-1}]. Pokles amplitudy EMG vlny na dráze 1 m určuje člen $e^{-k''}$, ne však přímo měrný útlum k'' .

Člen $e^{-jk'x}$ určuje změnu (zpoždění) fáze EMG vlny na dráze ox ve směru šíření vlny. Složka vlnového čísla k' je tzv. *měrná fáze* [$rad.m^{-1}$] a udává přímo zpoždění fáze vlny na dráze 1 m ve směru šíření vlny.

Vektor intenzity magnetického pole získáme tak, že dosadíme do redukovaných Maxwellových rovnic v diferenciálním tvaru.

$$\underline{H} = \frac{rot \underline{E}}{-j\omega\mu} \quad (2.2.6)$$

z toho vyjádříme vlnovou impedanci

$$\underline{Z}_v = \frac{\underline{E}}{\underline{H}} \quad (2.2.7)$$

$$= \sqrt{\frac{j\omega\mu}{\gamma + j\omega\varepsilon}}$$

složky $\underline{H}_x$, $\underline{H}_y$ jsou rovny 0 a platí

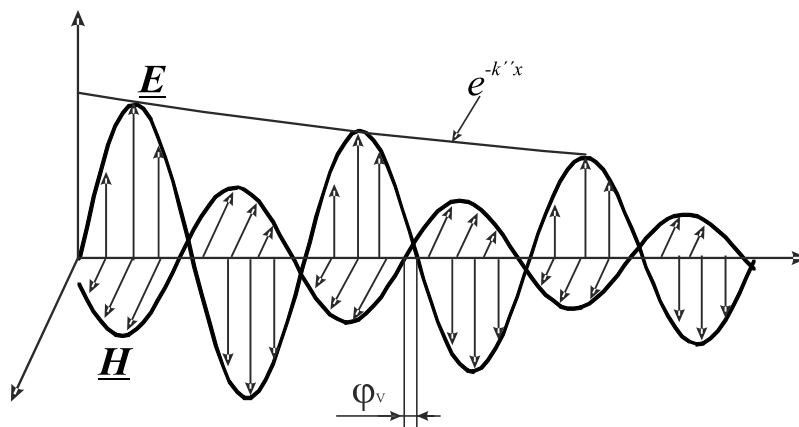
$$\underline{H} = \sqrt{\frac{\gamma + j\omega\varepsilon}{j\omega\mu}} \underline{E} \quad (2.2.8)$$

$$= \sqrt{\frac{\gamma + j\omega\varepsilon}{j\omega\mu}} \underline{E}_0 \cdot e^{-k''x} \cdot e^{-jk'x}$$

vektor intenzity magnetického pole lze také zapsat ve tvaru

$$\underline{H} = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} \underline{E}_0 \cdot e^{-k''x} \cdot e^{-j(k'x + \varphi_v)} \quad (2.2.9)$$

kde φ_v vyjadřuje fázový posun mezi vektorem $\underline{E}$ a $\underline{H}$.



Obr. 2.1: Postupná EMG vlna ve ztrátovém prostředí [12].

Fázovou rychlost v_f a délku vlny λ určuje činitel k' (rad.m^{-1})

$$v_f = \frac{\omega}{k'} \quad (2.2.10)$$

$$\lambda = \frac{2\pi}{k'} \quad (2.2.11)$$

Elektrický výkon, přenášený EMG vlnou, charakterizuje Poyntingův vektor. Jeho střední hodnota je

$$\underline{\Pi} = \underline{E} \times \underline{H}^* \quad (2.2.12)$$

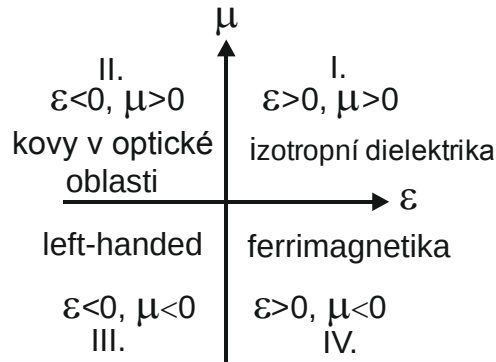
po dosazení z (2.2.7) a (2.2.9)

$$\underline{\Pi} = \underline{E} \times \sqrt{\frac{j\omega\varepsilon - \gamma}{j\omega\mu}} \underline{E} \quad (2.2.13)$$

$$= \sqrt{\frac{j\omega\varepsilon - \gamma}{j\omega\mu}} E_0^2 \cdot e^{-2k''x} \cdot e^{j\varphi_V}$$

S postupem vlny Poyntingův vektor exponenciálně klesá, neboť část kryje ztráty v prostředí. Pro $\varphi_V \neq 0$ má Poyntingův vektor imaginární část, která ukazuje, že v EMG vlně dochází k přesunu energie mezi elektrickým a magnetickým polem.

Z hlediska znamének permitivity a permeability můžeme materiály z makroskopického pohledu rozdělit do čtyř teoreticky definovaných skupin. Jednotlivé skupiny jsou uvedeny na obrázku obr. 2.2.1 [11].

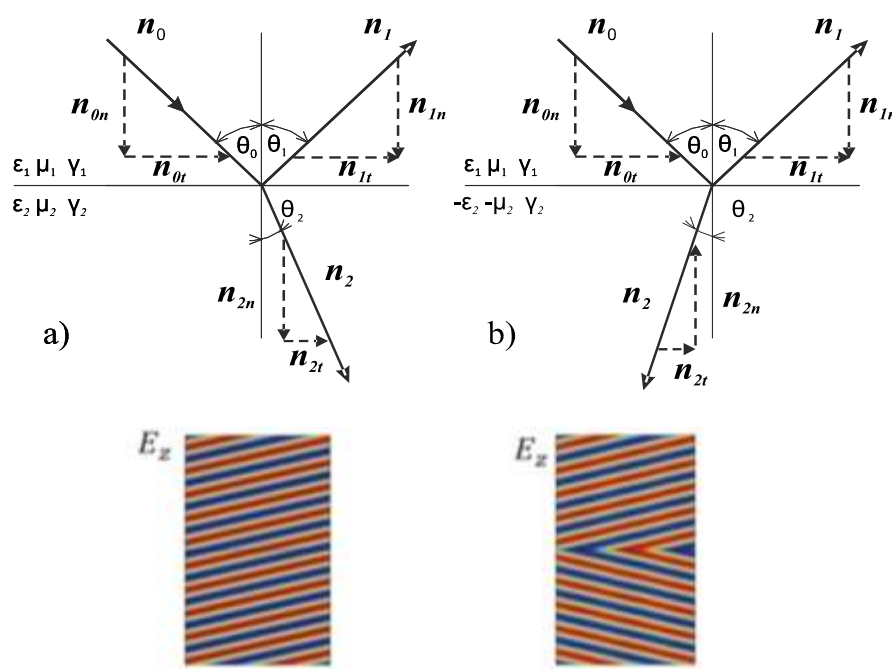


Obr. 2.2.1 Skupiny materiálů z hlediska znamének permitivity a permeability [14].

- I. Permittivita i permeabilita jsou kladné u materiálů známých jako izotropní dielektrika. EMG vlna se na rozhraní těchto materiálů chová dříve popsáním a známým způsobem podle Snellova zákona lomu a odrazu. Označují se jako takzvané *right-handed* materiály (RH).

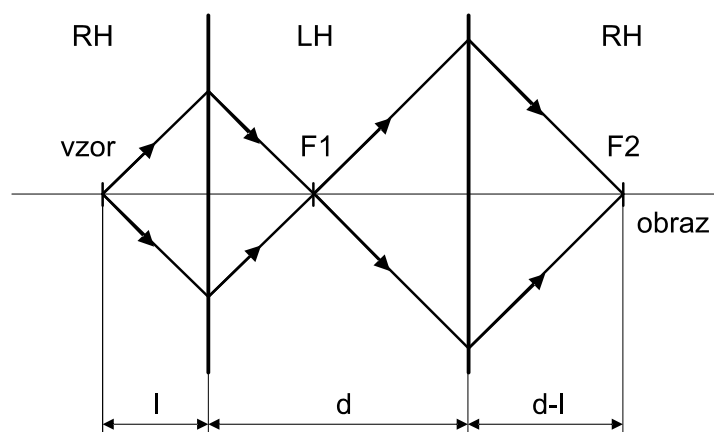
- II. Permittivita záporná, permeabilita kladná je charakteristická pro kovy a polovodiče pro elektromagnetické vlny v optické a infračervené oblasti.
- III. Permittivita záporná, permeabilita záporná je přípustná pro takzvané *left-handed* materiály (LH). Při dopadu EMG vlny z prostředí ze skupiny I do prostředí ze skupiny III. dochází k otočení fázové rychlosti elektromagnetické vlny v_f o 180° . Paprsek se podle Snellových zákonů lomí na opačnou stranu od kolmice než je tomu v prostředí ze skupiny I.
- IV. Permittivita kladná, permeabilita záporná je charakteristická pro Ferrimegnetické materiály.

Šíření energie dovolují pouze materiály ze skupiny I. a III. Materiály ze skupiny II. a IV. umožňují ve svém důsledku vzniku měrného toku výkonu pouze v imaginární oblasti [14]. To znamená, že na rozhraní těchto materiálů dochází k úplnému odrazu EMG vlny. Obrázek obr. 2.2.2 a) zobrazuje šíření EMG vlny na rozhraní prostředí s kladnými materiálovými parametry, tedy na rozhraní běžně dostupném. Obrázek obr. 2.2.2 b) zobrazuje šíření elektromagnetické vlny na rozhraní prostředí s kladnými materiálovými parametry a prostředí se zápornými materiálovými parametry. Z obrázku obr. 2.2.2 je patrný rozdíl v šíření EMG vln. Dopadající a odražené EMG vlny jsou v obou případech shodné. Prostupné EMG vlny se lomí na opačné strany od kolmice k povrchům rozhraní materiálů. Zároveň při prostupu EMG vlny z prostředí s kladnými parametry do prostředí se zápornými parametry (a naopak) dochází k otočení fázové rychlosti v_f šířící se EMG vlny.

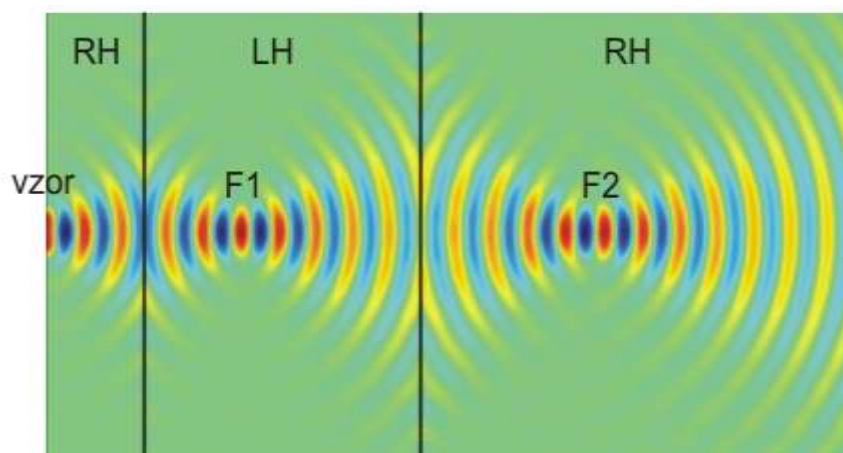


Obr. 2.2.2 Odraz a lom elektromagnetické vlny na rozhraní a) materiálů s kladnými parametry, b) materiálu s kladnými parametry a materiálu se zápornými parametry [14].

Využitím jevu lomu elektromagnetické vlny na levou stranu od kolmice je možné navrhnout numerický model a realizovat speciální elektromagnetickou čočku [14], [15]. Obrázek obr. 2.2.3 zobrazuje principiální uspořádání takovéto čočky a chování šíření elektromagnetické vlny na této struktuře. Z obrázku je patrné, že vložení struktury se zápornými parametry (LH) do struktury s kladnými parametry (RH) vzniknou vlivem lomu na opačnou stranu kolmice dvě ohniska několikanásobná změna směru šíření paprsku na rozhraní dvou EMG prostředí. V důsledku uvedených jevů dojde k omezení rozptylu elektromagnetické vlny do okolního prostředí. Jev je patrný z analýzy numerického modelu šíření rovinné vlny na obrázku obr. 2.2.4.



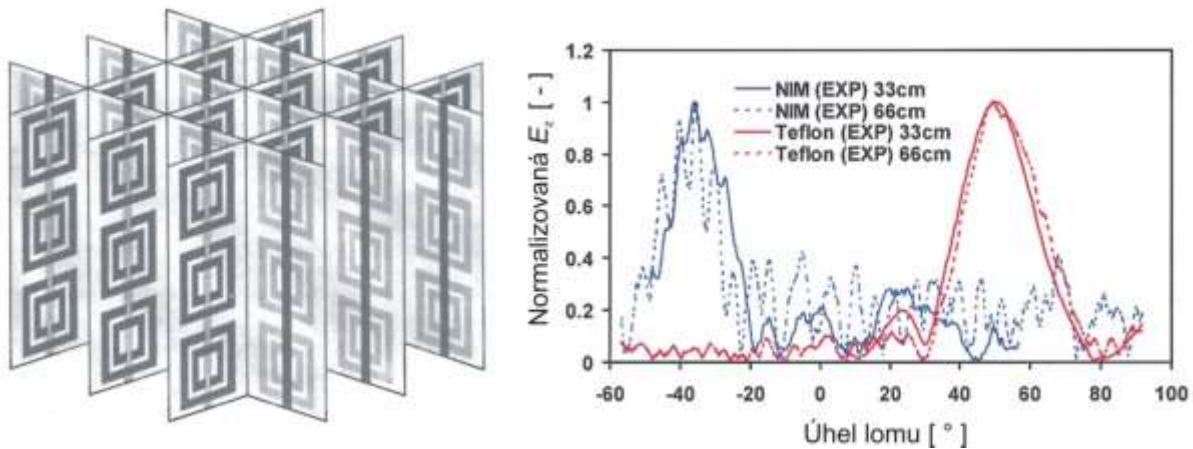
Obr. 2.2.3 Šíření paprsků u LH elektromagnetické čočky [14].



Obr. 2.2.4 Numerická analýza šíření elektromagnetické vlny (zobrazena složka E_z).

V takto nastaveném numerickém modelu se vlivem vloženého vzorku elektromagnetické čočky v oblasti přijímače zvýší detekovaný signál. Struktura se tedy chová jako rovinná elektromagnetická čočka. Podmínkou pro správnou funkci EMG čočky je zajištění její velmi nízké ztrátovosti. Předpokládaná ztrátovost je 0,5 dB. Dosažení nízké ztrátovosti je jedním z kritických parametrů návrhu struktury pro aplikaci v EMG čočce.

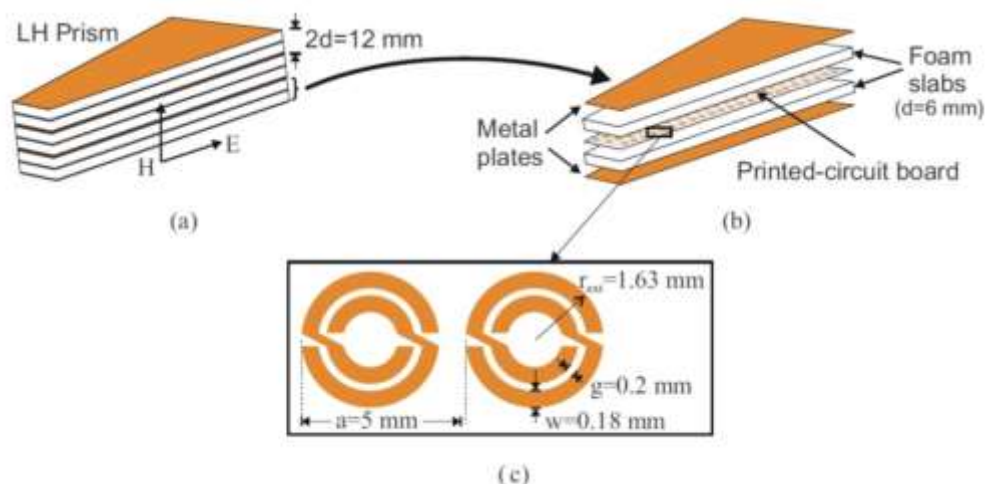
Jednu z možných realizací geometrického modelu pomocí periodické struktury materiálu se zápornými parametry zobrazuje obrázek obr. 2.2.5 a). Struktura se tvoří kombinací kovových šterbinových rezonátorů a kovových pásků [16] až [22]. Tyto prvky jsou vytvořeny na nosném substrátu tak, že z jedné strany substrátu jsou umístěny rezonátory a ze strany druhé kovové pásky. Výsledná struktura je pak vytvořena kombinací několikátá takových desek seskládaných periodicky - vedle sebe a kolmo na sebe. Při dopadu elektromagnetické vlny o definovaném kmitočtu dojde na rezonátorech k vytvoření záporné efektivní permeability μ_e a na kovových páscích dojde k vytvoření efektivní permitivity ϵ_e . Struktura tedy vykazuje záporné materiálové parametry a tím splňuje podmínky pro LH strukturu. Struktura je naladěna na kmitočet $f = 12,6$ GHz. Obrázek obr. 2.2.5 b) zobrazuje porovnání měření úhlu lomu pro teflonový klín a klín vytvořený z výše zmíněné struktury se zápornými parametry (Negative Index Material - NIM) [17]. Obrázek obr. 2.2.5 b) zobrazuje normalizovanou složku intenzity elektrického pole E_z pro vzdálenost detektoru $l_1 = 33$ cm a $l_2 = 66$ cm. Díky tomu, že je hodnota E_z normalizovaná, nelze snadno určit odstup velikosti signálů u obou struktur. Tím není jednoznačně určena, jak velké výkonové ztráty má tato materiálová struktura.



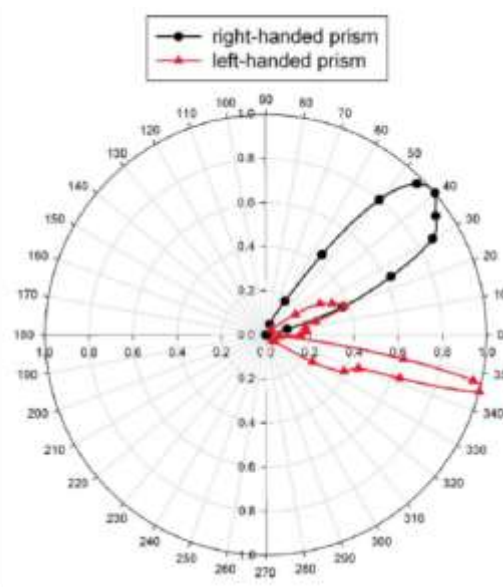
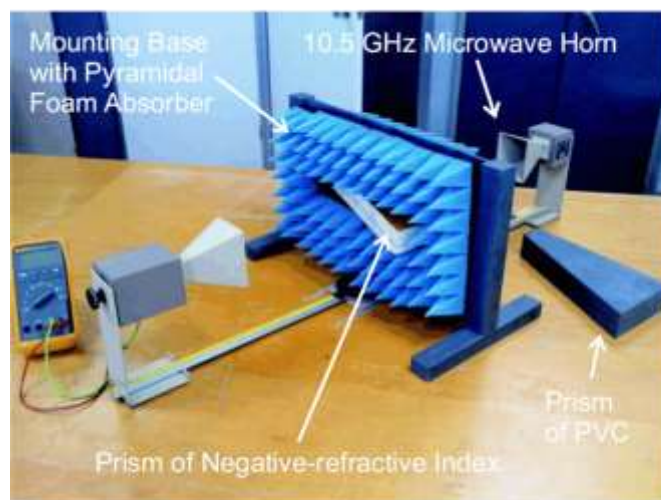
Obr. 2.2.5 a) Realizace materiálu se zápornými parametry [16]. b) Porovnání měření úhlu lomu pro teflonový klín a klín vytvořený z materiálu se zápornými parametry (NIM) [17].

Obrázek obr. 2.2.6 zobrazuje mírně odlišnou koncepci materiálu se zápornými parametry [22]. Záporná efektivní permeability μ_e je opět vytvořena pomocí kovových prstencových rezonátorů vytvořených na vysokofrekvenčním substrátu. Tvarové řešení rezonátorů je odlišné oproti předchozímu případu, ovšem rozložení intenzit magnetického a elektrického pole je téměř stejné. Nejpodstatnějším rozdílem je vytvoření záporné efektivní permitivity ϵ_e . Tentokrát jsou využity celistvé kovové desky. Výsledná struktura je pak složenina z několika kovových desek a několika substrátů, na kterých jsou vytvořena pole rezonátorů. Kovové desky a rezonátory jsou od sebe vzájemně odděleny dielektrickým materiálem. Kvůli měření indexu lomu je struktura opět tvarována do tvaru klínu. Struktura je naladěna na $f = 10,5$ GHz. Obrázek obr. 2.2.7 a) zobrazuje pracoviště pro měření úhlu lomu. Skládá se ze dvou směrových antén (vysílací a přijímací), pěnových absorberů a polohovacího zařízení na nastavování měřených úhlů. Obrázek obr. 2.2.7 b) zobrazuje porovnání měření úhlu lomu pro teflonový klín (right-handed prism) a klín vytvořený z výše zmíněné struktury se zápornými parametry (left-handed prism). Stejně jako v předchozím případě jsou bohužel naměřené hodnoty intenzity elektrického pole normalizované.

Díky opět nejde určit odstup velikosti signálů u obou struktur. Tím pádem není jasné, jak velké ztráty má tato struktura.



Obr. 2.2.6 a) Realizace materiálu se zápornými parametry [22].



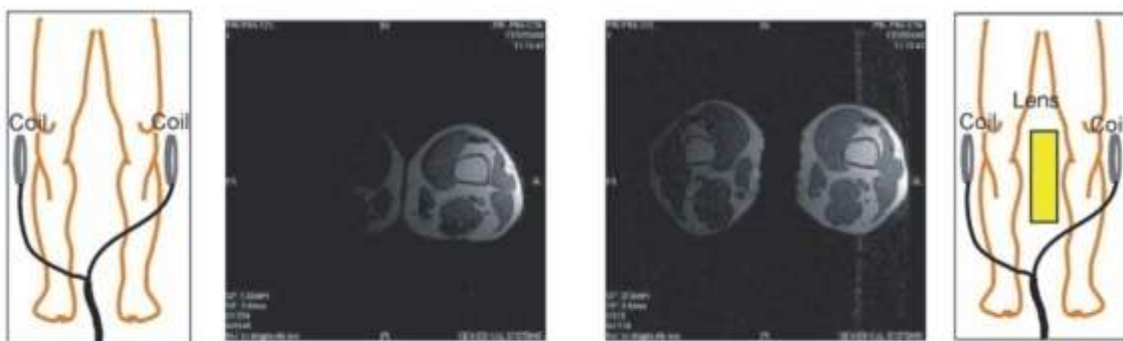
Obr. 2.2.7 a) Pracoviště pro měření indexu lomu. b) Porovnání měření úhlu lomu pro teflonový klín a klín vytvořený z materiálu se zápornými parametry [22].

2.3 Úprava tvaru magnetického pole

V této části práce se autor věnuje oblasti využití/použití periodické struktury v měřicím procesu známém jako nukleární magnetická rezonance (NMR). NMR je specifická parametry použité elektromagnetické vlny a silného statického magnetického pole, použitého k vytvoření podmínek NMR. Protože v superponovaném elektromagnetickém poli převládá magnetická složka

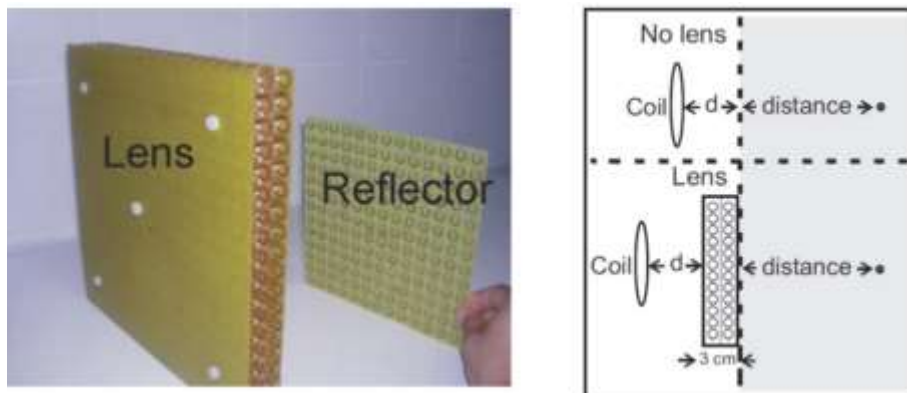
elektromagnetického pole, bude se text dále výrazně zabývat pouze magnetickou složkou EMG pole.

Ovlivněním tvaru magnetického pole se pro účely této práce rozumí změna rozložení toků a intenzit magnetického pole. Tohoto principu se využívá v NMR tomografii ke zlepšení kvality obrazu [23], [24], [25]. Na obrázku obr. 2.3.1 je ukázka již dosažených výsledků ve zlepšení obrazu pomocí pravidelné periodické struktury složené z přerušovaných prstencových rezonátorů (Single Split Rezonators SSR). Levá část obrázku obr. 2.3.1 ukazuje konfiguraci a výsledný obraz při klasické metodě NMR měření bez použití SSR struktury. Z výsledku je patrná výrazná ztráta kontrastu způsobená poklesem intenzity magnetického pole NMR systému. Pravá část obrázku obr. 2.3.1 zobrazuje konfiguraci a výsledný obraz při použití SSR struktury. Z výsledku je patrné výrazné zlepšení kontrastu obrazu při umístění SSR struktury mezi vysílací a přijímací cívku NMR měřicího systému. Vzhledem k zamýšlené a realizované schopnosti zlepšit kontrast obrazu, může se hovořit o této konfiguraci periodické struktury jako o magnetoinduktivní (MI) čočce.



Obr. 2.3.1 Vliv SSR struktury na kontrast NMR obrazu [23].

Na obrázku obr. 2.3.2 a) je zobrazena struktura MI čočky (lens) a odrazný povrch (reflector) [23]. MI čočka je navržena a realizována jako trojrozměrná periodická struktura SSR. Tyto rezonátory jsou opatřeny kapacitními prvky - kondenzátory, aby bylo dosaženo naladění na pracovní kmitočet. Odrazný povrch je realizován obdobně, ale pouze ve dvou rozměrech. Na obrázku obr. 2.1.2 b) je ukázána představa pro aplikaci periodické struktury jako magnetoinduktivní čočky [23]. Úpravou směru měrného magnetického toku $\mathbf{B}$ je možné dosáhnout jeho nižšího rozptylu a tím snížit gradient složky měrného magnetického toku. Po vložení MI čočky mezi vysílací cívku a měřený objekt, dochází k nárůstu měrného magnetického toku $\mathbf{B}$. Nastává zde situace s efektem, jako by se měřený objekt přiblížil k vysílací cílce.



Obr. 2.3.2 a) Realizace MI čočky, b) základní princip MI čočky [23].

3 Cíle dizertace

Cílem disertace je sestavit numerický model a teoreticky popsat:

1. Element periodické struktury ve vazbě na periodickou strukturu.
2. Důsledně analyzovat a zkoumat změnu magnetického pole v periodické struktuře.
3. Zkoumat a popsat jev záporného indexu lomu v návaznosti na energetickou bilanci struktury v elektromagnetickém poli.
4. Navrhnout a teoreticky popsat bezodrazové povrchy pro dopad EMG vlny pomocí periodických struktur.

Na základě teoretického rozboru vytvořit numerické modely. Analyzované výsledky jak z analyticky řešených matematických modelů a jejich výsledků analýz tak numerických modelů a ověřit na známých geometrických modelech struktur experimentálním měřením. Provést pomocí numerických modelů optimalizaci struktur pro dosažení požadovaných vlastností. Na závěr opět provést experimentální ověření optimalizovaných struktur.

Bezodrazové povrchy:

Cílem je teoreticky popsat vlastnosti elektromagnetických vln na nanostrukturálních bezodrazových površích pro aplikaci EMG vlny v optickém spektru. Definovat míru odrazu dopadající EMG vlny v závislosti na rozměrových parametrech struktury. Pomocí numerického modelu zkoumat a popsat teoretické vlastnosti struktury s cílem nalezení minimálního odrazu. Navrhnout strukturu kombinující bezodrazové a fokusační vlastnosti.

Záporný index lomu:

Cílem je navrhnout numerický model popisující kompozitní strukturu, která vykazuje záporné efektivní materiálové parametry. Zkoumat pomocí numerického modelu chování elektromagnetické vlny na kompozitní struktuře. Ověřit možnost realizace záporného indexu lomu dopadající EMG vlny na rozhraní materiálu s kladnými a zápornými materiálovými parametry.

Úprava tvaru magnetického pole:

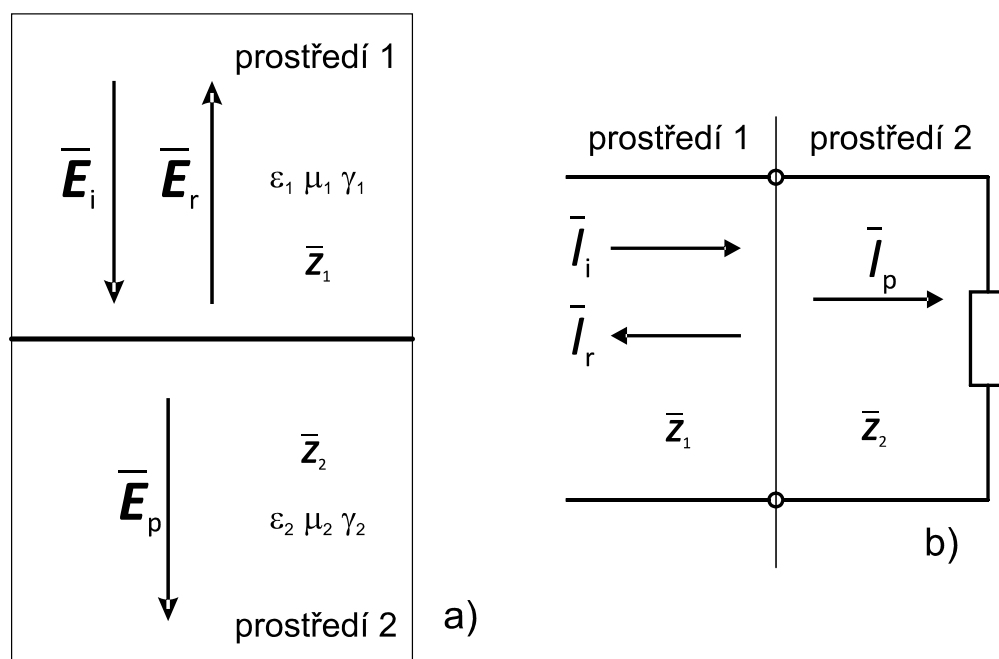
Cílem je teoreticky navrhnout a sestavit matematický model funkčního vzorku magnetoinduktivní čočky pro NMR systém. Pro sestavení experimentálního vzorku periodické struktury je nutné ověřit laboratorním měřením správnost teoreticky navrženého numerického modelu za stanovených předpokladů. Zabývat se podstatným problémem velmi přesného kmitočtového naladění všech prvků v navržené struktuře. Dále je nutné vyřešit popis a

funkci magnetické vodivosti (susceptibility) standardně používaných materiálů. V neposledním bodě je nutné popsat a experimentálně ověřit optimální technologický proces pro výrobu periodických struktur. Jako jeden ze zásadních parametrů se ukazuje v procesu technologii výroby zachování maximální míry opakovatelnosti a přesnosti kmitočtového naladění periodických elementů a celkové struktury.

4 Bezodrazové povrchy

4.1 Motivace, základní teorie

V současnosti se ukazuje jako velmi zajímavé využití bezodrazových povrchů pro zvýšení účinnosti fotovoltaických článků. Při dopadu elektromagnetické vlny na rozhraní dvou rozdílných EMG prostředí s různými impedancemi Z_1 , Z_2 , dochází k odrazu části elektrického měrného výkonu elektromagnetické vlny zpět do prostředí 1, ze kterého se vlna šíří a zbylý elektrický měrný výkon se šíří dále do druhého prostředí [12]. Tato vlastnost je ilustrována na obrázku obr. 4.1.1 a). Obrázek obr. 4.1.1 b) zobrazuje náhradní obvod, pomocí něhož lze rovněž popsat vlastnosti EMG vlny na rozhraní dvou EMG prostředí.

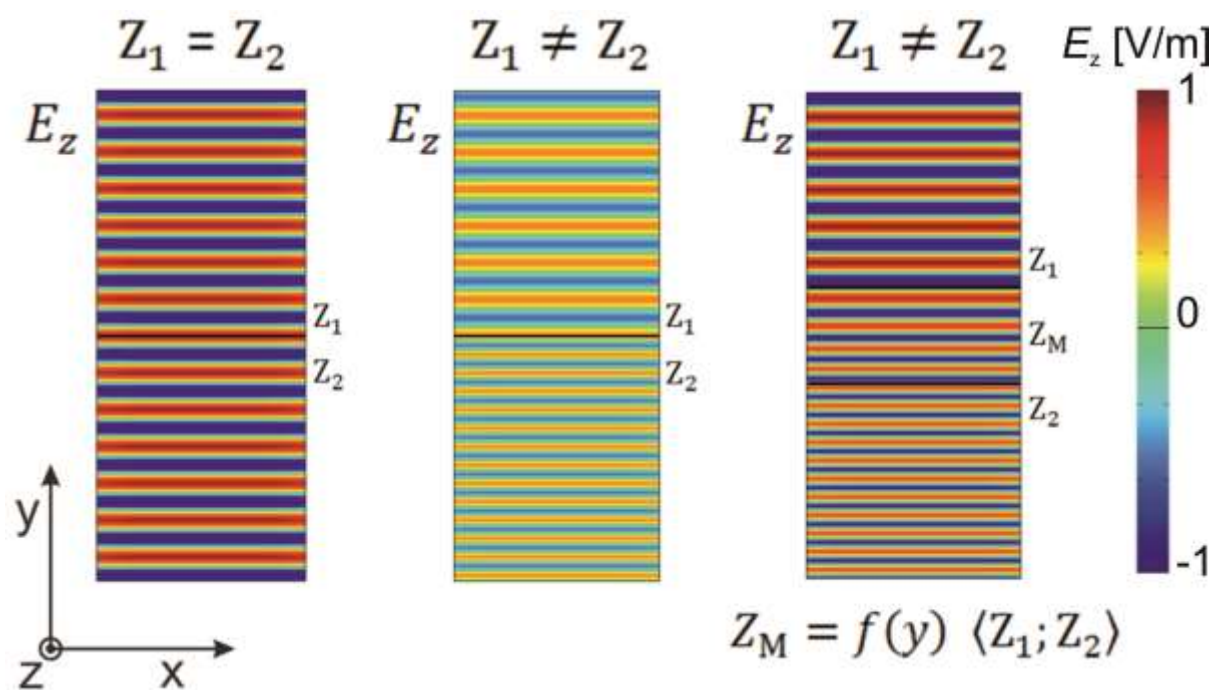


Obr. 4.1.1 a) Vlastnosti elektromagnetické vlny na rozhraní dvou prostředí s rozdílnými impedancemi, b) náhradní obvod popisující chování elektromagnetické vlny na rozhraní dvou prostředí s rozdílnými impedancemi.

Obrázek obr. 4.1.2 zobrazuje výsledky numerické analýzy vlastností elektromagnetické vlny na rozhraní dvou EMG prostředí s rozdílnými impedancemi $Z_{1,2}$. První zleva v obr. 4.1.2 je rozhraní, ve kterém mají obě prostředí shodné impedance Z . Průchodem EMG vlny oběma prostředími na rozhraní nevzniká žádný odraz a do druhého prostředí prochází veškerý měrný elektrický výkon z prostředí prvního. Na prostředním obrázku má spodní prostředí (s indexem 2) vyšší impedanci Z_2 než horní, Z_1 . Z obrázku je zřejmé, že vlivem odrazu EMG vlny na rozhraní 1 a 2 do druhého rozhraní prostupuje mnohem menší hodnota měrného výkonu. V prvním prostředí

pak je rozdíl dopadající a prostupné EMG vlny. Na situaci vpravo pak jsou prostředí opět s rozdílnými impedancemi Z_1 , Z_2 , mezi rozhraní je však zařazena přizpůsobovací impedance Z_M . Přizpůsobovací impedance je definována jako funkce osy y v intervalu, který tvoří mezní hodnoty impedance obou prostředí. Přizpůsobovací impedance Z_M se tedy lineárně mění z hodnoty Z_1 do hodnoty Z_2 . Díky této přizpůsobovací impedanci pak nevzniká na rozhraní žádný odraz a veškerý měrný výkon elektromagnetické vlny tedy prochází z prvního do druhého prostředí.

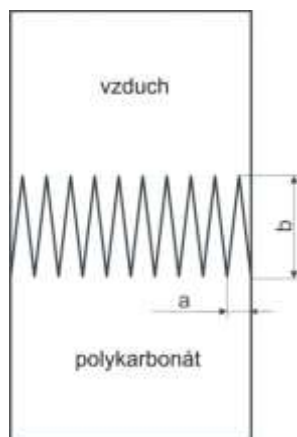
Ideální bezodrazová struktura jde tedy zkonstruovat pomocí prostředí s postupnou změnou impedance Z_M . Impedance s postupnou změnou impedance jde zkonstruovat pomocí struktury špiček, jejichž rozměry budou v určitém poměru k vlnovým délkám elektromagnetické vlny.



Obr. 4.1.2 Numerická analýza chování elektromagnetické vlny na rozhraní dvou prostředí s různými impedancemi.

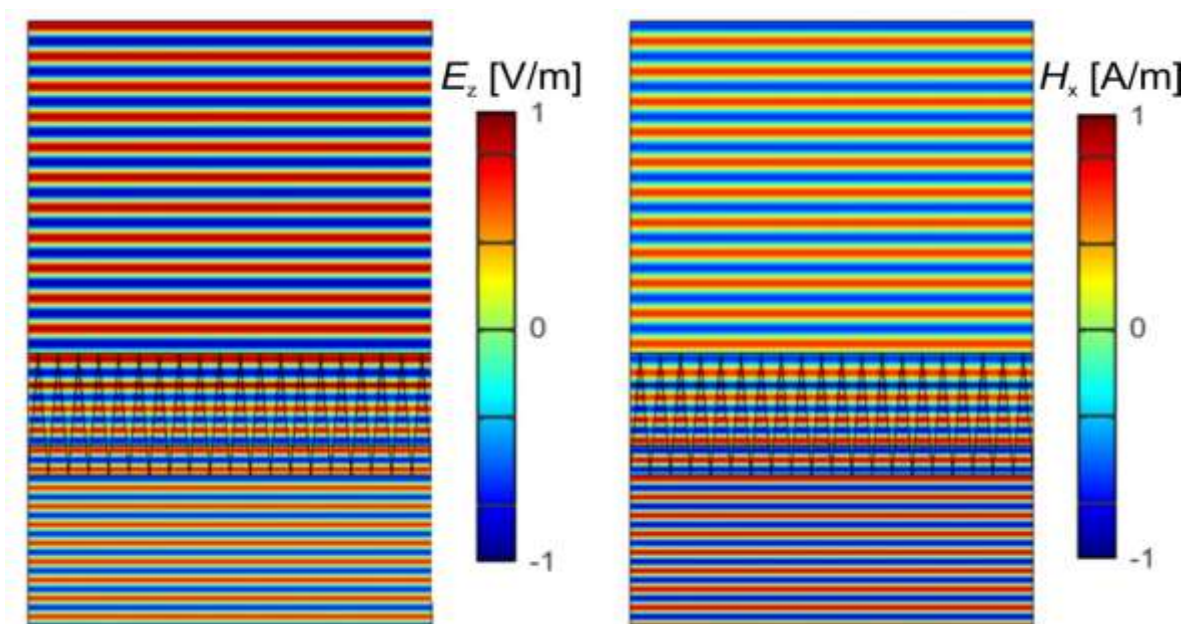
4.2 Numerická analýza bezodrazového povrchu

Jak bylo zmíněno v předchozím textu, bezodrazový povrch lze sestavit pomocí periodické struktury špiček o definovaných velikostech. Obrázek obr. 4.2.1 zobrazuje základní koncept bezodrazové struktury. Periodická struktura špiček je vyrobena z polykarbonátu s relativní permitivitou $\epsilon_r = 2,8$.



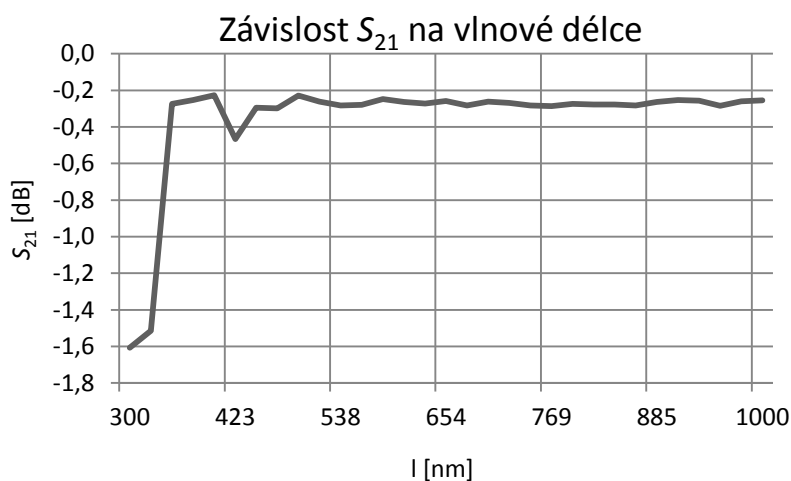
Obr. 4.2.1 Základní koncept bezodrazové struktury.

Výsledek numerické analýzy je zobrazen na obrázku obr. 4.2.2. Numerická analýza byla provedena pro model s periodickou strukturou dvaceti špiček. Délka podstavy jedné špičky je $a = 400$ nm, výška jedné špičky je $b = 4000$ nm. Dopadající EMG vlna má rovinný charakter a vlnová délka je $\lambda = 1000$ nm. Celkový výkon elektromagnetické vlny je $P = 1$ W.



Obr. 4.2.2 Vlastnosti elektrické a magnetické složky rovinné elektromagnetické vlny na základní hřebenové struktuře.

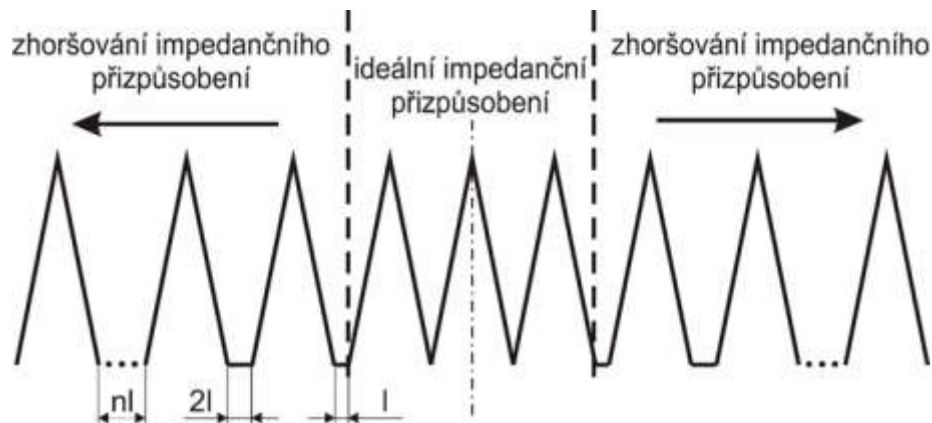
Obrázek obr. 4.2.2 zobrazuje vlastnosti elektrické a magnetické intenzity elektromagnetické vlny na modelu základní špičkové struktury. Obrázek obr. 4.2.3 zobrazuje závislost parametru S_{21} na vlnové délce λ pro základní hřebenovou strukturu. Z průběhu parametru S_{21} je patrné, že tato pracuje jako impedanční přizpůsobení a při daných rozměrech je využitelná v celém optickém spektru EMG vlny.



Obr. 4.2.3 Závislost parametru S_{21} na vlnové délce pro základní model hřebenové struktury.

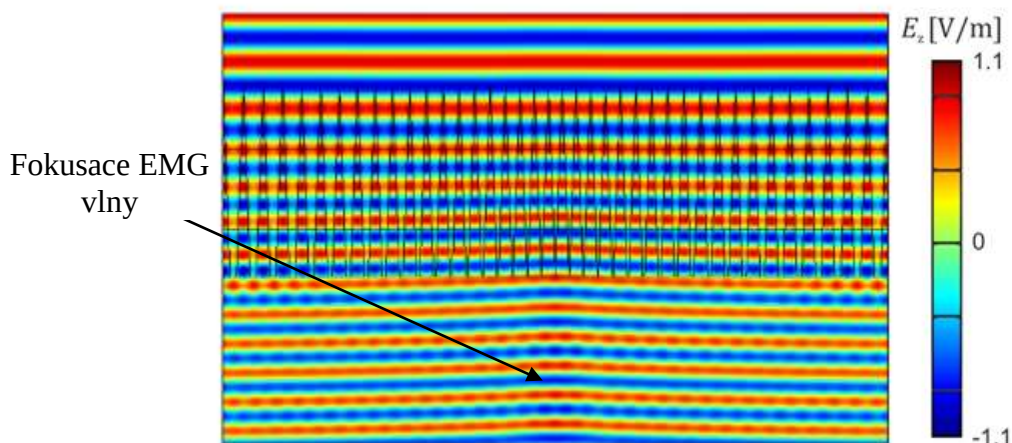
4.3 Využití bezodrazového povrchu jako elektromagnetické čočky

V úvodu bylo uvedeno, že rovinný bezodrazový povrch je možné modifikovat zavedením zakřivení a vytvořit tak mikročočku, která bude EMG vlnu fokusovat do požadované oblasti. Pro vytvoření podobného efektu byla pomocí numerické analýzy navržena úprava hřebenové struktury na principu postupné změny impedance ve směru kolmém na šíření EMG vlny. Uspořádání modifikované hřebenové struktury zobrazuje obrázek obr. 4.3.1.



Obr. 4.3.1 Princip úpravy bezodrazového povrchu pro fokusaci EMG vlny.

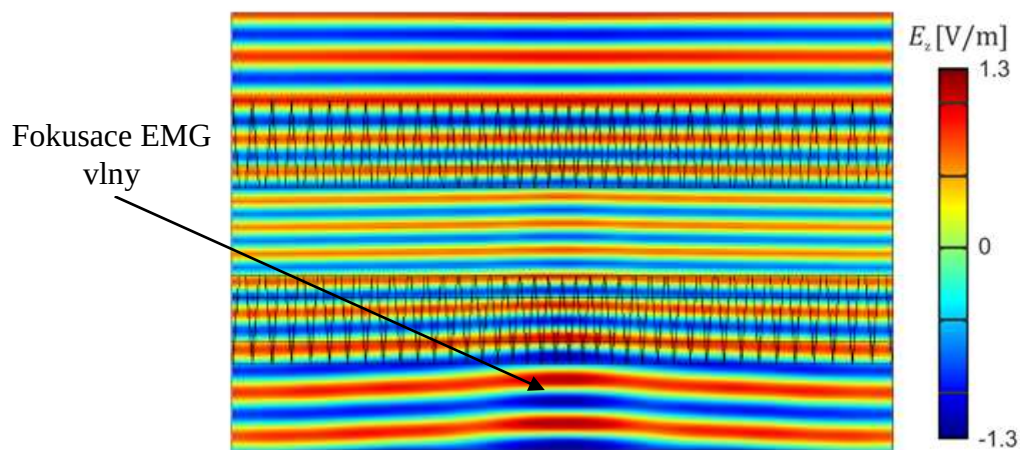
Struktura je osově souměrná a je vytvořena tím způsobem, že v ose struktury jsou jednotlivé špičky umístěny těsně vedle sebe. Střed struktury tedy tvoří oblast s ideálním impedančním přizpůsobením. Mezi každou další špičku je vřazena mezera s definovanou velikostí, která postupně roste s každou další špičkou. Rozšiřováním mezer je dosaženo postupného zhoršování impedančního přizpůsobení. EMG vlna má tendenci šířit se do oblastí s nejlepším impedančním přizpůsobením, v tomto případě do oblasti co nejbližší středu struktury.



Obr. 4.3.2 Fokusace EMG pomocí hřebenové struktury.

Rozložení elektrické složky EMG zobrazuje obrázek obr. 4.3.2. Vlivem fokusace struktury dochází ke zvýšení elektrické intenzity přibližně o 10 %.

Pro výraznější fokusaci EMG vlny byla navržena dvojité špičková struktura, která je osově souměrná jak podle vodorovné osy, tak podle svislé osy. Rozložení elektrické složky EMG vlny dvojité špičkové struktury zobrazuje obrázek obr. 4.3.2. Vlivem fokusace struktury dochází ke zvýšení elektrické intenzity přibližně o 30 %.

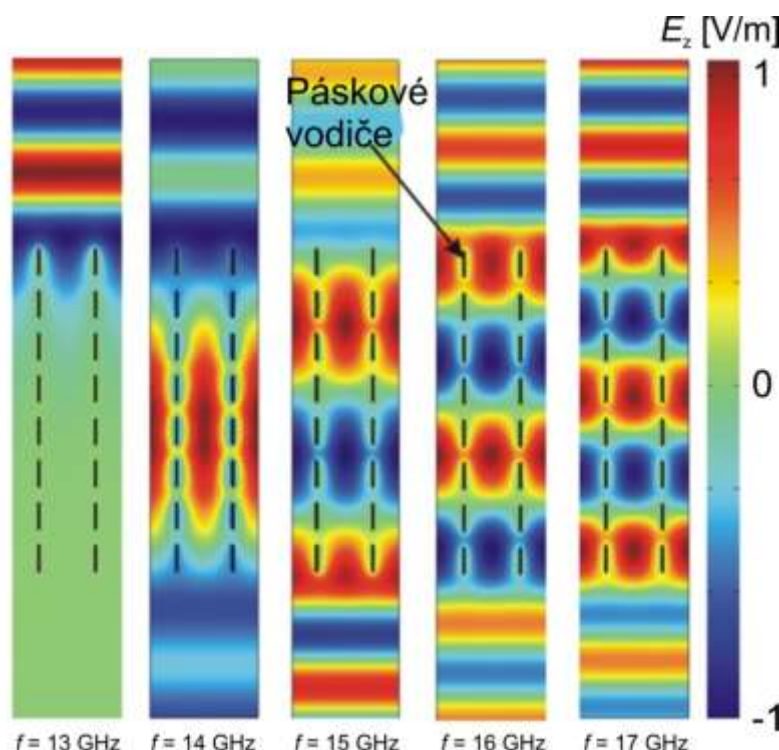


4.3.3 Fokusace EMG vlny pomocí dvojité hřebenové struktury.

5 Záporný index lomu

5.1 Motivace, základní teorie

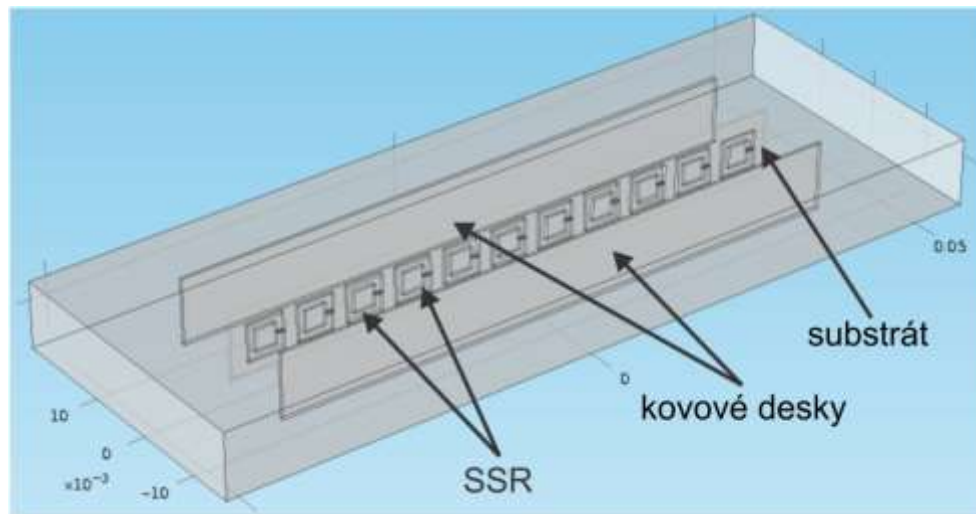
Jednou z nejzajímavějších aplikací materiálů se záporným indexem lomu (LH) je vytvoření dokonale rovinné EMG čočky. K vytvoření takového materiálu je nutné nastavit u modelu s periodickou strukturou zápornou efektivní permitivitu ϵ a zápornou efektivní permeabilitu μ . Záporná efektivní permitivita lze například vytvořit pomocí drátové struktury [1], [2]. Další možností je použití rovnoběžných páskových vodičů [13]. Na obrázku obr. 5.1.1 je zobrazena numerická analýza vlastností a parametrů elektromagnetické vlny na modelu s periodickou strukturou. Model s páskovými vodiči vzájemně vzdálených o 1 mm je umístěn ve vzduchu. Na tuto strukturu dopadá rovinná elektromagnetická vlna. Z obrázku je patrné, že při snižování kmitočtu roste rychlost EMG vlny. Periodická struktura se může popsat s vlastnostmi a to takovými, při kterých efektivní permitivita klesá pod hodnotu jedna. Pro kmitočet $f = 13$ GHz nedochází už k šíření EMG vlny do vnitřní části modelu struktury. Na tomto kmitočtu tedy dosáhla efektivní permitivita hodnoty nula. Při dalším snižování kmitočtu bude efektivní permitivita dále klesat až do záporných hodnot. Zápornou efektivní permeabilitu je možné sestavit pomocí SSR.



Obr. 5.1.1 Vlastnosti a šíření elektromagnetické vlny v modelu periodické struktury páskových vodičů pro různé kmitočty [13].

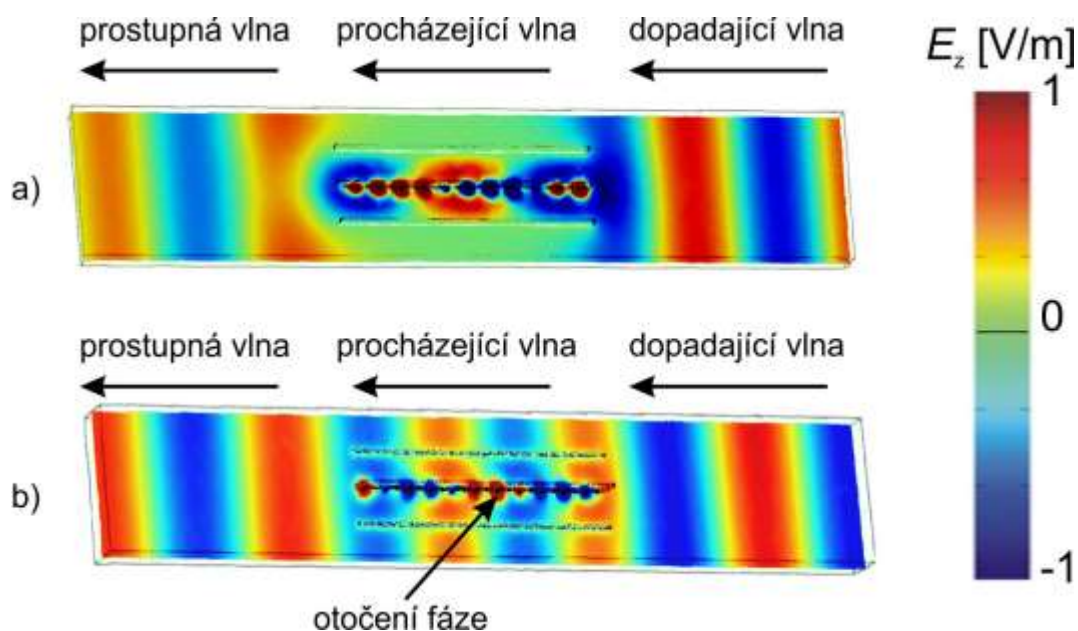
5.2 Numerická analýza struktury se zápornými materiálovými parametry

Obrázek obr. 5.2.1 zobrazuje geometrii numerického modelu struktury se zápornými efektivními materiálovými parametry, koncept podle [22]. Záporná efektivní permeabilita je vytvořena pomocí modifikovaných SSR. Geometrie SSR je upravena na čtvercový tvar, kvůli optimalizaci sítě konečných prvků. Záporná efektivní permitivita je tvořena pomocí kovových desek v definované vzdálenosti od sebe. Rezonanční kmitočet rezonátorů je zhruba $f_r \cong 5,4$ GHz. Kmitočet dopadající elektromagnetické vlny je $f = 5,5$ GHz. Struktura je umístěna ve vzduchu a je ozařována monochromatickou rovinnou vlnou.



Obr. 5.2.1 Numerický model struktury se zápornými efektivními materiálovými parametry.

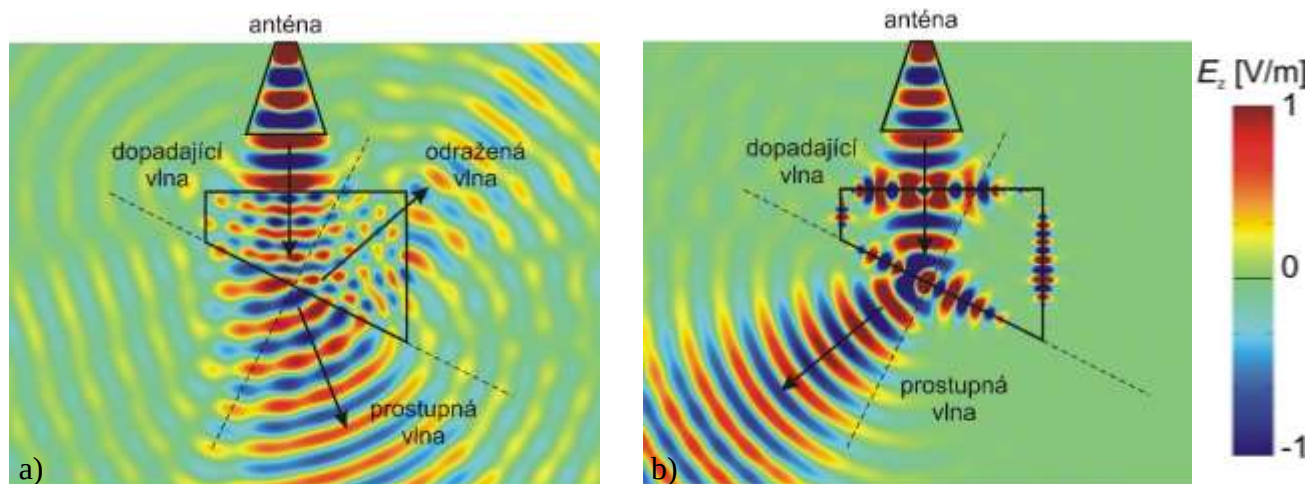
Obrázek obr. 5.2.2 zobrazuje výsledek numerické analýzy modelu. Obrázek obr. 5.2.2 a) zobrazuje chování EMG vlny dopadající na samostatnou strukturu. Obrázek obr. 5.2.2 b) zobrazuje chování EMG vlny dopadající na periodickou strukturu (struktura má nekonečnou periodicitu v kladném i záporném směru svislé osy). Z obrázku obr. 5.2.2 vyplývá, že u obou případů je chování vlny téměř shodné. Dopadající EMG vlna dopadá na strukturu, prochází skrz a vystupuje jako prostupná vlna. Z obrázku je evidentní, že v tomto případě nedochází k otočení fázové rychlosti v_f . K otočení fáze dochází pouze u magnetického pole v bezprostřední blízkosti rezonátorů. Celková EMG vlna má ovšem fázi stále stejně orientovanou.



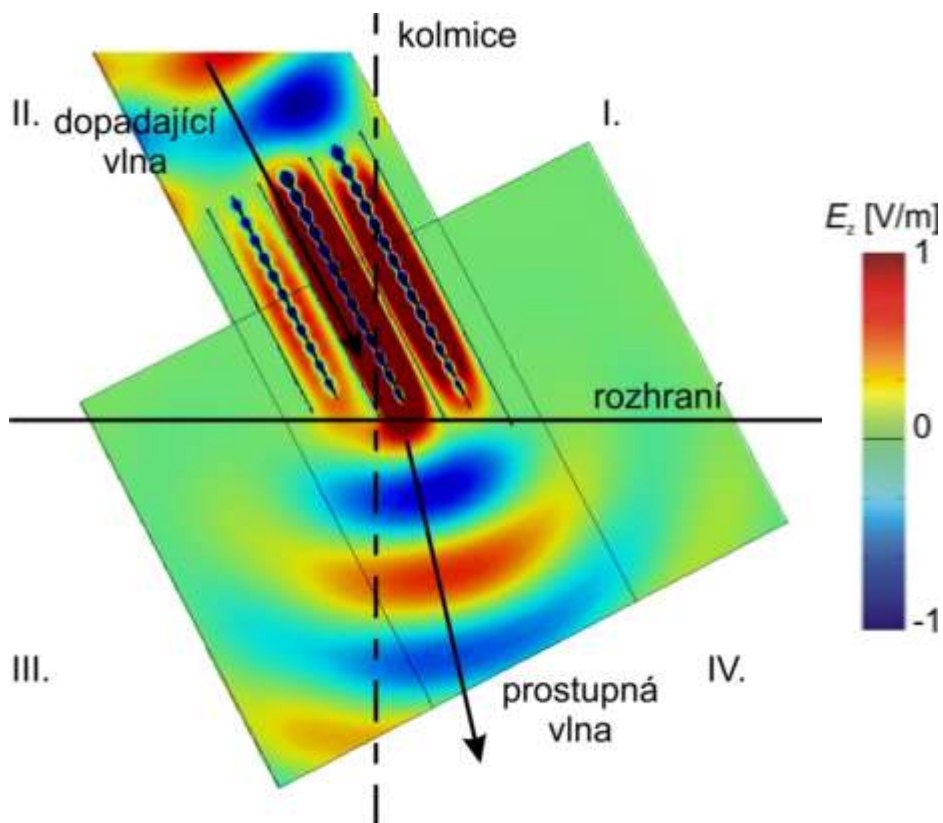
Obr. 5.2.2 Výsledky numerické analýzy struktury se zápornými materiálovými parametry pro rovinnou EMG vlnu dopadající na rozhraní pod úhlem 0° : a) pro EMG vlnu dopadající na samostatnou strukturu, b) pro EMG vlnu dopadající na periodickou strukturu.

Pro zjištění chování EMG vlny dopadající na rozhraní materiálů, pod definovaným úhlem, byl sestaven numerický model popisující průchod EMG vlny klínovou strukturou. Klínová struktura je umístěna ve vzduchu. Numerická analýza byla provedena pro dva případy. V prvním případě měla klínová struktura kladné materiálové parametry, ve druhém záporné. Výsledky analýzy zobrazuje obrázek obr. 5.2.3. V výsledku je patrné, že pro materiál s kladnými parametry (a) dochází k lomu EMG vlny napravo od kolmice, pro materiál s kladnými parametry (b) dochází k lomu EMG vlny nalevo od kolmice. Záporné materiálové parametry byly klínové struktury byly přímo zadány do řešených diferenciálních rovnic.

Obrázek obr. 5.2.4 zobrazuje výsledek numerické analýzy modelu klínové struktury navržené pomocí kombinace přerušovaných prstencových rezonátorů a elektricky vodivých desek. Struktura je naladěna na kmitočet, kde vykazuje zápornou efektivní permitivitu a permeabilitu a splňuje tak uvažované podmínky pro záporným indexem lomu. Struktura je opět upravena do tvaru klínu, aby mohl být pomocí numerické analýzy proveden výpočet úhlu lomu prostupné vlny. Z obrázku obr. 5.2.4 je patrné, že prostupná vlna se lomí do kvadrantu IV. na pravou stranu od kolmice. To odpovídá úhlu lomu pro materiály s kladnými materiálovými parametry. Pro materiály se záporným indexem lomu se předpokládá lom do kvadrantu číslo III na levou stranu od kolmice. Výsledek numerické analýzy opět nepotvrdil současné předpoklady o šíření prostupné vlny nalevo od kolmice.



Obr. 5.2.3 Výsledky numerické analýzy šíření EMG vlny a) strukturou s kladnými materiálovými parametry, b) strukturou se zápornými materiálovými parametry.



Obr. 5.2.4 Výsledky numerické analýzy klínové struktury se zápornými materiálovými parametry pro rovinnou EMG vlnu dopadající na rozhraní pod úhlem větším než 0° :

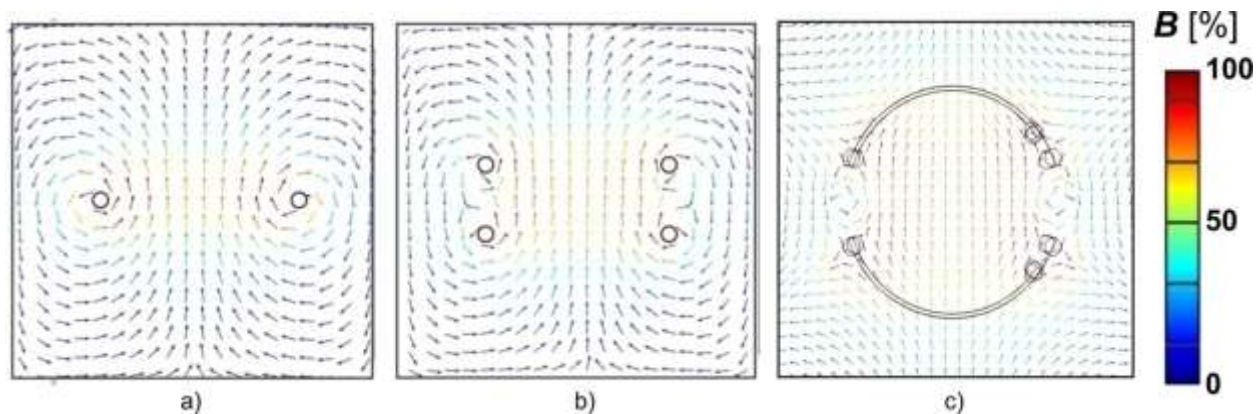
6 Úprava tvaru magnetického pole

6.1 Motivace

Tvar elektromagnetického pole je možné ovlivňovat pomocí speciálně konstruovaných nemagnetických materiálů. Tvar elektrického a magnetického pole je konkrétně možné měnit pomocí efektivních hodnot permitivity ϵ a permeability μ . Materiál na úpravu tvaru magnetického pole (magnetoinduktivní čočka) lze realizovat jako periodickou strukturu SSR. Hlavním problémem je nastavit přesně pracovní kmitočet všech rezonátorů. Požadavkem na takovou strukturu je, aby byla velikost SSR mnohem menší, než je vlnová délka pracovního kmitočtu [26].

V NMR systému jsou vysokofrekvenční cívky, které tvoří měrný magnetický tok B_1 . Vytvořený magnetický tok otáčí magnetizaci v pulzních sekvencích. Vysokofrekvenční cívky slouží zároveň jako detektory měrného magnetického toku, který je vytvořen precesním pohybem částic. Měrný magnetický tok B_1 musí být kolmý k měrnému magnetickému toku B_0 , který je v NMR systému vytvořen supravodivým magnetem. Dalším požadavkem je, že měrný magnetický tok B_1 musí být homogenní v celém objemu měřeného vzorku. Pokud tato podmínka není dodržena, dochází k nežádoucí deformaci výsledného obrazu [26], [27].

Obrázek obr. 6.1.1 zobrazuje normalizovanou hodnotu měrného magnetického toku B tří základních typů vysokofrekvenčních cívek: a) plošná jedno-závitová cívka, b) plošná dvou-závitová cívka, c) drátová sedlová cívka. Magnetické pole cívek je zobrazeno v řezu kolmém na jejich základní rovinu.



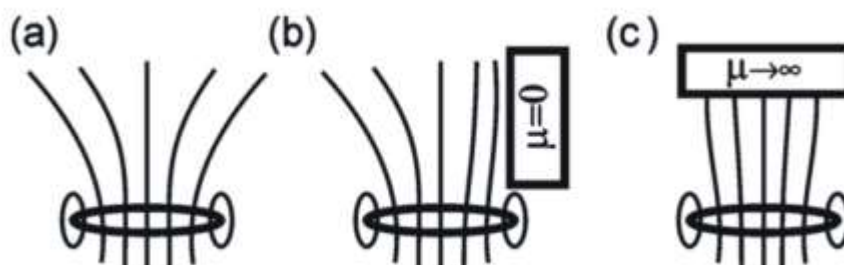
Obr. 6.1.1 Normalizovaná hodnota měrného magnetického toku B pro: a) plošná jedno-závitová cívka, b) plošná dvou-závitová cívka, c) drátová sedlová cívka [26].

Z obrázku obr. 6.1.1 je patrné, že jedno-závitová rovinná cívka tvoří homogenní měrný magnetický tok B pouze ve své blízkosti. S rostoucí vzdáleností od cívky pole velmi rychle ztrácí na intenzitě a samozřejmě se mění směr pole, jak se díky vírovému charakteru rozptyluje do prostoru. Mnohem lepší homogenitu měrného magnetického toku B vykazuje dvou-závitová rovinná cívka. Ale tato homogenita je pouze mezi závitů. V okolí cívky je situace podobná, jako

u předchozího případu. Obdobná situace je pro drátovou sedlovou cívku. Z hlediska homogenity měrného magnetického toku je tedy nejméně výhodná jedno-závitová rovinná cívka. Tato cívka má ale velmi velkou výhodu co se tvaru týče. Do sedlové a dvou-závitové cívky je nutno měřený objekt zasunout, což velmi často kvůli rozměrům objektu nemusí být možné. Jedno-závitovou cívku stačí k měřenému objektu přiložit. Další výhodou je, že při snížení činného odporu cívky dojde ke zlepšení poměru signálu k šumu. Pokud budou výše zmíněné cívky vyrobeny z materiálu se shodnými parametry, bude mít jedno-závitová cívka nejmenší činný odpor. Právě v těchto případech je tedy výhodné využít jedno-závitovou rovinnou cívku a strukturu na úpravu magnetického pole.

6.2 Úvod do tvarování magnetického pole

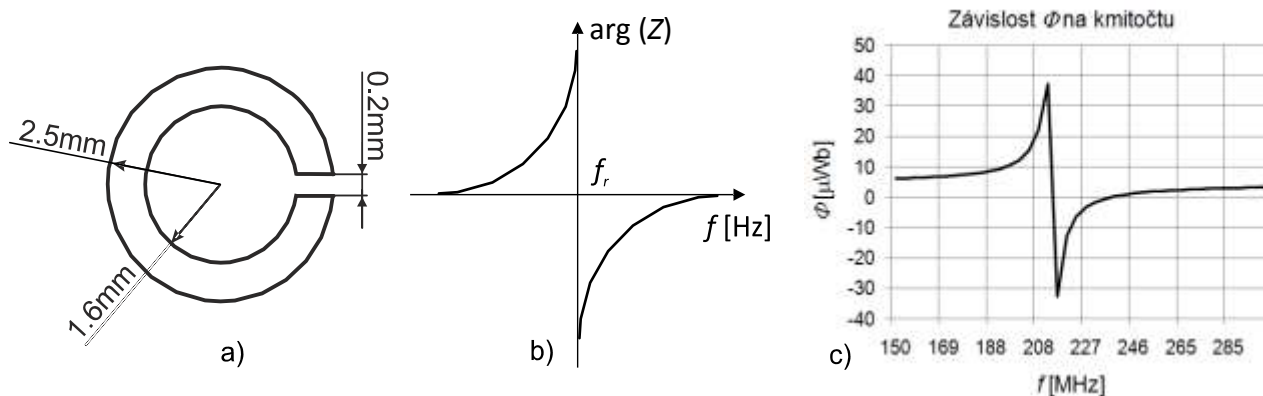
Teorie úpravy, změn tvaru a směrů magnetického pole je popsána v práci [25] a [28]. Obrázek obr. 6.2.1 zobrazuje tvar magnetického pole pro různé konfigurace cívek. V případě obr. 6.2.1 a) jde o zobrazení toků samostatné cívky. V případě obr. 6.2.1 b) jde o změnu a vychýlení toku magnetického pole cívek, jejichž efektivní permeabilita μ_{eff} se blíží k nule. V případě zobrazeném na obr. 6.2.1 c) jde o pole cívek, jejichž efektivní permeabilita μ_{eff} se blíží nekonečnu.



Obr. 6.2.1 Tvar měrného magnetického toku $\mathbf{B}$: a) jde o klasická samostatná cívka, b) pole cívek, jejichž efektivní permeabilita μ_r je rovná nule, c) pole cívek, jejichž efektivní permeabilita μ_r se blíží nekonečnu [28].

Z obrázku obr. 6.2.1 je patrné, že pro poslední případ obr. 6.2.1 (c) má pole nejmenší rozptyl do prostoru, tím pádem má nejlepší homogenitu. Obdobné magnetické vlastnosti jako cívky mají výše zmíněné SSR.

Na obrázku obr. 6.2.2 a) jsou rozměry jednoho SSR rezonátoru vyrobeného na substrátu FR4. Na obrázku obr. 6.2.2 b) je závislost imaginární složky impedance $\arg(Z)$ na kmitočtu pro SSR rezonátor. Z průběhu impedance je patrné skokové otočení fáze v místě rezonančního kmitočtu. Na obrázku obr. 6.2.2 c) je závislost magnetického indukčního toku Φ na kmitočtu pro SSR rezonátor.

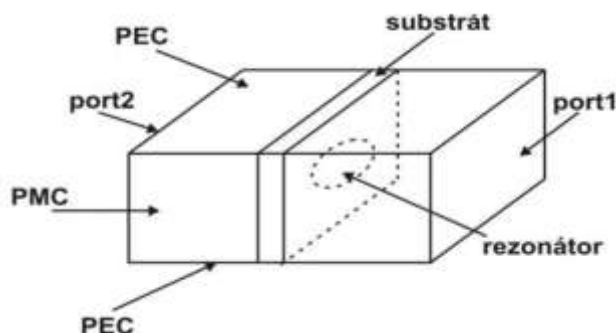


Obr. 6.2.2 a) rozměry jednoho SSR rezonátoru vyrobeného na substrátu FR4, b) závislost impedance $\arg(Z)$ v na kmitočtu pro takovýto rezonátor, c) je závislost magnetického indukčního toku Φ na kmitočtu pro jeden SSR [29].

Z obrázku obr. 6.2.2 c) je patrné, že v blízkosti rezonančního kmitočtu, strmě narůstá magnetický indukční tok Φ . Pokud vezmeme v úvahu, že materiály ani velikost budícího magnetického pole se nemění, lze předpokládat, že magnetický indukční tok se zvyšuje vlivem zvýšení efektivní permeability μ_t . Z toho vyplývá, že efektivní permeabilitu μ_t jdoucí k nekonečnu lze zkonstruovat využitím SSR rezonátorů, které budou mít rezonanční kmitočet f_r nastavený v okolí pracovního kmitočtu f .

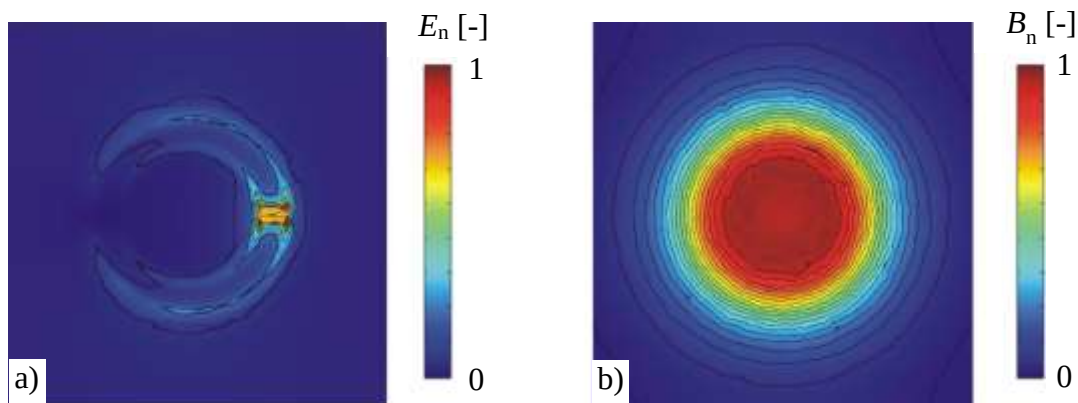
6.3 Numerická analýza magnetoinduktivní čočky

Pro výpočet rezonančního kmitočtu samostatného rezonátoru byl realizován numerický model, ve kterém je daný prvek ozařován rovinnou EMG vlnou. Uspořádání numerického modelu zobrazuje obrázek obr. 6.3.1. Rovinná vlna je buzena portem 1 a šíří se do portu 2. Okrajová podmínka PEC (Perfect Electric Conductor) zajišťuje kolmost vektorů $\mathbf{E}$. Okrajová podmínka PMC (Perfect Magnetic Conductor) zajišťuje kolmost vektorů $\mathbf{H}$. Uprostřed je umístěn na substrátu rezonátor. Délka modelu odpovídá nejméně dvěma vlnovým délkám.



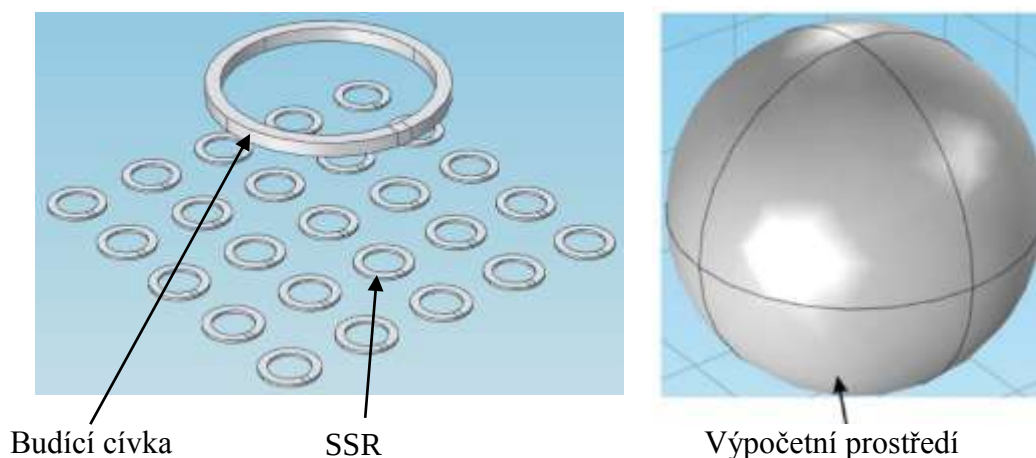
Obr. 6.3.1 Uspořádání numerického modelu pro analýzu rezonančního kmitočtu samostatného rezonátoru.

Obrázek obr. 6.3.2 zobrazuje rozložení E_n a B_n pro SSR rezonátor naladěný na rezonanční kmitočet $f_r = 200$ MHz.



6.3.2 Rozložení intenzity a) elektrického pole, b) magnetického pole SSR rezonátoru.

Pro výpočet rezonančního kmitočtu a tvaru generovaného EMG pole celkové struktury je nezbytné uvažovat skutečný tvar dopadající EMG vlny. Na obrázku obr. 6.3.3 je zobrazena geometrie pro numerický model budící vysokofrekvenční cívky a struktury SSR rezonátorů. Model byl sestaven a analyzován z redukované vlnové rovnice. Budící cívka byla naladěna na $f = 200$ MHz. Kmitočtově byly rezonátory naladěny na $f_r = 199,5$ MHz.

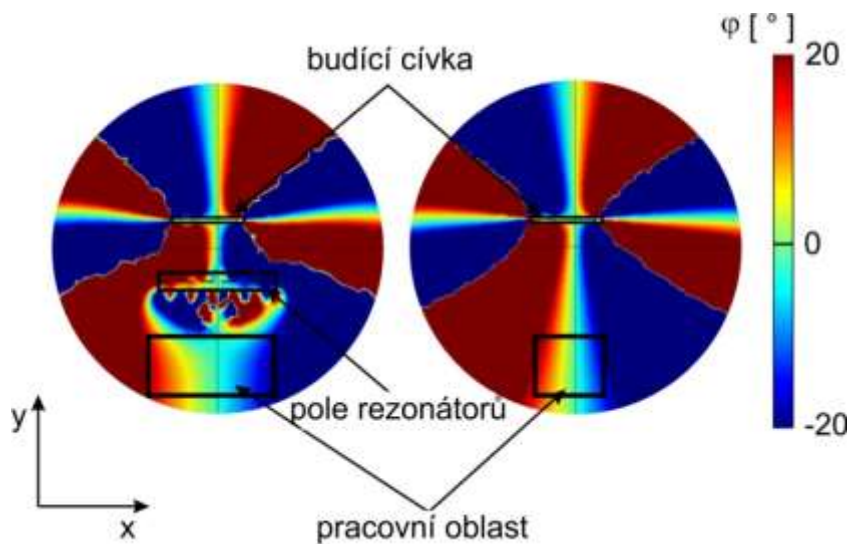


Obr. 6.3.3 Numerický model budící cívky a SSR struktury.

Pokud uvažujeme dokonale homogenní magnetické pole, pak má nenulovou pouze jednu složku měrného magnetického toku $\mathbf{B}$. Ostatní dvě složky jsou rovné nule. U dvourozměrného případu je pak jedna složka nenulová a druhá je rovna nule. Pokud vycházíme z tohoto předpokladu, můžeme vyjádřit homogenitu pole jako:

$$\varphi = \text{atan}\left(\frac{B_x}{B_y}\right) \quad (6.3.1)$$

Pokud uvažujeme dominantní složku měrného magnetického toku B_y , pak pro dokonale homogenní pole bude nabývat úhel φ hodnoty nula.

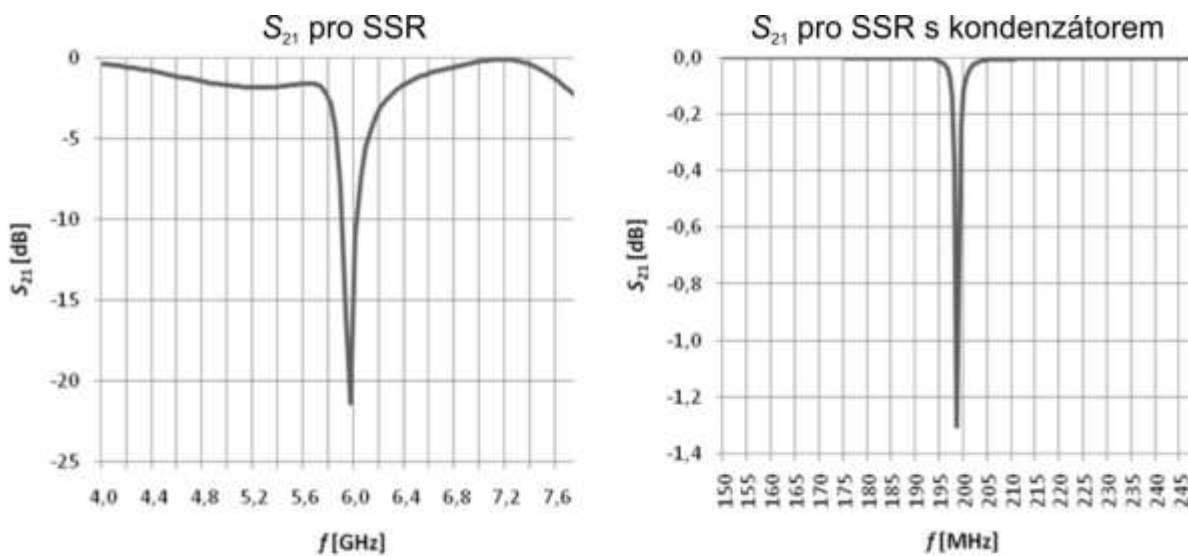


Obr. 6.3.4 Porovnání fázového posuvu mezi složkami měrného magnetického toku B_x a B_y pro magnetické pole s SSR strukturou a bez SSR struktury.

Obrázek obr. 6.3.4. zobrazuje Porovnání fázového posuvu mezi složkami měrného magnetického toku B_x a B_y pro magnetické pole s SSR strukturou a bez SSR struktury. Výpočet fázového posuvu byl proveden podle rovnice (6.3.1). Hodnota $\varphi = 20^\circ$ byla stanovena jako nejvyšší akceptovatelná hodnota fázového posuvu pro magnetické pole s dostatečnou homogenitou. Z výsledků numerické analýzy vidíme zřetelný nárůst homogenity magnetického pole při použití SSR struktury.

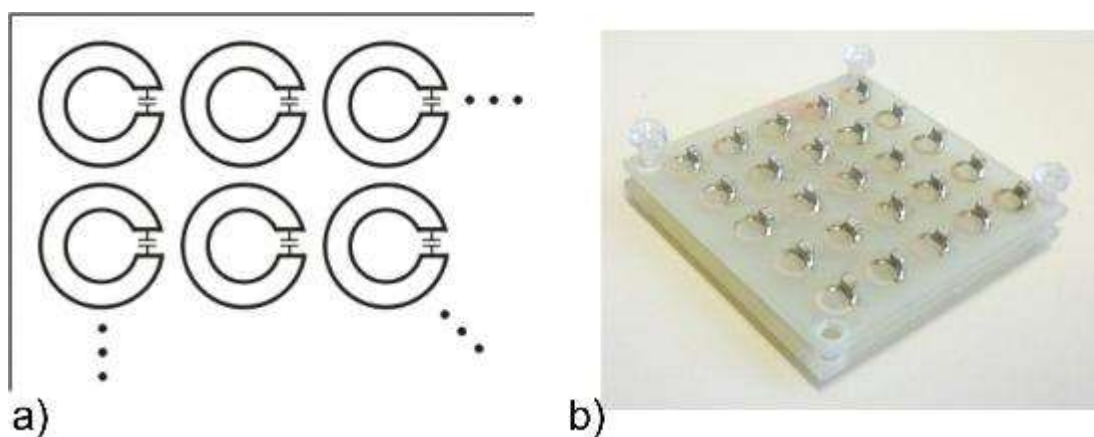
6.4 Realizace magnetoinduktivní čočky

Jedním z hlavních problémů MI čočky je naladění pracovního kmitočtu SSR. Cílový NMR systém má pracovní kmitočet $f = 198,75$ MHz. SSR struktura musí mít pro správnou funkci rezonanční kmitočet mírně nižší. SSR na substrátu FR4 s rozměry uvedenými na obrázku obr. 6.3.3 a) má rezonanční kmitočet přibližně $f_r \cong 6$ GHz. Jedním z možných řešení je zvětšení rezonátoru. Kmitočtovým laděním pouze pomocí rozměrů by v tomto případě bylo nutno příliš zvětšit geometrii SSR. Druhou možností je montáž kondenzátoru nad mezeru SSR [29], [30]. Obrázek 6.4.1 zobrazuje pomocí parametru S_{21} rezonanční kmitočet základního SSR a SSR s doladovacím kondenzátorem.



Obr. 6.4.1 Parametr S_{21} pro SSR a SSR s kondenzátorem [29].

Na obrázku obr. 6.4.2 je první verze MI čočky. Z obrázku je patrné, že jde o pravidelnou strukturu SSR s napájecími kondenzátory kvůli kmitočtovému doladění.



Obr. 6.4.2 MI čočka: a) principiální uspořádání, b) realizace dvou desek rezonátorů [29].

6.5 Měření rezonančního kmitočtu magnetoinduktivní čočky

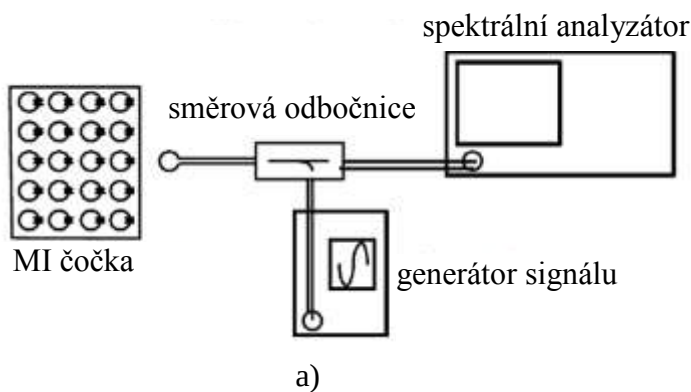
Pro úspěšnou realizaci a experimentální ověření funkčnosti rezonančních struktur je nezbytná možnost měření rezonančního kmitočtu. Z tohoto důvodu bylo navrženo několik metod měření kmitočtu celkových rezonančních struktur a jednotlivých rezonátorů. Na obrázku obr. 6.5.1 je zobrazen princip měření rezonančního kmitočtu MI čočky pomocí grid dip oscilátoru a spektrálního analyzátoru.



Obr. 6.5.1 Uspořádání měření rezonanční křivky MI čočky.

Grid dip oscilátor vysílá RF signál ve zvoleném kmitočtovém spektru. Spektrální analyzátor je vybaven na vstupu smyčkou, která plní funkci antény. Rezonanční kmitočet MI čočky je detekovatelný spektrálním analyzátozem jako maximální pokles energie ve spektru. Měřením je možné určit přibližný rezonanční kmitočet celkové struktury, který je dán superpozicí rezonančních kmitočtů jednotlivých rezonátorů.

Pro získání informace o rezonančním kmitočtu jednotlivých rezonátorů a tím možnosti zhodnocení kvality sladení jednotlivých prvků bylo navržena metoda měření pomocí jedno závitové smyčky. Princip měření je zobrazen na obrázku obr. 6.5.2 a), detail měřicí smyčky zobrazuje obrázek obr. 6.5.2 b).

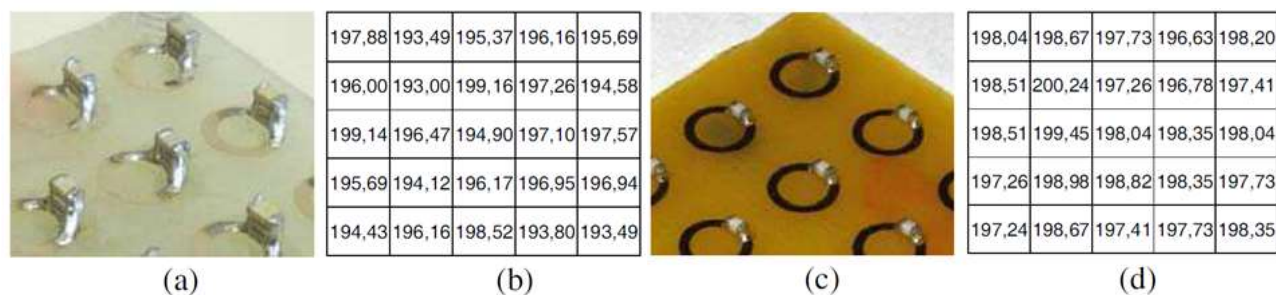


Obr. 6.5.2 a) Uspořádání měření rezonanční křivky jednoho rezonátoru. b) Detail měřicí smyčky.

Pro experiment byl využit spektrální analyzátor s vestavěným tracking generátorem a směrovou odbočnicí. Měření probíhalo v režimu return loss (RL). Na rezonančním kmitočtu rezonátoru

dochází k navázání nezářivé složky EMG vlny, kterou generuje měřicí smyčka. Ve spektru se navázání energie projeví navýšením hodnoty RL v místě rezonance měřeného elementu.

Pomocí měření využívající měřicí smyčku bylo provedeno proměření rezonančních kmitočtů jednotlivých SSR pro dvě verze MI čočky. Obě verze byly realizovány jako maticová soustava 5 x 5 SSR kapacitně naladěná na rezonanční kmitočet $f_r \cong 198,75$ MHz. První verze čočky zobrazená na obrázku obr. 6.5.3 a) byla osazena SMD kondenzátory s tolerancí kapacity 5%. Montáž kondenzátorů byla provedena ručně. Druhá verze čočky zobrazená na obrázku obr. 6.5.3 c) byla osazena SMD kondenzátory s tolerancí kapacity 1%. Montáž kondenzátorů byla provedena s využitím šablono-tisku pájecí pasty, kondenzátory byly osazeny osazovacím poloautomatem a zapájeny v průběžné pájecí peci.



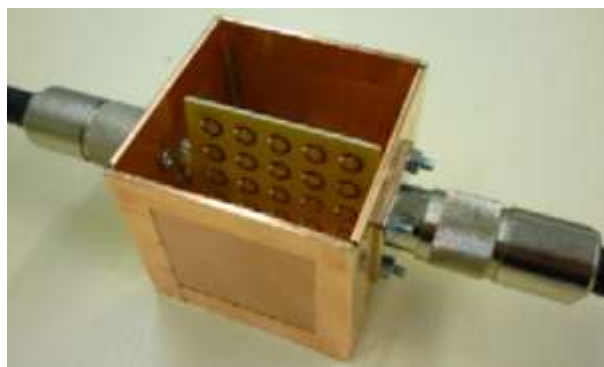
Obr. 6.5.3 a) Detail první verze MI čočky a b) mapa rezonančních kmitočtů jednotlivých rezonátorů v MHz. c) Detail MI čočky realizované využitím sítotisku a d) mapa rezonančních kmitočtů jednotlivých rezonátorů v MHz.

Obrázky obr. 6.5.3 b) a d) zobrazují mapu rezonančních kmitočtů jednotlivých rezonátorů v MHz pro první a druhou verzi MI čočky. Hodnoty rezonančních kmitočtů první verze se pohybují od 193,00 MHz do 199,16 MHz. Hodnoty rezonančních kmitočtů druhé verze se pohybují od 196,63 MHz do 200,24 MHz. Z výsledků je patrný vliv tolerance kapacity kondenzátorů a technologie osazování na výslednou kvalitu sladění rezonančního kmitočtu jednotlivých elementů.

Nevýhodou měření rezonančního kmitočtu celkové struktury pomocí grid dip oscilátoru je, že při měření je nezbytné umístit LC obvod oscilátoru, který slouží jako vysílací anténa, do blízkosti měřeného objektu. Vlivem poměrně vysoké vzájemné indukčnosti dochází k ovlivnění rezonančního kmitočtu měřeného objektu. Z tohoto důvodu byla na základě numerické analýzy navržena elektromagnetická cela, do které je možné vkládat měřené objekty. Elektromagnetická cela funguje na principu rozšíření koaxiálního kabelu. Rozměry cely jsou 50 x 50 x 50 mm, je vyrobena z elektricky vodivého materiálu a osazena dvěma konektory typu N, kde jádra konektorů jsou propojena Cu vodičem a pláště jsou propojeny vodivým povrchem cely. Měření probíhá pomocí spektrálního analyzátoru se zabudovaným tracking generátorem v režimu insertion loss (IL). Pokud je jeden konektor zatížen přizpůsobením s 50 Ω je možné měřit také v režimu RL. Rezanční kmitočet měřeného objektu se projeví nárůstem hodnoty IL nebo RL v daném spektru. Obrázek obr. 6.5.4 zobrazuje elektromagnetickou celu a) prázdnou, b) s vloženou MI čočkou.



a)



b)

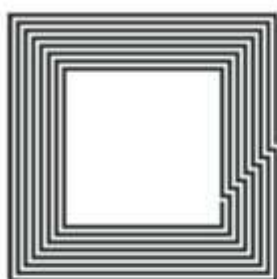
Obr. 6.5.4 Obr. 6.5.1 a) Elektromagnetická cela. b) Elektromagnetická cela s vloženou měřenou MI čokou.

6.6 Spirálové rezonátory

Řešení SSR s kondenzátory je nevýhodné hned z několika důvodů. Kapacita kondenzátorů má určitou toleranci, teplotní závislost, časovou závislost atd. To všechno způsobuje rozdíly ve výsledném naladění jednotlivých rezonátorů. Další nevýhodou je potřeba montáže kondenzátorů. Z těchto důvodů byly vytvořeny speciální typy rezonátorů. Obrázek obr. 6.6.1 zobrazuje speciální typy rezonátorů. Tyto rezonátory jsou naladěny na požadovaný kmitočet pouze svým tvarem a nepotřebují dodatečné kondenzátory. Problémem těchto rezonátorů je jejich výroba. Například kruhový spirálový rezonátor (Obr.: 6.4.1 a)) má průměr $d = 7$ mm, tloušťku jedné spirály $t_s = 0,1$ mm, tloušťku jedné mezery $t_m = 0,1$ mm a počet spirál $n = 8$. Rozlišení 0,1 mm je na hranici realizace při použití klasické technologie pro výrobu PCB. Nezbytné pro realizaci rezonančních struktur využívajících spirálové rezonátory je navržení vhodné výrobní technologie [30].



a)



b)



c)

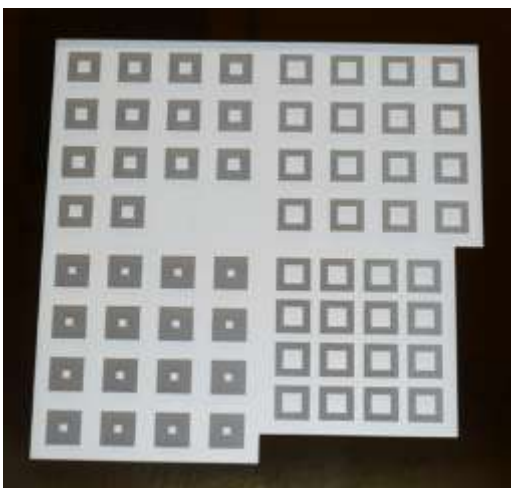


Obr. 6.6.1 Spirálové rezonátory: a) kruhový, b) čtvercový, c) oboustranný s prokvy [30].

Pro realizaci prvních prototypů spirálových rezonátorů byla použita technologie výroby PCB. Nevýhodou této technologie je podleptávání vodivých spojů při výrobě. Spoje pak nemají v řezu

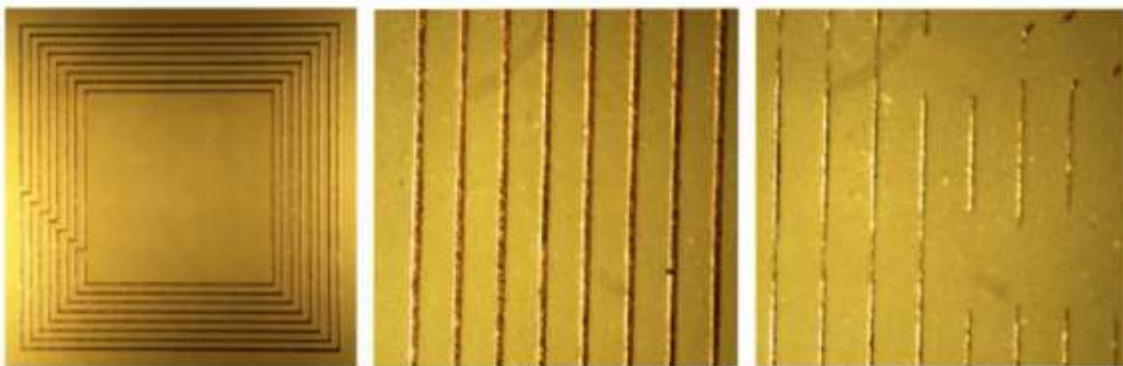
obdélníkový tvar, ale lichoběžníkový. Změna tvaru vodivého motivu způsobuje změnu rezonančního kmitočtu realizované struktury. Podleptání vodičů během realizace je třeba při návrhu rezonátorů akceptovat. Při realizaci větších matic rezonátorů může vlivem technologického gradientu docházet k výrazným rozdílům míry podleptání v různých místech rezonanční struktury. Při výrazných rozdílech podleptání v různých oblastech struktury bude docházet zároveň ke změnám rezonančního kmitočtu v těchto oblastech a tím ke zhoršování funkčnosti struktury. Proto je nezbytné vhodným technologickým postupem zajistit dostatečnou homogenitu leptání v celé ploše rezonanční struktury.

Pro vyhodnocení kvality výroby spirálových rezonátorů pomocí PCB technologie bylo realizováno několik testovacích vzorků. Realizované vzorky byly následně opticky analyzovány. Jednotlivé rezonátory měly čtvercový tvar s vnější délkou hrany $d = 8$ mm a počtem závitů od 5 do 10, kde tloušťka vodiče a mezery byla $t = 0,1$ mm. Pro dosažení maximální kvality vzorků byla maska realizována ve spolupráci s ISAS TU Wien pomocí technologie řezání motivu laserovým paprskem do chrom-oxidového filmu naneseného na skleněném substrátu. Realizovanou chrom oxidovou masku s rezonátory o různém počtu závitů zobrazuje obrázek obr. 6.6.2.

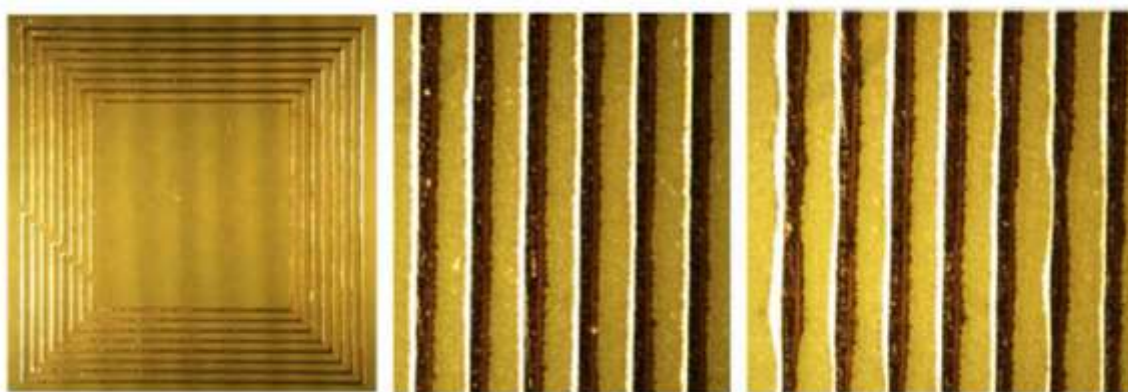


Obr. 6.6.2 Chrom-oxidová maska.

Čtvercové rezonátory byly realizovány na substrátu FR4 s tloušťkami Cu fólie $t_1 = 18$ μm a $t_2 = 35$ μm . Leptání probíhalo v bublinkové lázni roztoku persíranu sodného ($\text{Na}_2\text{S}_2\text{O}_8$) s ohřevem na teplotu 35° . Výsledky kvality realizace rezonátorů zobrazují obrázky obr. 6.6.3 a obr. 6.6.4. Z obrázků je patrné, že pro Cu fólii tloušťky 18 μm docházelo k velmi výraznému podleptání v některých případech dokonce k úplnému odleptání elektricky vodivých cest rezonátoru. U Cu fólie tloušťky 35 μm nebylo podleptání tak výrazné, ale z obrázků je patrný lichoběžníkový tvar vodivých cest. Při realizaci rezonátorů pomocí PCB technologie je tedy výhodnější využít Cu fólii o vyšších tloušťkách.

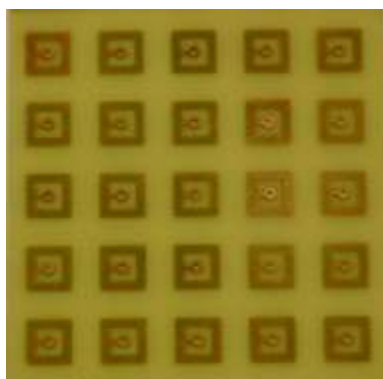


Obr. 6.5.3 Spirálový rezonátor realizovaný na substrátu FR4 s Cu fólií tloušťky 18 μm .



Obr. 6.6.4 Spirálový rezonátor realizovaný na substrátu FR4 s Cu fólií tloušťky 35 μm .

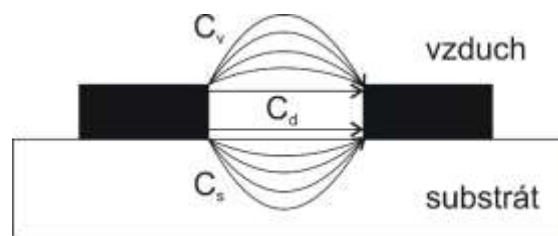
Při realizaci oboustranných spirálových rezonátorů s prokovy je technologicky poměrně náročná jak realizace spirály, tak realizace elektricky vodivého prokovu. Výhodou tohoto typu rezonátorů je možnost změny rezonančního kmitočtu změnou tloušťky substrátu při zachování stejných geometrických parametrů spirál. Realizaci oboustranných spirálových rezonátorů s prokovy zobrazuje obrázek obr. 6.6.5.



Obr. 6.6.5 Spirálové rezonátory s prokovy.

6.7 Optimalizace spirálových rezonátorů

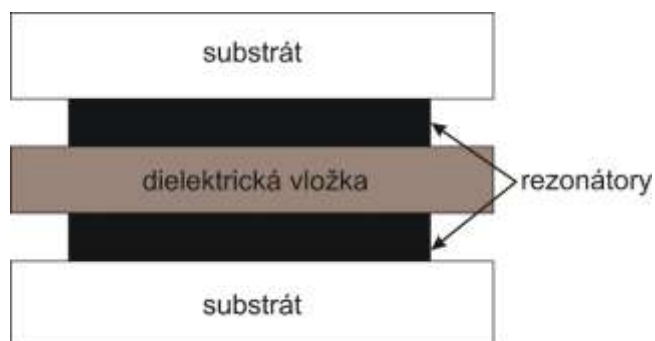
V předchozí kapitole jsou popsány technologické problémy s realizací spirálových rezonátorů. Další nevýhodou je zvyšování činného odporu spirálového rezonátoru s rostoucí absolutní délkou vodivého závitu. Nárůst činného odporu negativně ovlivňuje intenzitu generovaného magnetického pole a zároveň zhoršuje poměr signál/šum při použití v NMR. Z tohoto důvodu bylo na základě výsledků numerické analýzy navrženo použití dielektrických materiálů s vysokou relativní permitivitou jako substrát pro spirálové rezonátory. Obrázek obr. 6.7.1 zobrazuje rozložení kapacit mezi dvěma závity spirálového rezonátoru umístěného na dielektrickém substrátu.



Obr. 6.7.1 Rozložení kapacit mezi dvěma závity spirálového rezonátoru.

Kde kapacita C_d reprezentuje kapacitu vytvořenou mezi rovnoběžnými stěnami vodiče, C_v reprezentuje rozptylovou kapacitu ve vzduchu a C_s rozptylovou kapacitu v substrátu. Zvýšením permitivity substrátu vzroste kapacity C_s . Použitím substrátu s vysokou relativní permitivitou, například nedotovaného křemíkového salámku, je možné snížit potřebný počet závitů spirálového rezonátoru při současném zachování jeho vnějšího průměru a rezonančního kmitočtu.

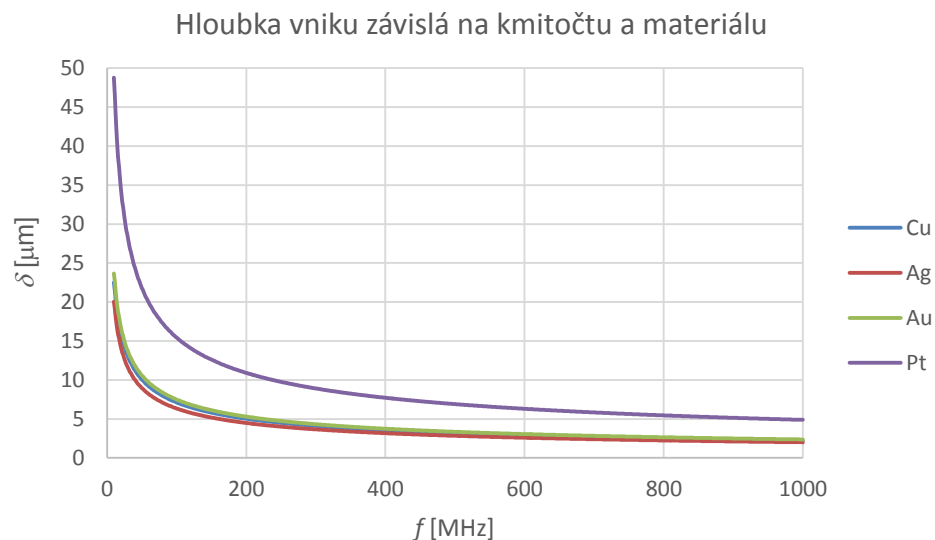
Další možností je využití skládané rezonátorové struktury, jak je zobrazeno na obrázku obr. 6.7.2. Jako dielektrická vložka byly uvažovány slídkové kondenzátorové destičky. Díky výraznému zvýšení permitivity v oblasti mezi spirálovými rezonátory dojde k vytvoření vzájemné kapacity mezi jednotlivými rezonátory a zároveň rozptylové kapacity kolem vlastních závitů každého rezonátoru. Další výhodou této koncepce je možnost přeladování rezonančního kmitočtu struktury použitím dielektrických vložek různých tloušťek.



Obr. 6.7.2 Skládaná rezonátorová struktura.

6.8 Využití tenkých vrstev při realizaci rezonátorů

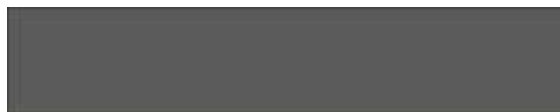
Technologie realizace vodivého motivu, využitím tenkovrstvé depozice materiálu, přináší výhody mnohonásobně vyššího rozlišení, než má klasická technologie leptání DPS. Při návrhu rezonátorů využívajících technologii tenkých vrstev je třeba uvažovat pracovní kmitočet rezonanční struktury, a s ním související hloubku vniku proudu protékajícího rezonátorem. Pokud dvojnásobek hloubky vniku protékajícího proudu dosáhne tloušťky elektricky vodivé vrstvy rezonátoru, dojde k nárůstu činného odporu rezonátoru a tím ke zhoršení rezonančních vlastností. Hloubku vniku δ v závislosti na kmitočtu pro nejpoužívanější elektricky vodivé materiály zobrazuje obrázek obr. 6.8.1.



Obr. 6.8.1 Hloubka vniku elektrického proudu v závislosti na kmitočtu a materiálu.

Při využití tenkovrstvých technologií je běžně dosahováno maximální tloušťky vodivých materiálů řádově μm . Z údajů na obrázku obr. 6.8.1 tedy vyplývá, že pro materiály, kromě Pt, je možné realizovat rezonátorové struktury o rezonančním kmitočtu alespoň 200 MHz, pomocí tenkovrstvé technologie, aby nedocházelo k nárůstu činného odporu jednotlivých rezonátorů a tím ke zhoršení elektromagnetických vlastností celkové struktury.

Ve spolupráci s ISAS TU Wien byl navržen speciální technologický proces výroby rezonátorů pomocí reaktivního iontového leptání křemíkových. Technologický proces realizace vodivého motivu rezonanční struktury, v kolmém řezu na rovinu jednotlivých rezonátorů, zobrazuje obrázek obr. 6.8.2. Jako dielektrický substrát je využit nedotovaný Si salámek (1). Procesem reaktivně iontového leptání je vytvořena struktura, tvarem odpovídající vodivému motivu rezonátoru (2). Na dielektrický substrát je pomocí vhodné technologie nanesen vodivý materiál (3). Mechanicky je odstraněna horní část elektricky vodivé vrstvy (4) a vzniká tak požadovaný motiv. Navržený technologický postup umožňuje několikanásobně rozšířit vodivý motiv rezonátoru a tím snížit jeho činný odpor. Při využití pro realizaci spirálových rezonátorů dochází navíc k významnému navýšení kapacity mezi jednotlivými spirálami.



1. Nedotovaný Si salámek.



2. Struktura vytvořená pomocí reaktivně iontového leptání.



3. Depozice elektricky vodivého materiálu.

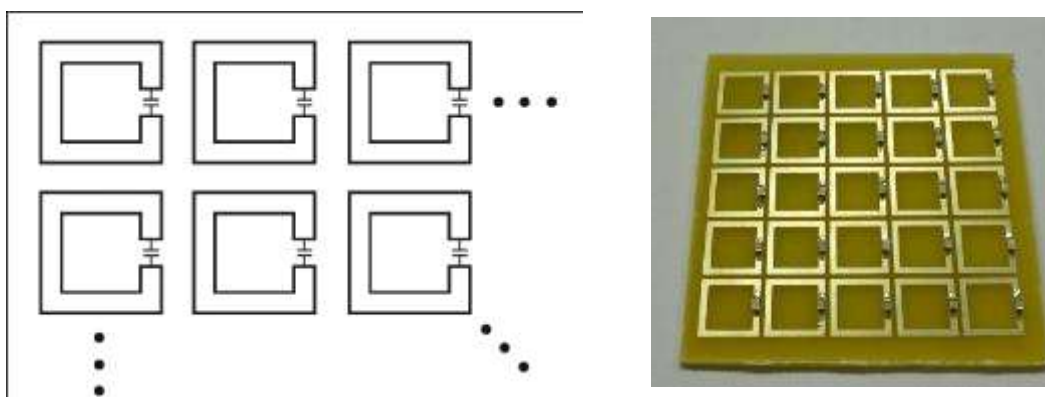


4. Mechanické odstranění horní části elektricky vodivého materiálu.

Obr. 6.8.2 Technologický postup realizace rezonátorů s využitím reaktivně iontového leptání.

7 Čtvercové rezonátory

Díky kruhovému charakteru SSR vzniká v mezerách mezi rezonátory magnetické pole opačné fáze. Tento jev výrazně zhoršuje homogenitu výsledného magnetického pole v blízkosti rezonanční struktury. Za účelem zvýšení homogenity magnetického pole a optimalizace sladění rezonančních kmitočtů jednotlivých rezonátorů, byly sestaveny numerické modely a bylo provedeno jejich experimentální ověření. Pomocí výsledků numerické analýzy a experimentálního měření byla navržena úprava jednotlivých SSR elementů z kruhového tvaru na čtvercový. Obrázek obr. 7.1 zobrazuje pole SSQR (Single Split Quadrate Resonator). Výhodou tohoto typu rezonátorů je kompaktnost jednotlivých elementů, možnost minimalizovat mezery mezi elementy a tím podstatným způsobem zvýší homogenitu magnetického pole v blízkosti rezonanční struktury.



Obr. 7.1 MI čochka: se čtvercovými rezonátory [29].

7.1 Odvození rezonančního kmitočtu čtvercového rezonátoru

Pro odvození rezonančního kmitočtu SSQR bylo využito Thomsonova vztahu

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \quad (7.1.1)$$

Kde C je kapacita rezonátoru, L je indukčnost rezonátoru.

Pokud uvažujeme umístění rezonátoru ve vzduchu a neuvažujeme tedy kapacity substrátu, je možné využít vztah [33]

$$C_v = \varepsilon_0 \frac{K\left(\sqrt{1 - \left(\frac{m}{d}\right)^2}\right)}{K\left(\frac{m}{d}\right)} \quad (7.1.2)$$

Kde $K\left(\frac{m}{d}\right)$ a $K\left(\sqrt{1 - \left(\frac{m}{d}\right)^2}\right)$ jsou úplné eliptické integrály prvního druhu, m je šířka mezery SSQR a d je jeho průměr. Dosazením integračních mezí dostáváme konečný vztah pro vyjádření kapacity čtvercového rezonátoru umístěného ve vzduchu, nebo na substrátu s relativní permitivitou ε_r blížíci se jedné.

$$C_v = \varepsilon_0 \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{\left(\frac{m}{d}\right)^2 \sin^2 \Phi}}}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{1 - \left(\frac{m}{d}\right)^2 \sin^2 \Phi}}} \quad (7.1.3)$$

Pro substrát s relativní permitivitou ε_r různou od jedné, pak je možné určit kapacitu C pomocí vztahu [33]

$$C = \varepsilon_0 \varepsilon_{11} \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{\left(\frac{m}{d}\right)^2 \sin^2 \Phi}}}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{1 - \left(\frac{m}{d}\right)^2 \sin^2 \Phi}}} \quad (7.1.4)$$

kde $\varepsilon_{11} = 1 + (\varepsilon - 1)q$ a q je

$$q = \frac{1}{2} \frac{K\left(\sqrt{1 - \left(\frac{m}{d}\right)^2}\right)}{K\left(\frac{m}{d}\right)} \frac{K\left(\sqrt{1 - \frac{\left(\tanh\left(\frac{\pi m}{h}\right)\right)^2}{\left(\tanh\left(\frac{\pi d}{4h}\right)\right)^2}}\right)}{K\left(\frac{\tanh\left(\frac{\pi m}{h}\right)}{\tanh\left(\frac{\pi d}{4h}\right)}\right)} \quad (7.1.5)$$

Dosazením integračních mezí dostáváme konečný vztah pro vyjádření kapacity čtvercového rezonátoru na substrátu.

$$C = \varepsilon_0 \left(1 + (\varepsilon - 1) \frac{\frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{\left(\frac{m}{d}\right)^2 \sin^2 \Phi}}}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{1 - \left(\frac{m}{d}\right)^2 \sin^2 \Phi}}} \frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{\frac{\left(\tanh\left(\frac{\pi m}{h}\right)\right)^2}{\left(\tanh\left(\frac{\pi d}{4h}\right)\right)^2} \sin^2 \Phi}}}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{1 - \left(\frac{\tanh\left(\frac{\pi m}{h}\right)}{\tanh\left(\frac{\pi d}{4h}\right)}\right)^2 \sin^2 \Phi}}} \right) \quad (7.1.6)$$

$$\frac{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{\left(\frac{m}{d}\right)^2 \sin^2 \Phi}}}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Phi}{\sqrt{1 - \left(\frac{m}{d}\right)^2 \sin^2 \Phi}}}$$

Kde h je výška substrátu.

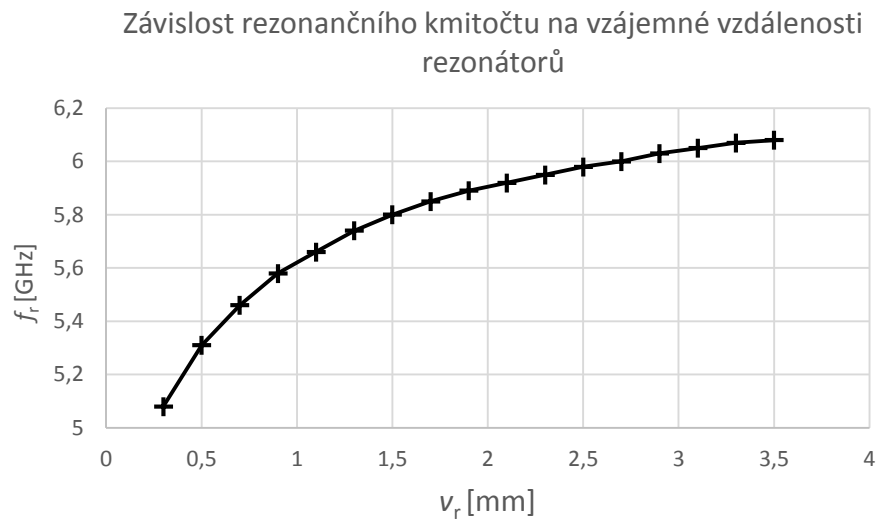
Vtah pro určení indukčnosti SSQR je odvozen z [34]

$$L = 0,3175\mu(d_o + d_i) \left(\log_{10} \left(2,07 \frac{d_o + d_i}{d_o - d_i} \right) + 0,18 \frac{d_o - d_i}{d_o + d_i} + 0,13 \left(\frac{d_o - d_i}{d_o + d_i} \right)^2 \right) \quad (7.1.7)$$

Kde d_o je vnější a d_i vnitřní průměr SSQR.

7.2 Soustava čtvercových rezonátorů

Při návrhu soustavy rezonátorů je nezbytné uvažovat vliv vzájemných vazeb mezi jednotlivými rezonátory. Rezonanční kmitočet celkové sestavy se mění v závislosti na vzdálenostech mezi jednotlivými rezonátory. Obrázek obr. 7.2.1 ukazuje závislost rezonančního kmitočtu pro pole 3x3 rezonátory, tvořeného SSQR o vnějším průměru $d_o = 5$ mm bez kapacitního ladění. Parametr v_r je vzdálenost mezi jednotlivými rezonátory, která je stejná v osách x a y . Rezonanční kmitočet jednoho rezonátoru je $f_r = 6,2$ GHz.



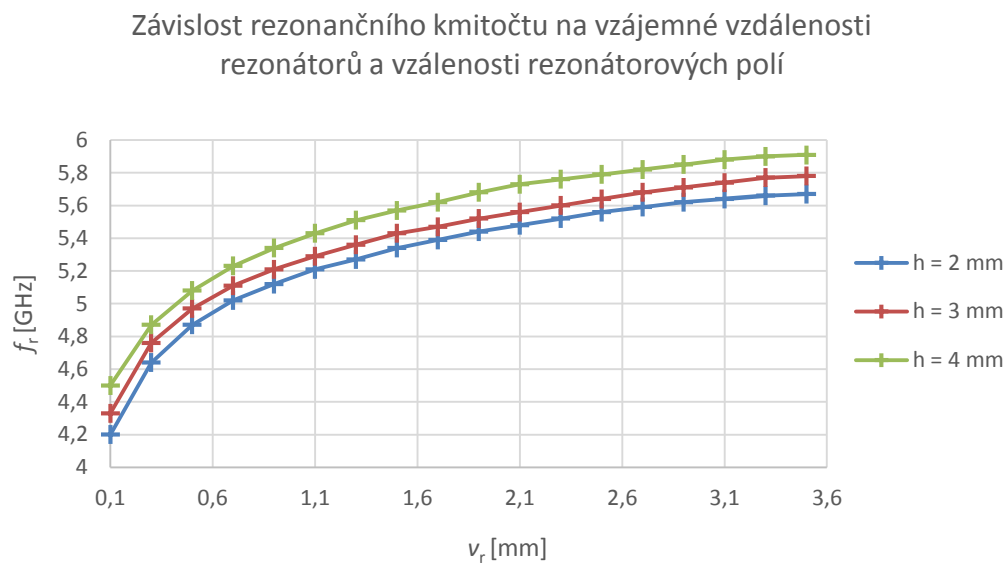
Obr. 7.2.1 Závislost rezonančního kmitočtu na vzájemné vzdálenosti rezonátorů.

Z průběhu grafu je patrné, že rezonanční kmitočet klesá se zmenšující se vzájemnou vzdáleností jednotlivých SSQR. Při zvyšování vzájemné vzdálenosti by se rezonanční kmitočet soustavy asymptoticky blížil rezonančnímu kmitočtu jednoho rezonátoru.

Pokud umístíme více rezonančních polí vodorovně nad sebe, dojde opět vlivem vzájemných vazeb ke snížení rezonančního kmitočtu celé sestavy. Obrázek obr. 7.2.2 ukazuje závislost rezonančního kmitočtu pro sestavu dvou rezonátorových polí (s parametry shodnými s předchozím případem), které jsou umístěny vodorovně nad sebou ve vzdálenosti h . Z průběhu grafů je patrné, že opět dochází ke snižování rezonančního kmitočtu se snižováním vzájemné vzdálenosti rezonátorových polí.

Postup při návrhu rezonanční struktury tedy probíhá tak, že je určen rezonanční kmitočet jednoho rezonátoru a ten se uvažuje jako teoreticky nejvyšší možný rezonanční kmitočet celkové sestavy. Celková sestava, pak bude rezonovat na kmitočtu nižším. Kvůli složitosti vzájemných vazeb mezi jednotlivými prvky rezonančních struktur tvořených SSQR je možné určit přesný rezonanční kmitočet pouze experimentálně, nebo pomocí numerické analýzy. Závislosti

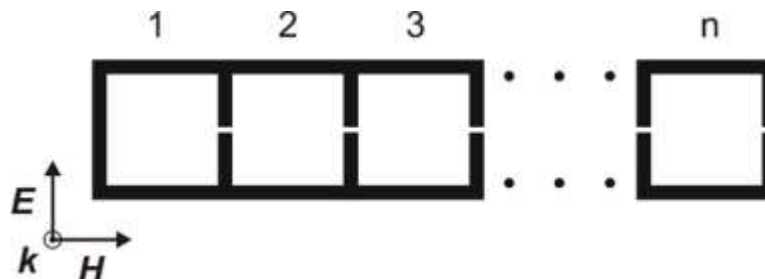
rezonančního kmitočtu na vzdálenostech mezi jednotlivými prvky je možné využít při přesném doladování rezonančního kmitočtu celkové struktury.



Obr. 7.2.2 Závislost rezonančního kmitočtu na vzájemné vzdálenosti rezonátorů a vzdálenosti rezonátorových polí.

8 Kvazi-periodický rezonátor

Kvazi-periodický (KR) rezonátor je tvořen pomocí zřetězení jednotlivých SSQR, tak jak to zobrazuje obrázek obr. 8.1. Na obrázku je vyobrazen základní element KR s potřebnou orientací elektromagnetické vlny tak, aby docházelo k rezonanci na naladěném rezonančním kmitočtu.

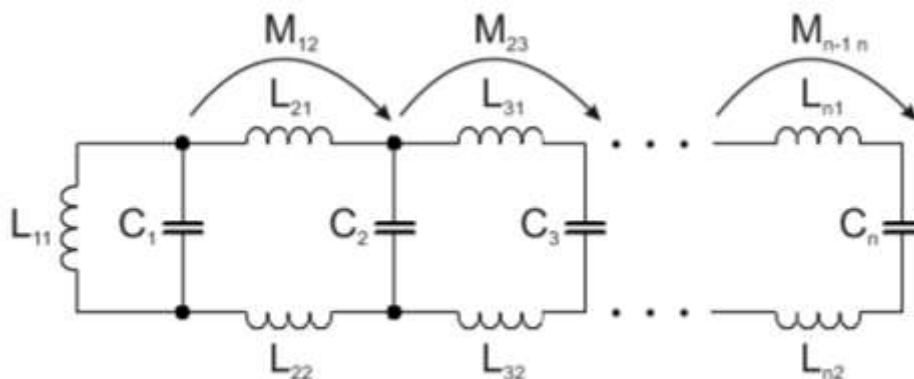


Obr. 8.1 Základní element KR.

Řetězením jednotlivých elementů KR se snižuje rezonanční kmitočet celé struktury. Tímto konceptem je tedy možné vyloučit potřebu kapacitního zkracování jednotlivých rezonátorů. Zároveň je možné maximalizovat poměr vlnové délky ku velikosti jednoho elementu a tím dosáhnout excelentní homogenity vytvořeného magnetického pole.

8.1 Rozbor kvazi-periodického rezonátoru

Pro definování funkce KR byl proveden detailní fyzikální rozbor struktury. Využity byly analytické a numerické nástroje. Obrázek obr. 8.1.1 zobrazuje náhradní schéma jednoho elementu KR. Ze schématu je patrné, že jde o příčkový LC rezonanční obvod se vzájemnou indukčností M mezi jednotlivými elementy.



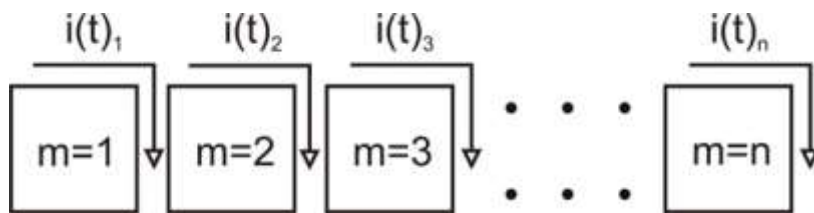
Obr. 8.1.1 Náhradní schéma jednoho elementu KR.

Pro výpočet rezonančního KR byl pomocí numerické analýzy odvozen vztah:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{1,26^{n-1}CLn}} \quad (8.1.1)$$

Kde n je počet buněk struktury, C je kapacita samostatné buňky a L je indukčnost samostatné buňky. Ze vztahu vyplývá, že rezonanční kmitočet KR je závislý na počtu buněk jednotlivých elementů a s jejich zvyšujícím se počtem klesá.

Pro vyhodnocení vytvořeného magnetického pole pomocí KR se vycházelo z rozložení proudů přes jednotlivé buňky rezonátoru. Rozložení proudů zobrazuje obrázek obr. 8.1.2.

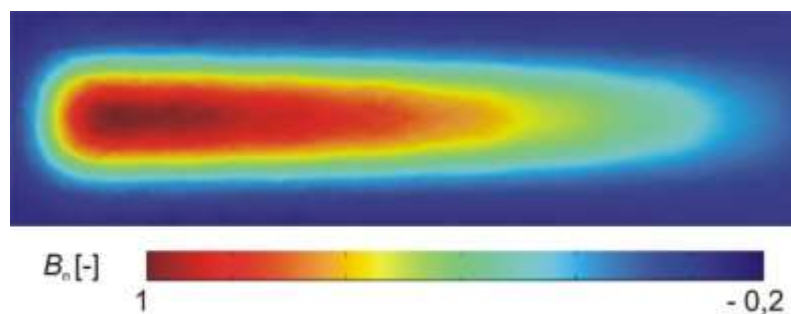


Obr. 8.1.2 Tok elektrických proudů přes jednotlivé buňky KR.

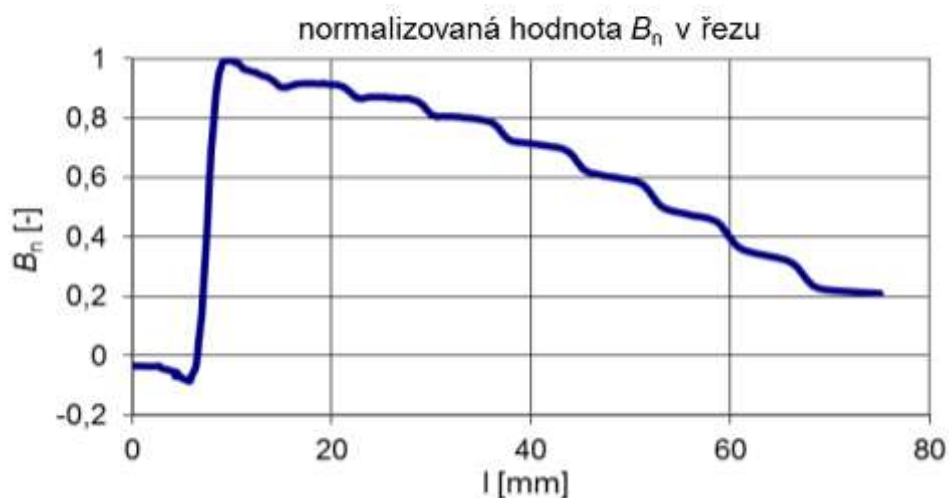
Největší proud je proud $i(t)_1$, který protéká první buňkou. Je to dáno tím, že buňka m_1 má z hlediska celé struktury nejnižší impedanci. Buňka m_2 má impedanci vyšší, než buňka m_1 , a proto platí $i(t)_1 > i(t)_2$. Tato vzestupná závislost platí rovnoměrně pro celou strukturu jedné buňky KR. Nejvyšší impedanci bude mít tedy buňka m_n . Před buňku m_n bude protékat nejnižší proud. Celkový proud strukturou je možné vyjádřit jako součet dílčích proudů přes jednotlivé buňky, tak jak to popisuje vztah (8.1.1).

$$i(t)_m = \sum_{i=1}^n i(t)_i \quad (8.1.1)$$

Výsledky rozložení magnetického pole v reaktivní oblasti KR byly získány pomocí numerické analýzy. Obrázky obr 8.1.3 a 8.1.4 zobrazují rozložení normalizovaného měrného magnetického toku pro jeden element KR.



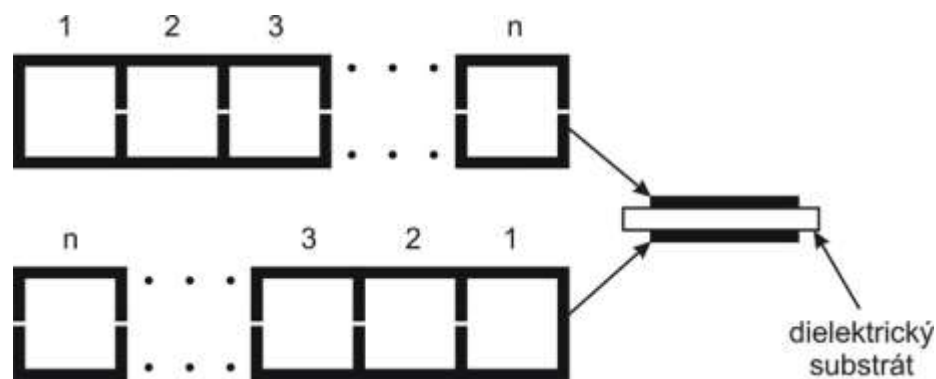
Obr. 8.1.3 Rozložení měrného magnetického toku KR.



Obr. 8.1.4 Rozložení měrného magnetického toku KR v řezu.

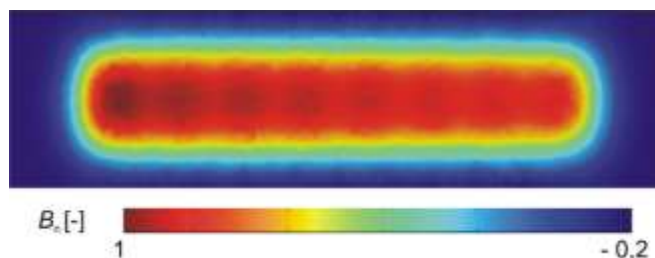
Z obrázků je patrné, že rozložení magnetického měrného toku v reaktivní oblasti KR koresponduje s rozložením proudu přes jeho jednotlivé elementy. Měrný magnetický tok díky tomu vykazuje přibližně lineární pokles ve směru od prvního elementu směrem k poslednímu elementu. Tento jev způsobuje značnou nehomogenitu vytvořeného magnetického pole.

Pro kompenzaci nehomogenity magnetického pole, vytvořeného pomocí KR, bylo navrženo uspořádání, které se skládá ze dvou shodných KR vzájemně otočených o 180° , umístěných nad sebe, mezi nimiž je umístěn dielektrický substrát. Uspořádání zobrazuje obrázek obr. 8.1.5.

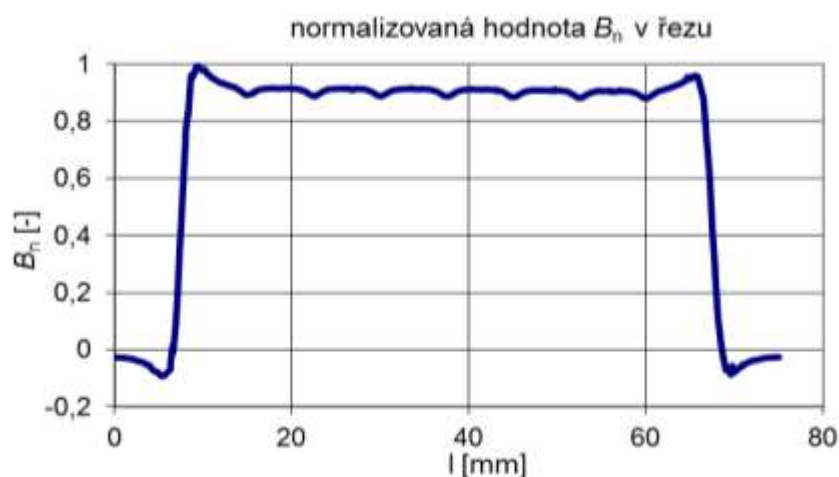


Obr. 8.1.5 Uspořádání sestavy dvou KR pro kompenzaci nehomogenity magnetického pole.

Při návrhu výše zmíněné sestavy se vycházelo z poznatku, že pokles magnetického měrného toku je přibližně lineární. Díky této vlastnosti je možné vytvořit homogenní magnetické pole kombinací dvou shodných KR. Rozložení normalizovaného měrného magnetického toku pro sestavu dvou elementů KR zobrazují obrázky obr. 8.1.6 a 8.1.7. Z výsledků rozložení měrného magnetického toku, je patrné, že kombinace dvou KR vzájemně otočených o 180° vykazuje velmi dobrou homogenitu vytvořeného magnetického pole.

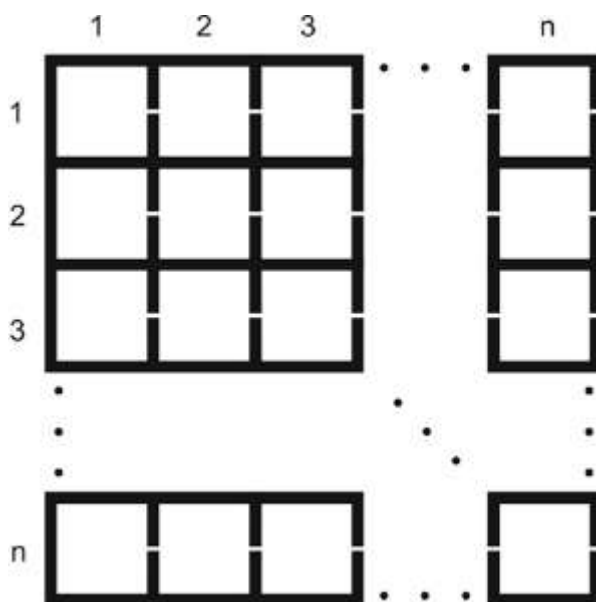


Obr. 8.1.6 Rozložení měrného magnetického toku pro sestavu dvou KR.



Obr. 8.1.7 Rozložení měrného magnetického toku pro sestavu KR v řezu.

Aby bylo možné vytvořit homogenní magnetické pole ve větší ploše, podobně jako u SSR a SSQR, bylo navrženo řetězení jednotlivých elementů KR postupně za sebou. Tímto řetězením do matice vzniká mřížkový kvazi-periodický rezonátor (MKR). Celkový MKR je opět tvořen pomocí dvou dílčích mřížkových rezonátorů vzájemně pootočených o 180° . Poměr počtu sloupců a řádku u MKR je libovolný a lze tedy tvořit jak čtvercové, tak obdélníkové struktury. Princip tvorby MKR zobrazuje obrázek obr. 8.1.8. Počet svislých elementů MKR má na rezonanční kmitočet celkové struktury minimální vliv.



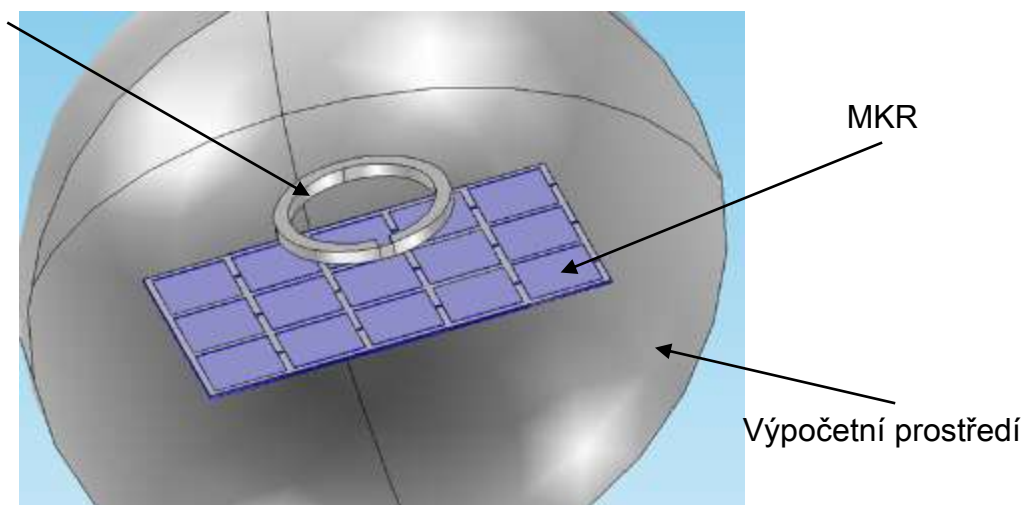
Obr. 8.1.8 Princip tvorby MKR.

8.2 Numerická analýza mřížkového kvazi-periodického rezonátoru

Výše zmíněné výsledky chování MKR byly zjištěny pomocí numerické analýzy, kde bylo uvažováno buzení rovinnou vlnou. V NMR systémech se ale většinou využívá nezářivé složky různých typů RF cívek. Vysokofrekvenční elektromagnetické pole nemá tedy charakter rovinné vlny, ale je závislé na geometrii cívky a pracovním kmitočtu. Aby bylo možné zjistit chování MKR, byl vytvořen numerický model, který vytváří nezářivou složku EMG pole RF cívky, která má v reaktivní zóně umístěný MKR. Pro numerickou analýzu byla zvolena smyčková anténa. Jde o jednu ze základních variant budících cívek v NMR systémech. Většinou se jedná o jednozávitovou cívku, která se používá pro povrchové buzení snímaných oblastí.

Geometrie numerického modelu je zobrazena na obrázku obr. 8.2.1. Sestavu tvoří smyčková anténa, která slouží jako budící cívka. V reaktivní oblasti smyčkové antény je umístěn obdélníkový MKR s počtem buněk 3×5 . MKR byl pomocí rozměrů naladěn na rezonanční kmitočet $f_r \approx 100$ MHz. Pro rezonanční kmitočet byla provedena analýza rozložení magnetického pole vytvořeného MKR.

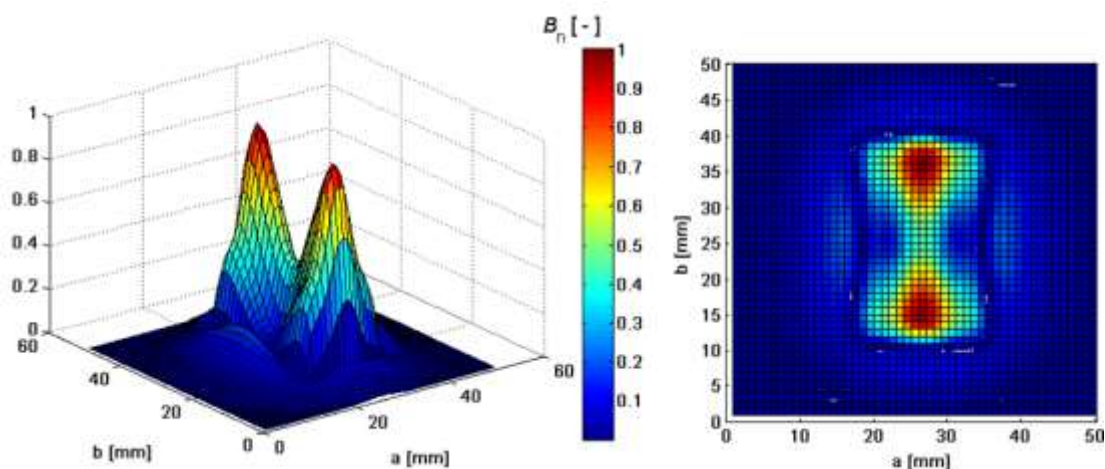
Smyčková anténa



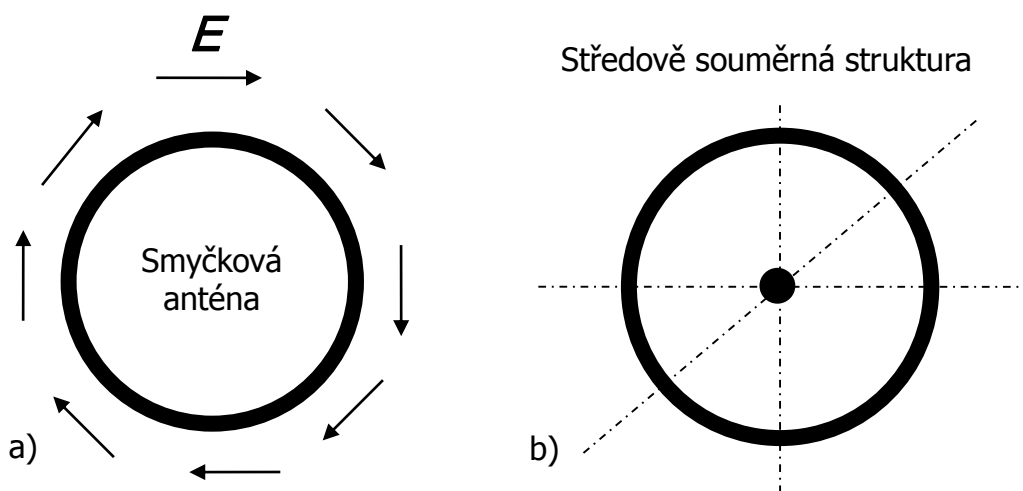
Obr. 8.2.1 Numerický model budící cívky a MKR.

Výsledky numerické analýzy jsou zobrazeny na obrázku obr. 8.2.2. Z výsledků je patrné, že při buzení elektromagnetickým polem, které nemá charakter rovinné vlny, vykazuje magnetické pole vytvořené MKR velmi špatnou homogenitu. Důvodem je nedodržení orientace intenzity elektrického pole E k pozici jednotlivých buněk MKR. Správná orientace je uvedena na obrázku obr. 8.1. Do jednotlivých buněk rezonátorů se váže maximum energie dopadající elektromagnetické vlny, pokud E je orientovaný kolmo na štěrbinu buňky rezonátoru. Pokud je E orientovaný vodorovně se štěrbinou, nedochází k navázání žádné energie a tedy ani k rezonanci. Pokud E svírá určitý úhel mezi pozicí štěrbiny, dochází k navázání části energie, podle velikosti svíraného úhlu. V reaktivní oblasti smyčkové antény dochází k rotaci E , tak jak je to uvedeno na obrázku obr. 8.2.3 a). Díky tomuto rozložení EMG pole, pak ve výše zmíněném numerickém

modelu, plně rezonují pouze dvě buňky MKR. Zbytek buněk pak rezonuje částečně nebo vůbec. Výsledné rozložení měrného magnetického toku v reaktivní oblasti MKR je dáno superpozicí těchto dílčích rezonancí.



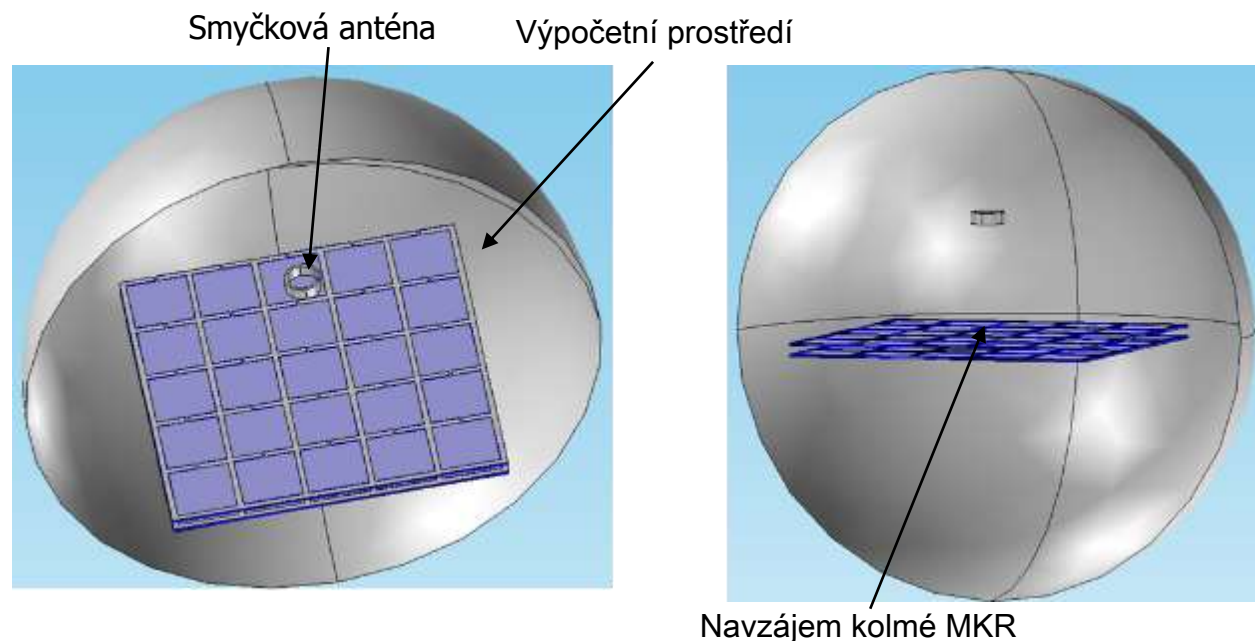
Obr. 8.2.2 Rozložení normalizovaného měrného magnetického toku pro MKR buzeného smyčkovou anténou.



Obr. 8.2.3 a) Směr intensity elektrického pole E smyčkové antény. b) Středově souměrná struktura.

Řešení problému s orientací elektromagnetického pole by bylo vytvoření středově souměrné struktury. Principiální nákres středově souměrné struktury s vyznačenými osami souměrnosti zobrazuje obrázek obr. 8.2.3 b). Návrh geometrie středově souměrných rezonančních struktur by byl velmi náročný, navíc by se velmi zkomplikovalo kmitočtové ladění. Z tohoto důvodu bylo navrženo řešení, které využívá dvou struktur MKR pootočených o 90° , které jsou

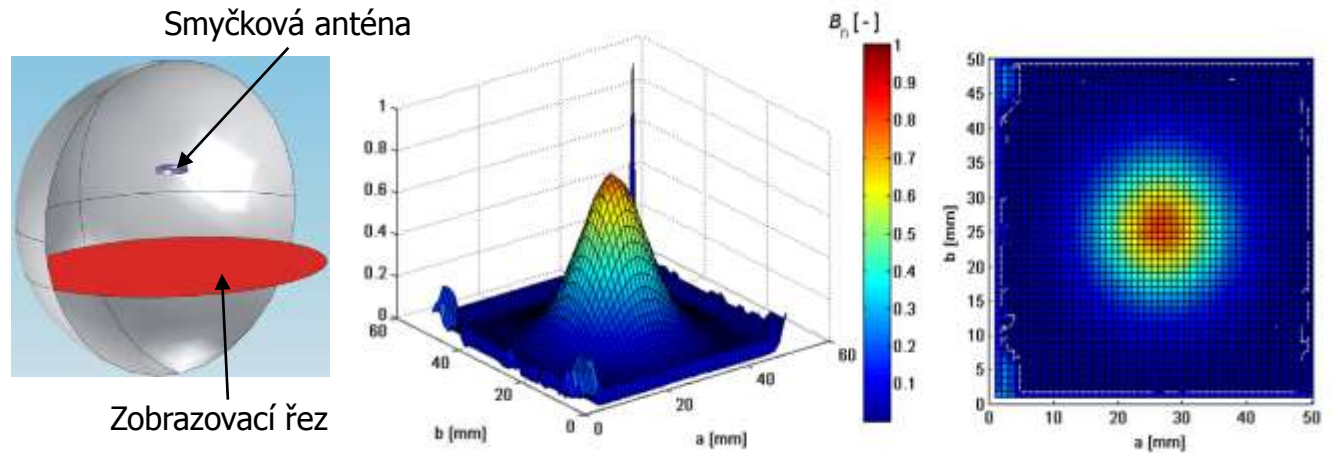
umístěny v definované vzdálenosti nad sebou. Tímto způsobem je možné kompenzovat problém orientace EMG pole bez nutnosti navrhování rezonančních struktur složité geometrie. Geometrii numerického modelu takovato sestavy zobrazuje obrázek obr. 8.2.1. Model je sestavený podobně jako předchozí s využitím budící smyčkové antény. Rezonanční struktura je tvořena pomocí čtvercových MKR, které se skládají z 5 x 5 elementů. Struktura byla naladěna na rezonanční kmitočet $f_r \cong 100$ MHz.



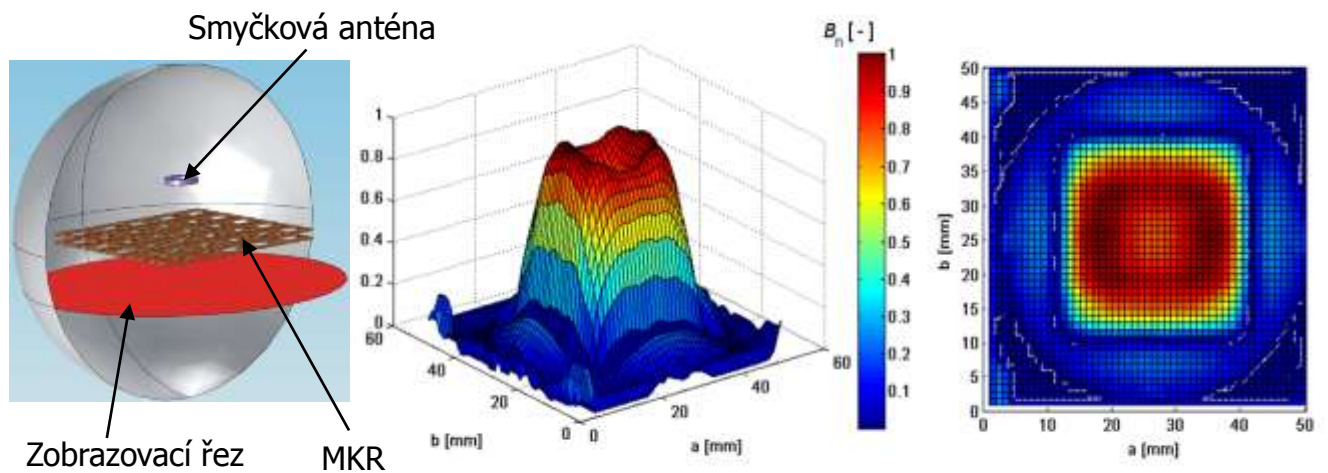
Obr. 8.2.4 Numerický model struktury využívající dva navzájem kolmé MKR.

Aby bylo možné plně zhodnotit funkčnost MKR. Bylo porovnáno rozložení magnetického pole vytvořené pomocí kombinace dvou vzájemně kolmých MKR buzených smyčkovou anténou s rozložením magnetického pole vytvořeného pouze smyčkovou anténou bez rezonanční struktury. Výsledky rozložení normalizovaného měrného magnetického toku jsou zobrazeny na obrázcích obr. 8.2.5 a obr. 8.2.6 spolu s geometrií daného numerického modelu. Rozložení normalizovaného měrného magnetického toku je zobrazeno vždy v místě zobrazovacího řezu, které je vyznačeno v geometrii modelu. Vzdálenost zobrazovacího řezu od smyčkové antény je pro oba případy stejná.

Z výsledků je na první pohled patrné, jakým způsobem dochází k úpravě rozložení a intenzity magnetického pole. Oproti konfiguraci, kde byl použit pouze jeden MKR dosahuje sestava se dvěma kolmými MKR velmi dobré homogenity rozložení magnetického pole. Plocha měrného magnetického toku, vytvořená pomocí MKR, je několika násobně vyšší, než plocha měrného magnetického toku, vytvořená pouze smyčkovou anténou. Kromě plochy vytvořeného magnetického toku je vyšší také jeho intenzita.



Obr. 8.2.5 Rozložení normalizovaného měrného magnetického toku smyčkové antény.



Obr. 8.2.6 Rozložení normalizovaného měrného magnetického toku struktury dvou MKR.

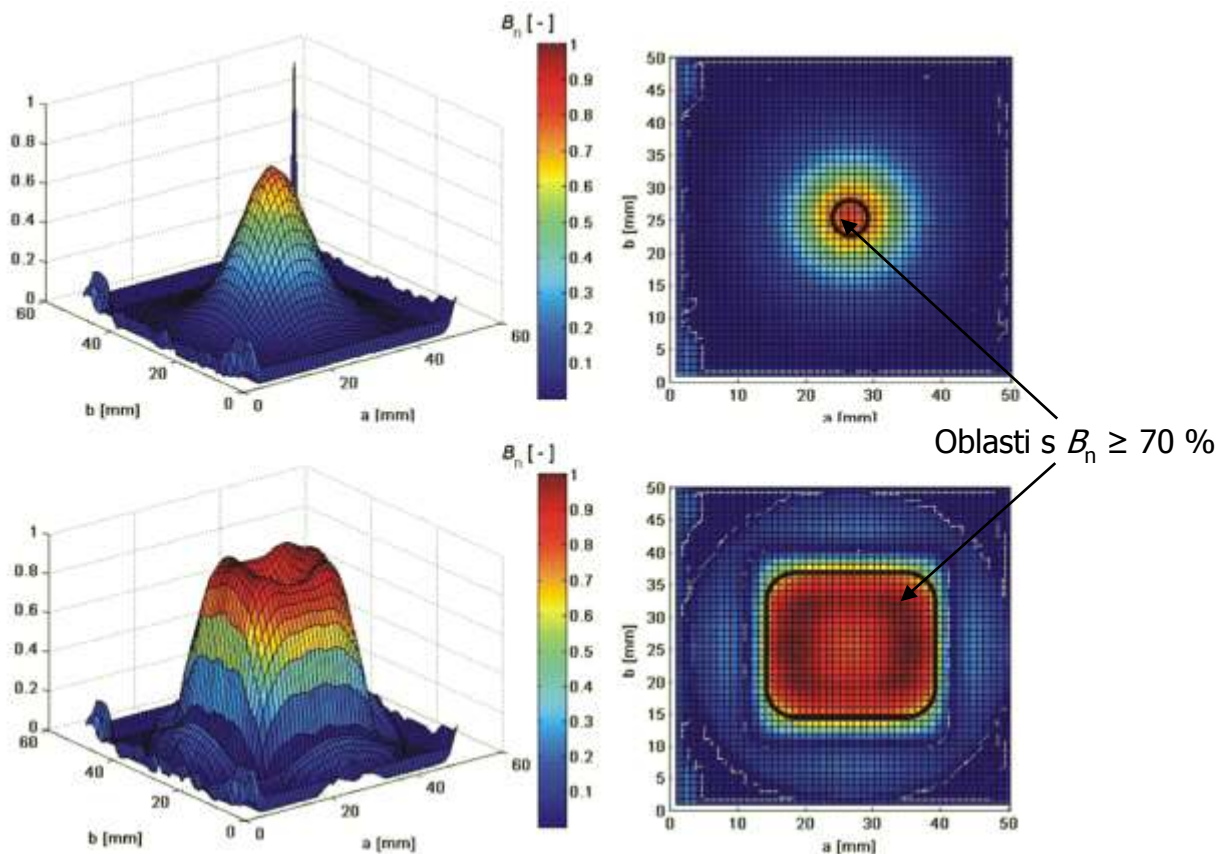
Výsledky numerické analýzy byly použity k určení efektivní permeability μ_{ef} . Výpočet byl proveden tak, že byly uvažovány oblasti, kde hodnota měrného magnetického toku dosahuje hodnoty $B_n \geq 0,7$. Z výsledků numerických analýz je možné určit efektivní permeabilitu struktury. Plochy na kterých dosahuje hodnota $B_n \geq 0,7$ jsou vyznačeny v obrázku obr. 8.2.7.

Plocha homogenního měrného magnetického toku pro výsledky se samostatnou smyčkovou anténou dosahuje hodnoty 20 mm^2 , plocha homogenního měrného magnetického toku pro výsledky se soustavou MKR dosahuje hodnoty 576 mm^2 .

Pokud uvažujeme lineární prostředí, je efektivní permeabilitu μ_{ef} možné určit podle pomoci vztahu:

$$\mu_{ef} = \frac{\iint B_{n2} dS}{\iint B_{n1} dS} \quad (8.2.1)$$

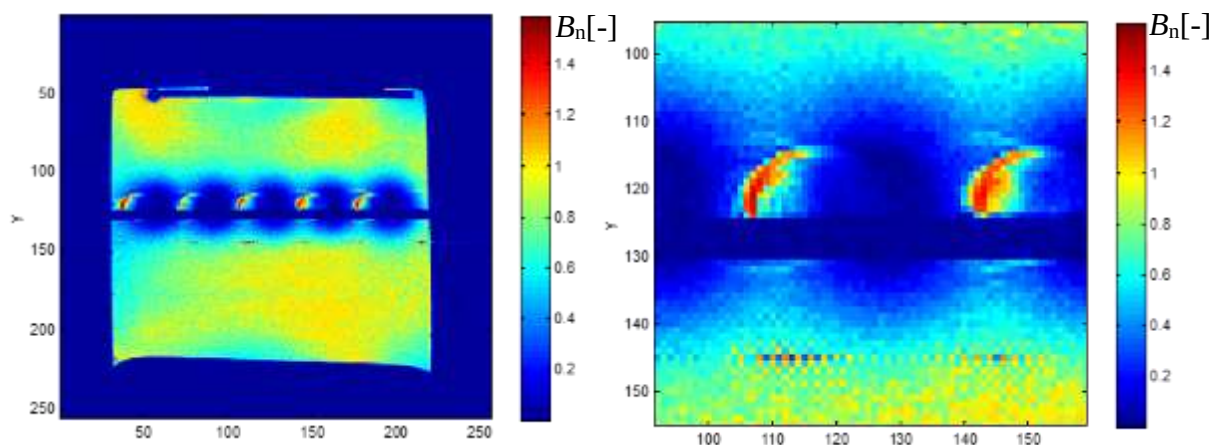
Kde $\iint B_{n1} dS$ je plošný integrál měrného magnetického toku pro samostatnou smyčkovou anténu a $\iint B_{n2} dS$ je plošný integrál měrného magnetického toku pro soustavu s MKR. Pomocí výše zmíněného vztahu je možné ovšem určit pouze modul μ_{ef} . Pro správné určení znaménka je nezbytné znát fázi vytvořeného měrného magnetického toku. Pokud rezonanční struktura rezonuje na kmitočtu nižším, než je její rezonanční kmitočet, pak je fáze vytvořeného měrného magnetického toku shodná s fází budícího EMG pole a výsledné znaménko μ_{ef} je kladné. Druhou možností je, že struktura rezonuje na kmitočtu vyšším, pak je fáze vytvořeného měrného magnetického toku rozdílná s fází budícího EMG pole a výsledné znaménko μ_{ef} je záporné. Pro výsledky numerické analýzy, které zobrazuje obrázek obr. 8.2.7, dosahuje hodnota efektivní permeability $\mu_{ef} = -28,8$.



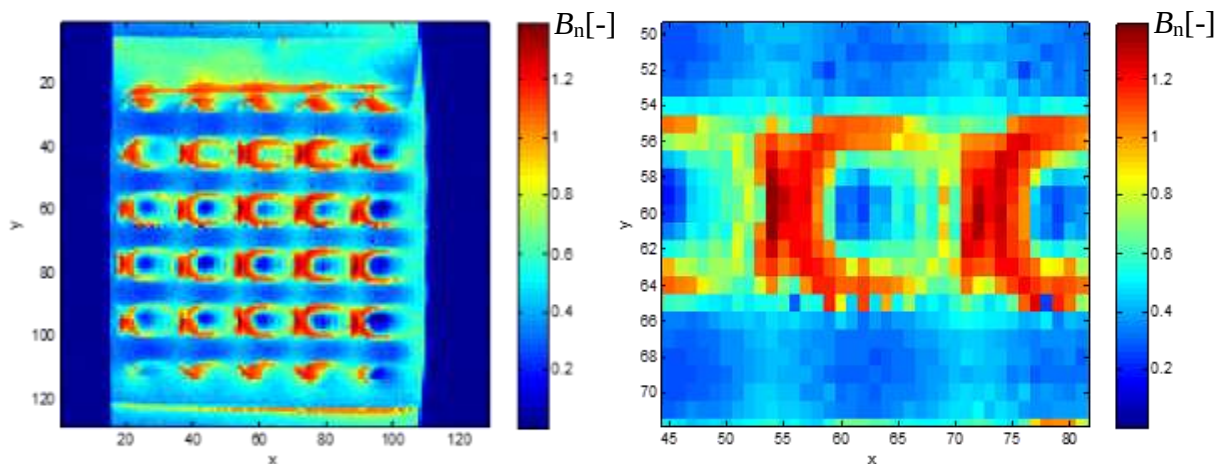
Obr. 8.2.7 Oblasti homogenního měrného magnetického toku pro určení μ_{ef} .

9 Měření měrného magnetického toku periodických struktur

Nezbytnou součástí návrhu periodických struktur je možnost měření elektromagnetických polí, které tyto struktury vytvářejí. Měření je nezbytné, jak pro ověření správnosti numerických modelů, tak pro testování realizovaných struktur. Z hlediska použití v NMR a poměru vlnových délek ku velikosti rezonátorů je nejzajímavější měření magnetické složky EMG pole, která je generována v reaktivní oblasti rezonančních struktur. Měření rozložení magnetického pole je možné v NMR tomografu. Měření má ovšem několik nevýhod. Vyžaduje kvalifikovanou obsluhu, je časově poměrně náročné a NMR systém má fixně stanovený kmitočet budícího RF signálu. Nemožnost kmitočtového rozmlátání je největším problémem. Rezonanční struktury jsou velmi citlivé na ovlivňování rezonančního kmitočtu okolními objekty. Pokud se MI čočka naladěná na odpovídající rezonanční kmitočet umístí do NMR tomografu, může vlivem okolních objektů dojít ke změně rezonančního kmitočtu o neznámou kladnou nebo zápornou hodnotu. MI čočka se pak v NMR systému chová jako nefunkční. Výsledky měření testovací MI čočky zobrazují obrázky obr. 9.1 a obr. 9.2.



Obr. 9.1 Normalizovaná hodnota měrného magnetického toku v řezu kolmém na rovinu MI čočky.

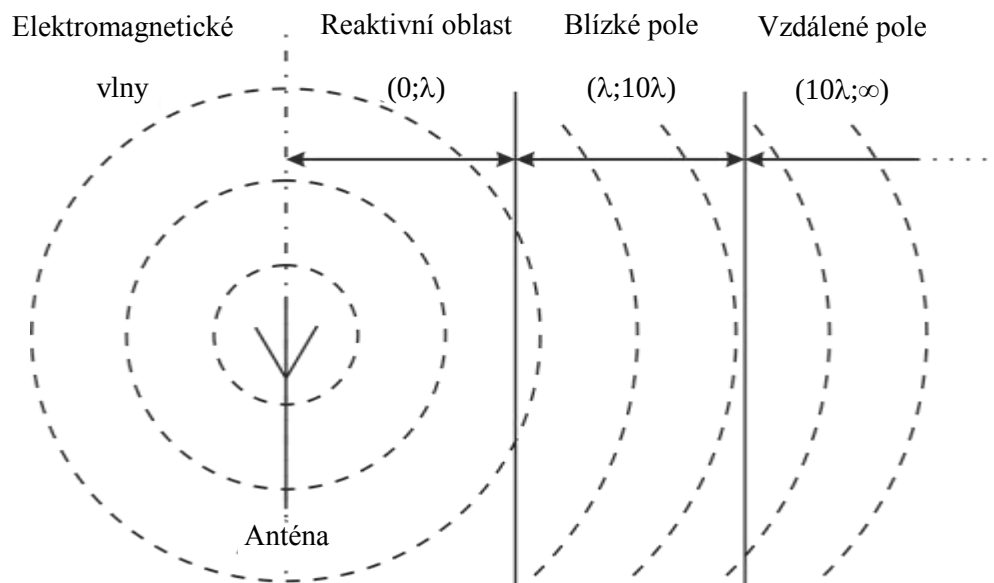


Obr. 9.2 Normalizovaná hodnota měrného magnetického toku v řezu rovnoběžném s rovinou MI čočky.

Měřená MI čočka byla realizovaná jako pole 5 x 5 SSR, které byly kapacitně naladěny pomocí SMD kondenzátorů na $f_r \cong 198,75\text{MHz}$, což je pracovní kmitočet NMR systému. Z výsledků měření je patrný negativní vliv magnetické susceptibility kondenzátorů a pájky použité při jejich osazování. V obrázcích je tento vliv viditelný jako artefakty, které zvyšují celkový B_0 . Samotné rezonátory se díky posuvu jejich rezonančního kmitočtu pod pracovní kmitočet NMR systému, dostali do oblasti, kde fáze generovaného EMG pole má opačný směr než fáze budicího EMG pole. Součtem těchto dvou polí se ve středech rezonátorů nenachází maximální hodnota B_0 , ale hodnota minimální. Frekvenční posuv MI čočky nastal v důsledku umístění nádoby s vodou v její blízkosti. Nádoba s vodou byla využita jako měřicí fantom. Bez možnosti rozmitání pracovního kmitočtu NMR systému, tak je jedinou možností vyrobení sady vzorků, které budou naladěny v oblasti pracovního kmitočtu s definovaným frekvenčním rozdílem a následné proměření všech vzorků. Tento postup se jevil z hlediska času a prostředků velmi náročně. Z tohoto důvodu bylo navrženo měřicího pracoviště, které umožní mapovat EMG pole v reaktivní oblasti rezonanční struktur a zároveň bude umožňovat rozmitání kmitočtu budicího RF signálu.

9.1 Návrh měřicího pracoviště

Formování elektromagnetické vlny vytvářené anténou je možné rozdělit do třech základních oblastí [35]. Hranice těchto oblastí závisí na vlnové délce a vzdálenosti od antény. Rozložení jednotlivých oblastí zobrazuje obrázek obr. 9.1.

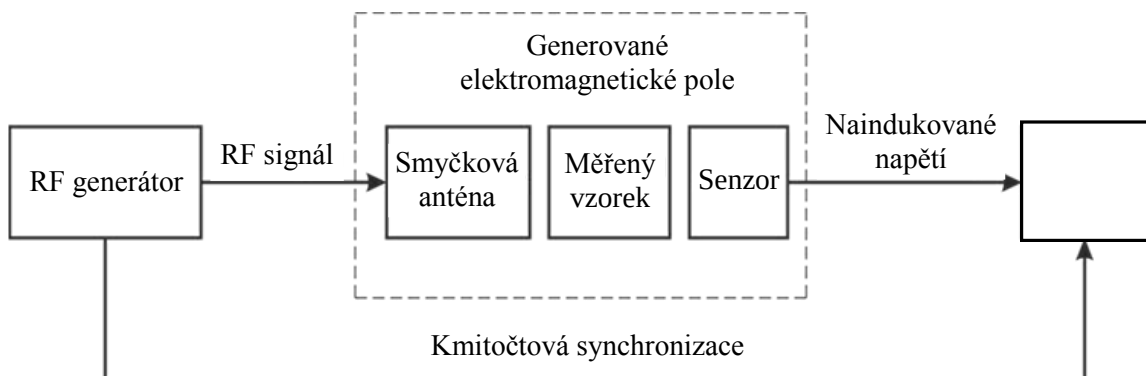


Obr. 9.1 Rozdělení oblastí antény.

Standardní metrologie popisuje měření EMG polí v blízkém a vzdáleném poli antén. V těchto dvou oblastech mají generované EMG vlny příčně elektromagnetický charakter a nedochází zde k impedančnímu ovlivňování měřené antény měřicí sondou [36], [37]. V reaktivní

oblasti antény dochází k formování EMG vlny a k možnému ovlivňování měřeného objektu měřicí sondou. Ovlivnění má vliv jak na impedanci měřeného objektu, tak na tvar generovaného EMG. Návrh měřicího pracoviště tedy bylo nutné provést s ohledem na zmíněné problémy.

Měření rozložení měrného magnetického toku probíhá pomocí mapování dvourozměrné oblasti. Mapování je realizováno jako měření jednotlivých bodů krok po kroku. Měřicí stanice se skládá z vysokofrekvenčního generátoru, budící smyčkové antény, měřeného objektu, měřicího senzoru, spektrálního analyzátoru a dvouosého pozičního zařízení. Schematické znázornění měřicího řetězce zobrazuje obrázek obr. 9.1.1.



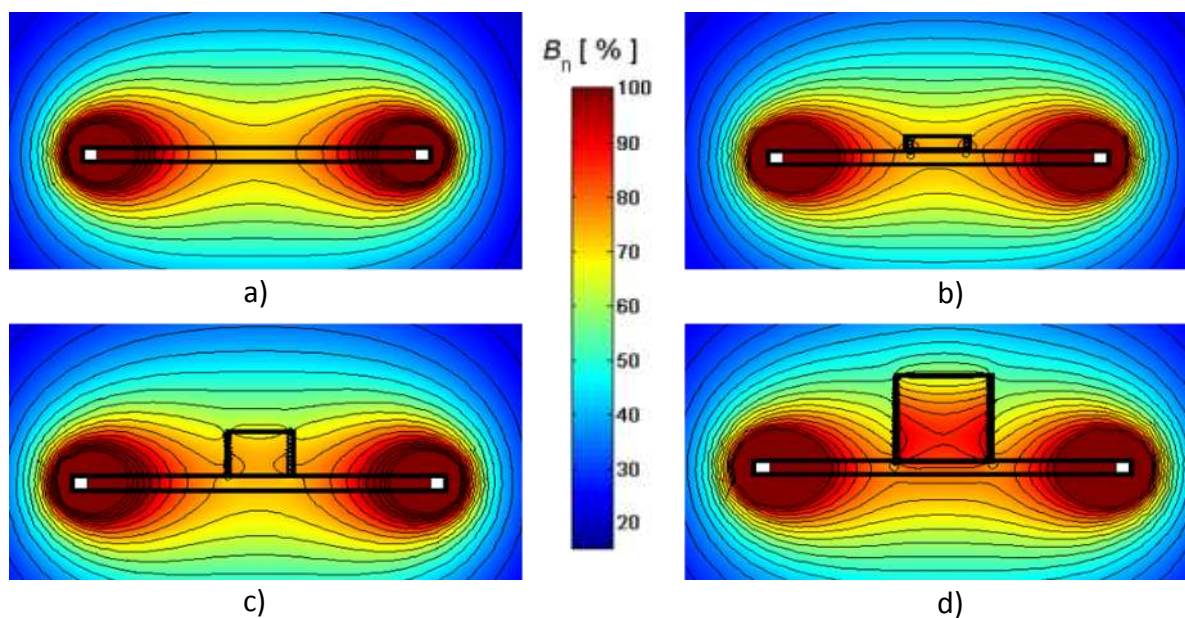
Obr. 9.1.1 Schematické znázornění měřicího řetězce.

Jako budící anténa byla použita jedno-závitová smyčka s průměrem $d_a = 30$ mm. Anténa byla realizována pomocí technologie výroby plošných spojů na dielektrickém substrátu FR4. Impedance antény byla naladěna pomocí sérioparalelní kombinace kondenzátorů na $Z_a = 50 \Omega$ pro kmitočet $f_a = 100$ MHz.

V úvodu kapitoly byl zmíněn problém s vysokou citlivostí měřeného vzorku na ovlivnění okolními objekty umístěnými v jeho reaktivní oblasti. Z tohoto důvodu bylo nutné vyřešit realizaci měřicího senzoru, aby díky němu nedocházelo k rozladování smyčkové antény a k deformaci měřeného magnetického pole. Pro měření dynamického magnetického pole vysokých kmitočtů se používají měřicí cívky s definovanými rozměry a počtem závitů. Při návrhu měřicí cívky je třeba zohledňovat fakt, že čím větší rozměry a čím více závitů bude cívka mít, tím větší bude naindukované měřené napětí, ale zároveň poroste vliv měřicí cívky na měřený objekt. Zároveň při zvyšování rozměrů cívky bude klesat její minimální rozlišitelnost, což je další nevýhodou při mapování magnetických polí.

Pro vyhodnocení deformace měřeného magnetického pole vlivem měřicí cívky byl sestaven numerický model. Jako měřený objekt slouží smyčková anténa, o průměru $d_a = 30$ mm. Výsledky rozložení normalizovaného měrného magnetického toku v řezu smyčkové antény zobrazuje obrázek obr. 9.1.2 a). Obrázek obr. 9.1.2 b) zobrazuje rozložení normalizovaného měrného magnetického toku smyčkové antény při zatížení jedno závitovou měřicí cívkou.

Obrázek obr. 9.1.2 c), d) zobrazuje rozložení normalizovaného měrného magnetického toku smyčkové antény při zatížení více závitovými měřicími cívkami s různými rozměry.



Obr. 9.1.2 a) Rozložení měrného magnetického toku smyčkové antény. b), c), d) Rozložení měrného magnetického toku smyčkové antény zatížené měřicí cívkou.

Z výsledků je patrné, jaký vliv mají parametry měřicí cívky na deformaci měřeného magnetického pole v blízkosti měřeného objektu. Z tohoto důvodu byla navržena měřicí cívka jako jedno závitová cívka kombinovaná s krouceným vedením, kvůli kompenzaci indukčnosti přívodů a přesnému vymezení měřené oblasti. Realizaci měřicí cívky zobrazuje obrázek obr. 9.1.4. Průměr měřicí cívky je $d_m = 2$ mm, celková délka l_m 50 mm. Senzor je osazený konektorem typu SMA.



Obr. 9.1.3 Smyčková anténa.



Obr. 9.1.4 Měřicí senzor.

Dvouosé poziční zařízení bylo navrženo a realizováno pomocí křížového stolu, který byl osazen dvěma krokovými motory. Posun motorů je řízen pomocí mikrokontroléru. Poziční zařízení zobrazuje obrázek obr. 9.1.5. Celkové měřicí pracoviště je zobrazeno na obrázku 9.1.6.



Obr. 9.1.5 Poziční zařízení.



Obr. 9.1.6 Měřicí pracoviště.

Mapování rozložení magnetického pole probíhá tak, že na začátku je určena celková velikost mapovaného pole, délka jednoho kroku a celkový počet kroků. Mapování probíhá jako měření jednotlivých bodů čtvercové nebo obdélníkové matice s konstantní vzdáleností mezi jednotlivými body. Poziční zařízení umožňuje mapování oblastí o maximální velikosti 150 x 150 mm s minimální délkou kroku 0,01 mm. Dále je potřeba nastavit kmitočet a výkon budicího signálu. Po nastavení parametrů měření je možné přikročit k samotnému měření. Měření a zapisování naměřených hodnot je řízeno programem VEE. Naměřené hodnoty výkonu v dBm jsou zapisovány do textového souboru, ze kterého je možné po zpracování vykreslit mapu měřeného magnetického pole.

9.2 Testování měřicího pracoviště

Pro testovací režim a ověření funkčnosti měřicího pracoviště bylo použito zjednodušené koncepce, kdy budicí smyčková anténa složila zároveň jako měřený objekt. Zjednodušení bylo použito z důvodu lepší možnosti impedančního ladění smyčkové antény a také pro to, že rozložení měrného magnetického toku smyčkové antény je dobře známo a to umožňuje ověření správnosti a přesnosti měření. Parametry smyčkové antény a její realizace jsou popsány v předchozí kapitole. Měřená oblast měla rozměry 80 x 80 mm a délka jednoho kroku byla 1 mm. Měření bylo provedeno v několika různě vzdálených řezech na rovinu rovnoběžnou s plochou smyčkové antény.

Pokud uvažujeme magneticky lineární prostředí, pak je hodnota měrného magnetického toku lineárně závislá na indukovaném proudu v měřicí cívce. Poměr měrného magnetického toku pak musí odpovídat poměru naindukovaného proudu tak, jak popisuje následující vztah:

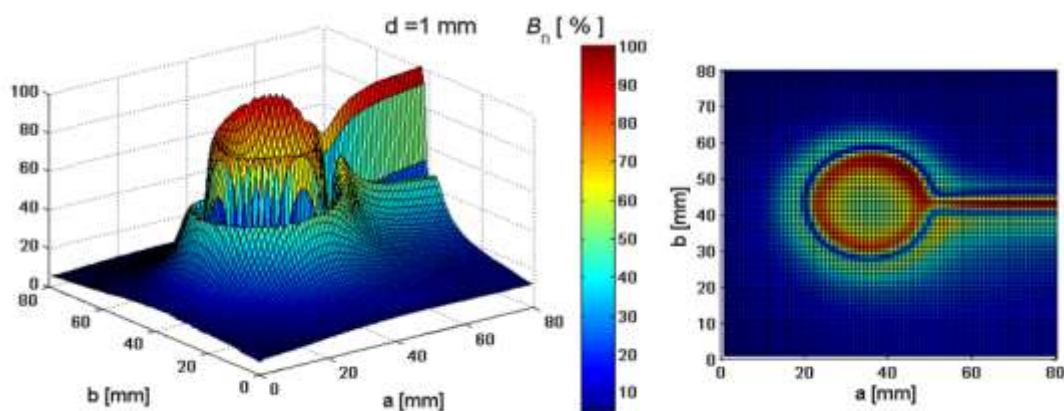
$$B_n = \frac{B}{B_{max}} = \frac{I}{I_{max}} \quad (9.2.1)$$

Kde B je měrný magnetický tok, $B_{\max}$ je maximální měrný magnetický tok, I je naindukovaný proud, $I_{\max}$ je maximální naindukovaný proud a B_n je normalizovaný měrný magnetický tok. Indukovaný proud je možné určit pomocí vztahu:

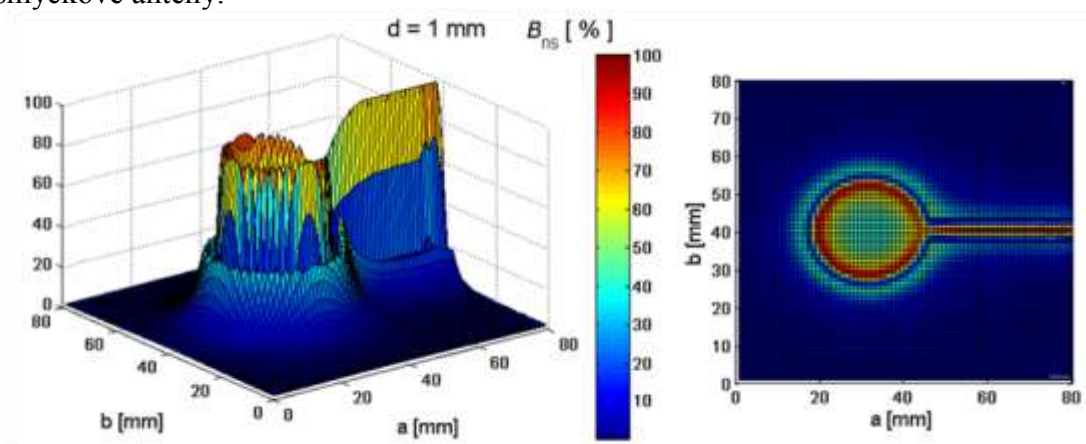
$$I = \sqrt{\frac{P}{Z}} \quad (9.2.2)$$

Kde P je měřený výkon a Z impedance vedení.

Výsledky rozložení normalizovaného měrného magnetického toku pro vzdálenost 1 mm od smyčkové antény zobrazují obrázky obr. 9.2.1 a obr. 9.2.2. Pro porovnání jsou uvedeny výsledky numerické analýzy a měření. Analýza numerického modelu byla provedena pro stejnou geometrii smyčkové antény. Výpočet B_n byl ale proveden přímo z výsledků magnetické indukce $\mathbf{B}$.

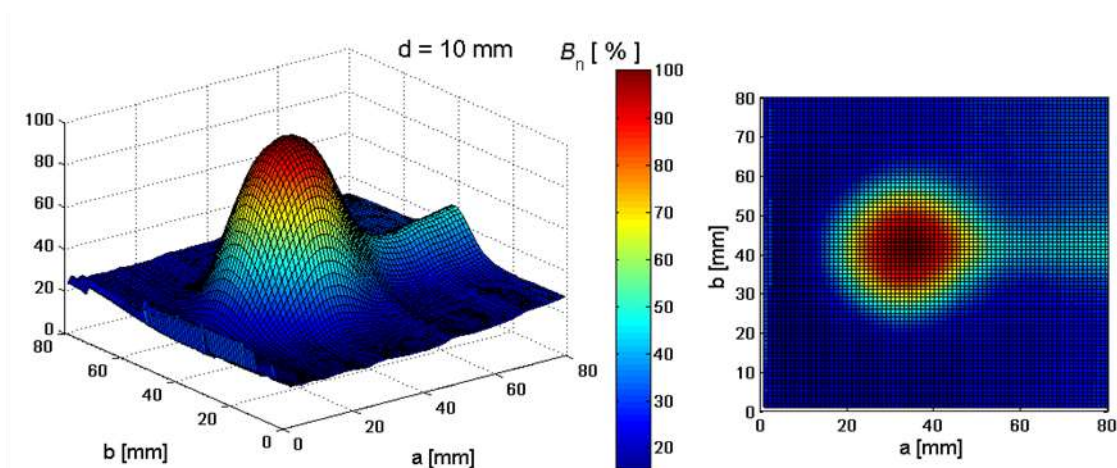


Obr. 9.2.1 Změřená hodnota normalizovaného měrného magnetického toku ve vzdálenosti 1 mm od smyčkové antény.

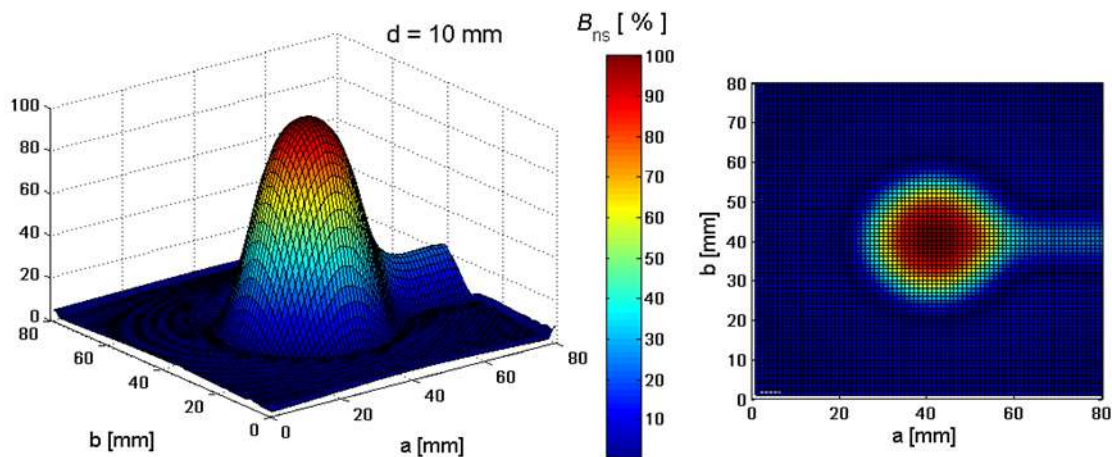


Obr. 9.2.2 Vypočtená hodnota normalizovaného měrného magnetického toku ve vzdálenosti 1 mm od smyčkové antény.

Výsledky rozložení normalizovaného měrného magnetického toku pro vzdálenost 10 mm od smyčkové antény zobrazují obrázky obr. 9.2.3 a obr 9.2.4.



Obr. 9.2.3 Změřená hodnota normalizovaného měrného magnetického toku ve vzdálenosti 10 mm od smyčkové antény.

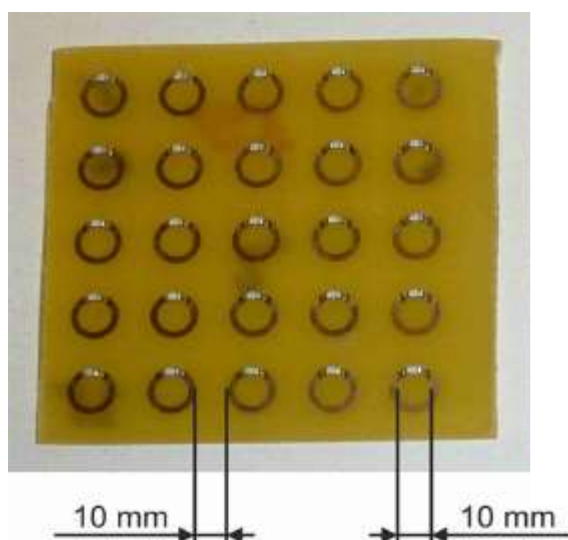


Obr. 9.2.4 Vypočtená hodnota normalizovaného měrného magnetického toku ve vzdálenosti 1 mm od smyčkové antény.

Z obrázků je patrné, že výsledky měření a numerické analýzy jsou téměř shodné. Rozdíly jsou vzniklé pouze konečným rozměrem měřicí cívky a tím způsobeným průměrováním hodnot měrného magnetického toku v místech s vysokým gradientem a dále vyšším EMG šumem oklí u reálného měření oproti numerickému modelu.

9.3 Měření SSR

Jako testovací periodická struktura byla navržena soustava SSR rezonátorů kapacitně laděných na $f_r \cong 100$ MHz. Pro testovací strukturu byly zvoleny větší rozestupy mezi jednotlivými elementy, aby byly patrné příspěvky rozložení magnetických polí jednotlivých rezonátorů a mohl být zároveň vyhodnocen vliv rozdílů jejich naladění, kvůli nepřesnostem kondenzátorů. Realizaci struktury zobrazuje obrázek obr. 9.3.1.

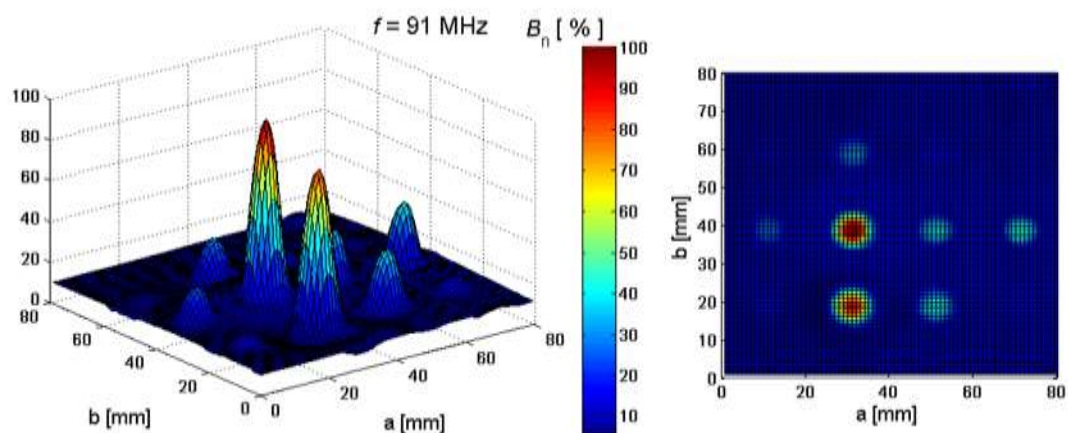


Obr. 9.3.1 Testovací struktura SSR rezonátorů

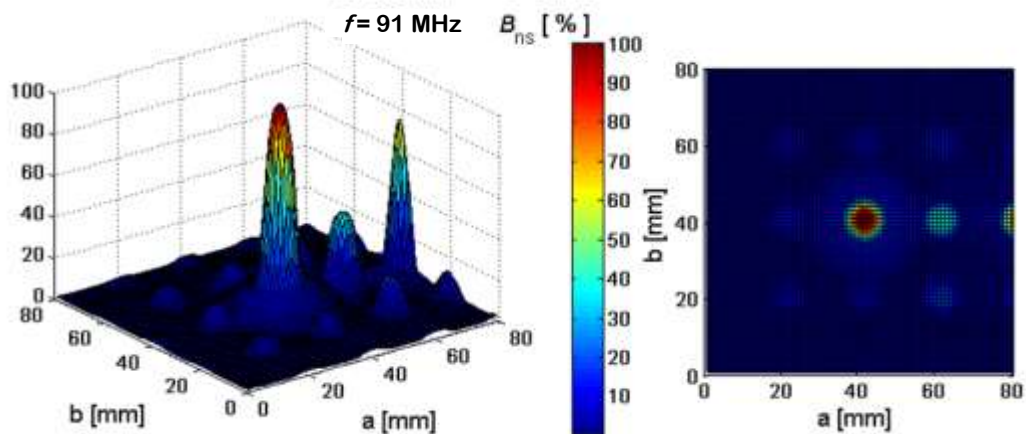
Jako buzení byla použita smyčková anténa. Struktura byla umístěna 10 mm nad smyčkovou anténou. Při měření byla provedena nejdříve série měření s nízkým počtem kroků pro různé kmitočty, kvůli nalezení přesného rezonančního kmitočtu. Po nalezení rezonančního kmitočtu bylo provedeno několik měření v jeho okolí. Velikost měřené oblasti a jednotlivých kroků byla stejná jako při testování pomocí smyčkové antény. Obrázek obr. 9.3.2 zobrazuje rozložení B_n na rezonančním kmitočtu testované struktury. Pro srovnání byla provedena zároveň numerická analýza stejné konfigurace. Výsledky numerické analýzy zobrazuje obrázek 9.3.3. Při porovnání hodnot jsou u změřených výsledků patrné rozdíly, vlivem rozdílného rezonančního kmitočtu jednotlivých rezonátorů, jinak se výsledky shodují s numerickou analýzou.

Obrázky obr. 9.3.4 a 9.3.5 zobrazují rozložení B_n pro kmitočty nižší než rezonanční kmitočty testovací struktury. Z výsledků měření a numerické analýzy je patrné, že budící EMG pole má souhlasnou fázi s EMG polem generovaným jednotlivými rezonátory. Výsledné EMG pole je pak tvořeno součtem budícího a generovaného.

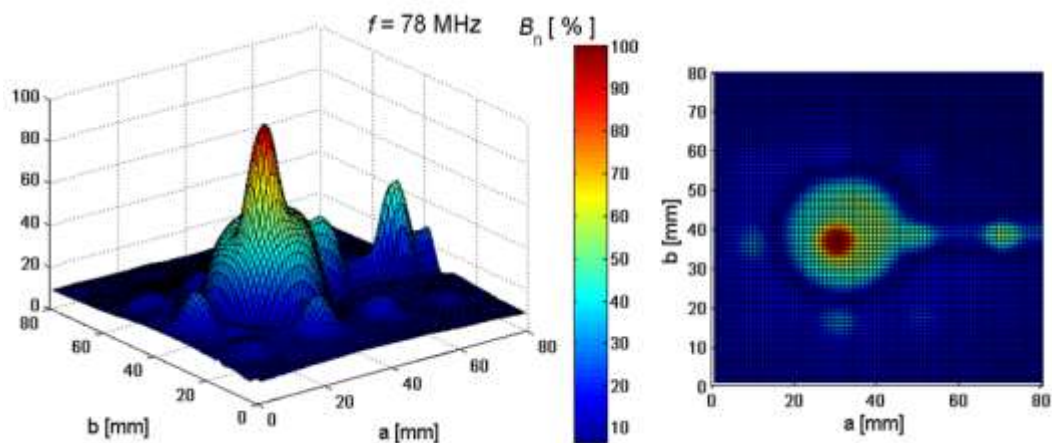
Obrázky obr. 9.3.6 a 9.3.7 zobrazují rozložení B_n pro kmitočty vyšší než rezonanční kmitočty testovací struktury. Z výsledků měření a numerické analýzy je patrné, že budící EMG pole má rozdílnou fázi s EMG polem generovaným jednotlivými rezonátory. Výsledné EMG pole je pak tvořeno rozdílem budícího a generovaného. Kolem rezonátoru ve středu struktury, který rezonuje maximálně intenzivně, je patrný průchod nulou, když intenzita B_n přechází ze záporných hodnot do kladných.



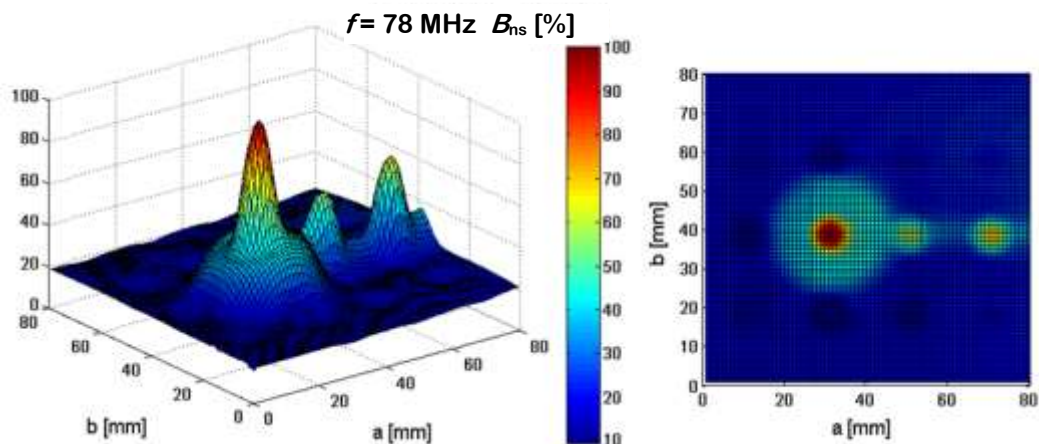
Obr. 9.3.2 Změřené hodnoty měrného magnetického toku SSR na rezonančním kmitočtu.



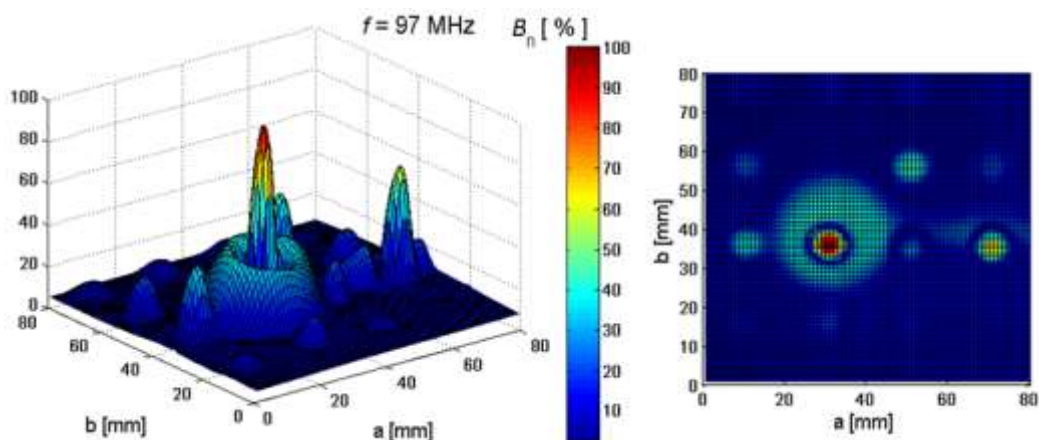
Obr. 9.3.3 Vypočtené hodnoty měrného magnetického toku SSR na rezonančním kmitočtu.



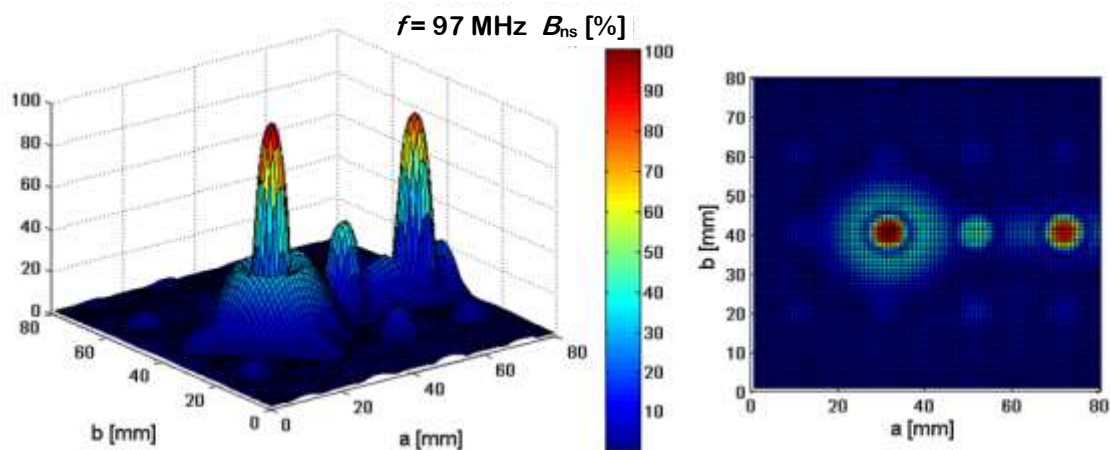
Obr. 9.3.4 Změřené hodnoty měrného magnetického toku SSR na kmitočtu nižším než rezonančním.



Obr. 9.3.5 Vypočtené hodnoty měrného magnetického toku SSR na kmitočtu nižším než rezonančním.



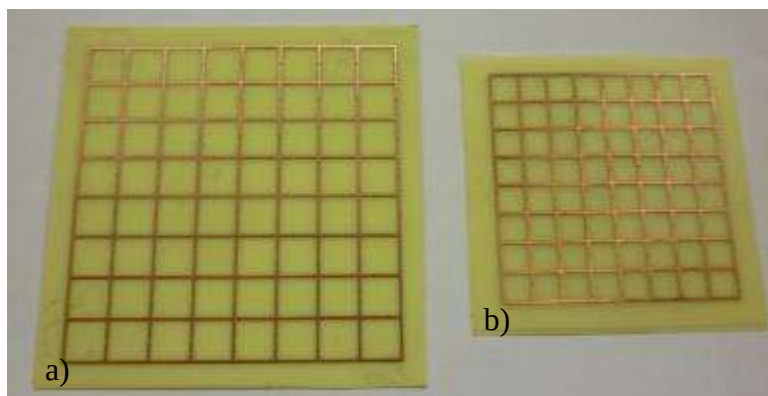
Obr. 9.3.6 Změřené hodnoty měrného magnetického toku SSR na kmitočtu vyšším než rezonančním.



Obr. 9.3.7 Vypočtené hodnoty měrného magnetického toku SSR na kmitočtu vyšším než rezonančním.

9.4 Realizace a měření MKR

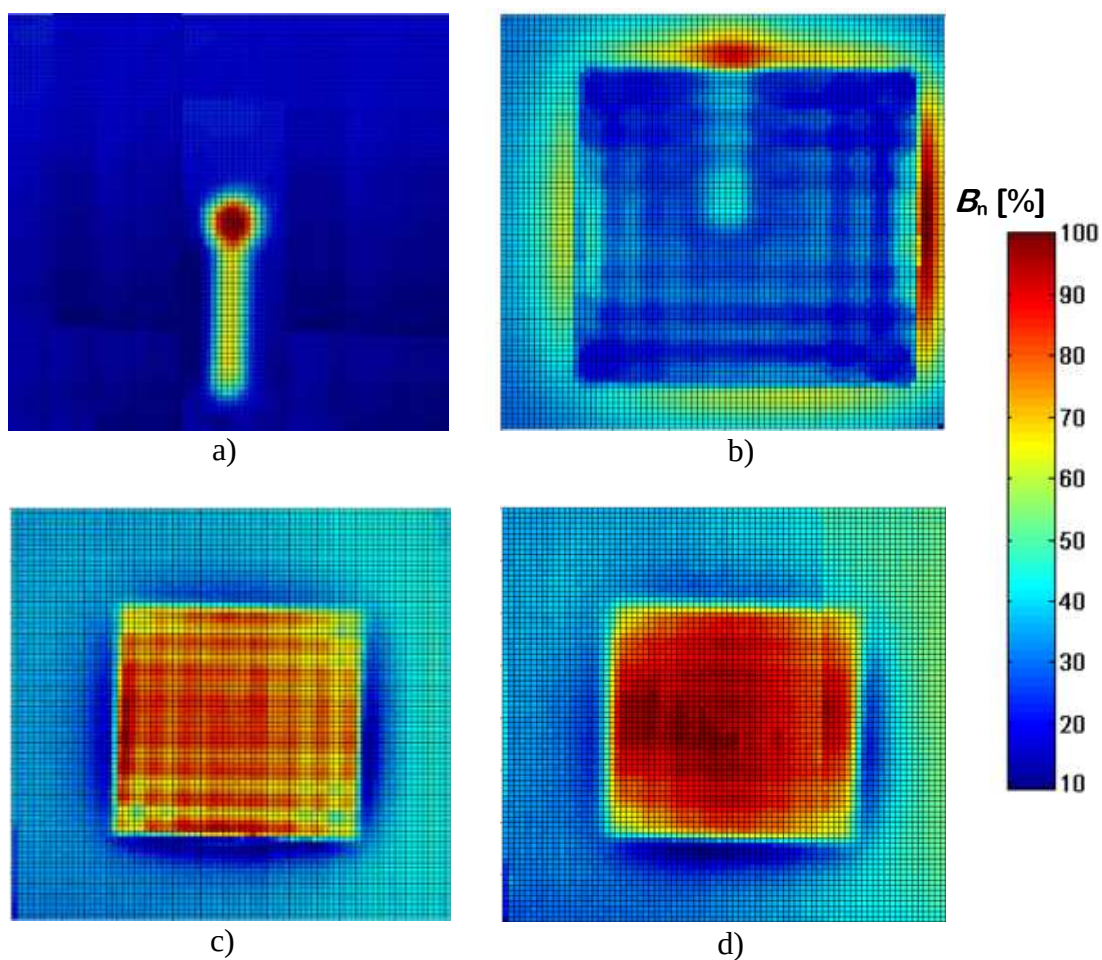
Prototyp rezonanční struktury tvořené soustavou dvou desek MKR byl realizován využitím klasické leptací technologie výroby PCB. Vodivý motiv je tořen Cu fólií tloušťky $t_f = 30 \mu\text{m}$ na dielektrickém substrátu FR4 tloušťky $t_s = 0,1 \text{ mm}$. Pro vymezení přesné vzdálenosti mezi deskami byla použita PE fólie tloušťky $t_{pe} = 0,1 \text{ mm}$ o relativní permitivitě $\epsilon_{pe} = 2,16$. Struktura byla realizovaná ve dvou verzích. První verze 8×8 elementů o délce hrany jednoho elementu $d_{b1} = 8 \text{ mm}$ s rezonančním kmitočtem $f_{r1} = 58 \text{ MHz}$, Druhá verze 8×8 buněk o délce hrany jednoho elementu $d_b = 5 \text{ mm}$ s rezonančním kmitočtem $f_{r2} = 83 \text{ MHz}$. Realizaci struktury zobrazuje obrázek obr. 9.4.1.



Obr. 9.4.1 Rezonanční struktura tvořená dvěma deskami MKR a) $f_r = 58 \text{ MHz}$, b). $f_r = 83 \text{ MHz}$.

Při měření byla jako buzení použita smyčková anténa. Struktura byla umístěna 10 mm nad smyčkovou anténou. Měření bylo provedeno pro vzorek naladěný na $f_{r2} = 83 \text{ MHz}$. Obrázek obr. 9.4.2 zobrazuje výsledky změřeného rozložení B_n a) budicí smyčky, b) soustavy MKR pro $f > f_r$, c) soustavy MKR pro $f = f_r$ a $d = 1 \text{ mm}$, d) soustavy MKR pro $f = f_r$ a $d = 10 \text{ mm}$.

Z výsledků je patrné, že rozložení B_n u rezonančních struktur tvořených MKR odpovídá výsledků získaných pomocí numerické analýzy, která byla prezentována v kapitole 8.2. Měřením byla ověřena správnost numerických modelů s funkčností realizovaných vzorků.



Obr. 9.4.2 Změřené hodnoty rozložení B_n a) budicí smyčky, b) soustavy MKR pro $f > f_r$, c) soustavy MKR pro $f = f_r$ a $d = 1$ mm, d) soustavy MKR pro $f = f_r$ a $d = 10$ mm.

10 Přínos dizertace

V oblasti periodických struktur využívaných pro návrh a realizaci bezodrazových povrchů byla provedena analýza fyzikálních vlastností hřebenových struktur v oblasti viditelného spektra elektromagnetického záření. Na základě získaných výsledků byl navržen optimální tvar a rozmístění spiček tvořených polykarbonátem, aby docházelo ve viditelném spektru k minimálním odrazům šířící se elektromagnetické vlny na rozhraní vzduchu a hřebenové struktury. Dále byla na základě numerické analýzy navržena úprava rozmístění jednotlivých elementů struktury k dosažení fokusačního efektu elektromagnetické vlny. Využití fokusačního efektu má výrazný potenciál při zvyšování efektivity fotovoltaiických článků.

V oblasti materiálů se záporným indexem lomu byly navrženy numerické modely pro ověření chování elektromagnetické vlny na rozhraní prostředí s kladnými a zápornými materiálovými parametry. Výsledky numerických analýz možnosti lomů nalevo od kolmice neprokázaly.

V oblasti tvarování dynamického elektromagnetického pole a realizace magnetoinduktivní čočky pomocí periodických rezonančních elementů byl proveden detailní rozbor fyzikálních vlastností základních rezonančních elementů. Na základě získaných informací byla provedena jejich optimalizace a návrh nových generací rezonančních elementů k dosažení optimálního rozložení elektromagnetického pole a k možnosti pokrytí maximální šířky kmitočtového spektra. Pomocí informací získaných z experimentální realizace vybraných struktur bylo navrženo několik metod ladění rezonančního kmitočtu a dále byl proveden návrh nového technologického postupu při realizaci struktur. Pro základní elementy bylo provedeno analytické odvození výpočtu rezonančního kmitočtu. Výsledky získané numerickou analýzou byly ověřeny měřením rozložení magnetického pole v reaktivní oblasti rezonátorů.

11 Závěr

Výzkum popsáný v dizertační práci přináší nové poznatky a závěry ve třech hlavních oblastech využití periodických struktur.

V oblasti výzkumu bezodrazových povrchů byl sestaven numerický model hřebenové struktury tvořící rozhraní vzduch-polykarbonát. Na strukturu dopadala elektromagnetická vlna o kmítočtu odpovídajícímu viditelnému spektru elektromagnetického vlnění. Z výsledků numerického modelu bylo zkoumáno rozložení elektrické a magnetické intenzity elektromagnetické vlny a jejich vzájemná transformace v závislosti na postupné změně impedance struktury ve směru Poytingova vektoru. Na základě výsledků analýzy byl navržen optimalizovaný tvar a rozmístění špiček tvořených polykarbonátem, aby docházelo ve viditelném spektru k minimálním odrazům dopadající elektromagnetické vlny. Dále byla na základě teorie o šíření energie, do oblastí s nejlepším impedančním přizpůsobením, navržena změna rozmístění jednotlivých elementů struktury k dosažení fokusačního efektu elektromagnetické vlny. Při optimálním rozložení elementů a použití dvou hřebenových struktur umístěných za sebe docházelo ve středu struktury k nárůstu intenzity elektrického pole až o 30 %.

V oblasti výzkumu návrhu a realizace materiálu se záporných indexem lomu byl na základě detailního zpracování dostupné literatury popisující tento jev sestaven numerický model prostředí kombinující zápornou efektivní permitivitu a permeabilitu. Záporná efektivní permitivita byla vytvořena pomocí elektricky vodivých desek umístěných ve vhodné vzdálenosti od sebe. Záporná efektivní permeabilita byla vytvořena pomocí dělených prstencových rezonátorů. Struktura byla umístěna do vzduchu a bylo tak vytvořeno rozhraní materiálů s kladnými a zápornými parametry. Pro realizaci jevu lomu elektromagnetické vlny nalevo od kolmice je nezbytné vytvoření záporné fázové rychlosti elektromagnetické vlny. Záporná fázová rychlost byla ve struktuře pozorovatelná, ale pouze v oblasti dělených prstencových rezonátorů. Celková fázová rychlost dosahovala kladných hodnot. Dále byl sestaven komplexnější numerický model, který simuloval dopadání elektromagnetické vlny pod definovaným úhlem na rozhraní. U tohoto modelu byla zkoumána oblast šíření prostupné elektromagnetické vlny. Oproti současným předpokladům se vlna nešířila nalevo, ale napravo od kolmice. Realizace struktury se záporným indexem lomu pomocí materiálu se zápornou efektivní permitivitou a permeabilitou nebyla potvrzena. Tento závěr provedené numerické analýzy podporuje předpoklady obsažené v literatuře, která praktickou realizaci materiálu se záporným indexem lomu popírá.

V oblasti výzkumu tvarování dynamického elektromagnetického pole byly sestaveny numerické modely zkoumající fyzikální chování používaných rezonančních elementů. Z důvodů ověření relevantnosti a přesnosti výsledků numerických analýz bylo provedeno experimentální měření magnetické indukce v reaktivní oblasti rezonančních struktur. Pro toto měření bylo navrženo poloautomatické měřicí pracoviště pro mapování magnetických a elektrických polí. Měřením byla experimentálně ověřena relevantnost a přesnost numerických modelů. Dále bylo možné provést optimalizaci zmíněných modelů, vedoucí k redukci počtu stupňů volnosti při zachování požadované přesnosti výsledků. Díky redukci počtu stupňů volnosti došlo ke snížení výpočetní náročnosti, což umožnilo navržení numerických modelů s vyšším počtem rezonátorů a dále modely modifikovanými rezonátorovými strukturami. Navržení numerických modelů obsahující vyšší počty rezonátorů mají klíčový význam pro stanovení možností periodicity a

okrajových jevů rezonančních struktur a dále pak pro určení závislosti efektivní permitivity a permeability na rozměrech struktury.

Další oblastí studovanou pomocí numerických modelů byla možnost kmitočtového ladění rezonátorových struktur pomocí vzájemných induktivních a kapacitních vazeb mezi jednotlivými prvky. Pro výchozí modelové návrhy byly využity spirální induktivní členy. Pro dosažení potřebného rezonančního kmitočtu, při dodržení limitních rozměrů, byl nezbytný poměrně vysoký počet závitů jednoho prvku. Z tohoto důvodu je planární realizace spirálních induktivních členů, za současné dosažitelnosti vysoké opakovatelnosti, poměrně problematická. Numerická analýza prokázala, možnost ladění spirálních induktivních členů pomocí dielektrických materiálů s vysokou permitivitou. Konkrétně byly uvažovány slídkové kondenzátorové destičky různých tloušťek. Díky výraznému zvýšení permitivity v malé oblasti mezi spirálními induktivními členy dojde k vytvoření vzájemné kapacity mezi jednotlivými členy a zároveň rozptylové kapacity kolem vlastních závitů každého členu. Ve spolupráci s ISAS TU Wien byl navržen technologický proces realizace rezonátorových struktur využívající reaktivního iontového leptání v kombinaci s nanášením tenkých elektricky vodivých vrstev.

Na základě získaných poznatků byl navržen kvazi – periodický rezonátor. Tento rezonátor kombinuje využití tenkých dielektrických materiálů s vysokou permitivitou, možnosti postupného přičítání indukčnosti a kompenzace změny intenzity magnetického pole pomocí dvou shodných rezonančních struktur vzájemně pootočených o 180° . Základní struktura tvoří při rezonanci homogenní magnetické pole při interakci s lineárně polarizovanou elektromagnetickou vlnou. Pro vytvoření homogenního magnetického pole při interakci s kruhově polarizovanou elektromagnetickou vlnou je nezbytné, aby geometrie rezonanční struktury kopírovala směr rotace vektoru intenzity elektrického pole. Z této podmínky vyplývá, že geometrie rezonanční struktury musí být středově souměrná. Návrh dokonale středově souměrné struktury by ovšem byl velmi náročný. Proto bylo využito řešení pomocí kombinace dvou základních struktur navržených pro interakci s rovinnou vlnou. Při dopadu kruhově polarizované vlny na základní kvazi – periodickou strukturu dochází k rezonanci pouze u části vázaných rezonátorů. Tento efekt způsobuje vytvoření nekompletně homogenního magnetického pole. Kombinací dvou základních struktur, které jsou vzájemně pootočené o 90° a zároveň jsou ve vhodné vzdálenosti od sebe, je pak vytvořena kvazi – rezonanční struktura tvořící homogenní magnetické pole při interakci s kruhově polarizovanou vlnou. Výsledné homogenní magnetické pole je tvořené superpozicí dvou nekompletně homogenních magnetických polí.

Literatura

- [1] MARQUÉS, R, MARTÍN, F, SOROLLA, M. *Metamaterials with Negative Parameters*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. Rok 2007. ISBN 2007017343.
- [2] CUI, T, J, SMITH, D, R, LIU, R. *Metamaterials: Theory, Design and Applications*. Springer Science + Business Media, LLC 2010. ISBN 978-0-470-37704-8.
- [3] MUNK, B, A. *Metamaterials: Critique and Alternatives*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. Rok 2009. ISBN 2007017343.
- [4] ENGHETA, N, ZIOLKOWSKI, R, W. *Metamaterials: Physics and Engineering* John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. Rok 2006. ISBN 13978-0-471-76102-0.
- [5] KANG, M, S, JOO, S, J, BAHNG, W, LEE, J, H, KIM, N, K, KOO, S, M. *Anti-reflective nano- and micro-structures on 4H-SiC for photodiodes*. Nanoscale Research Letters 2011 6:2363.
- [6] YAMADA, N, IJIRO, T, OKAMOTO, E, HAYASHI, K, MASUDA, H. *Characterization of antireflection moth-eye film on crystalline silicon photovoltaic module*. Optics Express A125, vol. 19, no. S2, 14 March 2011.
- [7] FAUSTINI, M, NICOLE, L, BOISSIERE, C, INNOCENZI, P, SANCHEZ, C, GROSSO, D. *Hydrophobic, Antireflective, Self-Cleaning, and Antifogging Sol-Gel Coatings: An Example of Multifunctional Nanostructured Materials for Photovoltaic Cells*. Chem. Mater., vol. 22, no. 15, 2010.
- [8] JUNG H, SONG, C, JEONG, K, H. *Monolithic Polymer Microlens Arrays with Anti-reflective Structures Using a Metal Annealed Mask*. Optical MEMS and Nanophotonics (OMN), 2011 International Conference on , vol., no., pp.145-146, 8-11 Aug. 2011 doi: 10.1109/OMEMS.2011.6031042.
- [9] ZHANG, X, DI, Q, ZHU, F, SUN, G, ZHANG, H. *Wideband anti-reflective micro/nano dual-scale structures: fabrication and optical properties*. Micro & Nano Letters, 2011, Vol. 6, Iss. 11, pp. 947–950.
- [10] BRUCKNER, C, KASERBIER, T, PRADARUTTI, B, RIEHEMANN, S, NOTNI, G, KLEY, E, B, TUNNERMANN, A. *Broadband antireflective structures applied to high resistive float zone silicon in the THz spectral range*. Optics Express 3063, vol. 17, no. 5, 2 March 2011.
- [11] STRATTON, J. A. *Teorie elektromagnetického pole*. Státní nakladatelství technické literatury v Praze. Rok 1961. Typové číslo L25a-D-5III/5397.
- [12] DĚDEK, L, DĚDKOVÁ, J. *Elektromagnetismus*. Vysoké učení technické v Brně. Nakladatelství VUTUM, Kounicova 67a. Rok 1996. ISBN 80-214-1106-6.
- [13] NEŠPOR, D. *Studie šíření elektromagnetické vlny v heterogenních strukturách*. Diplomová práce FEKT VUT v Brně. Rok 2010.
- [14] VESELAGO, V, G. *The electrodynamics of substance with simultaneously negative values of ϵ and μ* . Sov. Phys. Usp., vol. 10, no.4, pp. 509-524, Jan. 1968.

- [15] PENDRY, J, B. *Negative refraction makes a perfect lens*. Phys. Rev. Lett., vol. 85, no. 18, pp.3966-3969, June 1996.
- [16] SHELBY, R, A, SMITH, D, SCHULTZ, S. *Experimental verification of a negative index of refraction*. Science, vol. 292, pp. 77–79, April 2001.
- [17] PARAZZOLI, R, B, GREGOR, K, Li, KOLTENBAH, B, E, C, TANIELIAN, M. *Experimental verification and simulation of negative index of refraction using Snell's law*. Phys. Rev. Lett., vol. 90, 2003.
- [18] CALOZ, C, ITOH, T. *Electromagnetic Metamaterials: Transmission Line Theory and Microwave Applications*. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, New Jersey. Rok 2006. ISBN 2005048976.
- [19] SMITH, D, R, PADILLA, W, J, VIER, D, C, NEMAT-NASSER, S, C, SCHULTZ, S. *Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity*. Phys. Rev. Lett., vol. 84, no. 18, pp. 4184-4187, May 2000.
- [20] SHELBY, R, A, VIER, D, C, KROLL, N, SCHULTZ, S. *Direct calculation of permeability and permittivity for left-handed materials*. Appl. Phys. Lett., vol. 77 no. 14, pp. 2246-2248, Oct. 2000.
- [21] SMITH, D, R, SHELBY, R, A, NEMAT-NASSER, S, C, SCHULTZ, S. *Microwave transmission through two-dimension, isotropic, left-handed metamaterials*. Appl. Phys. Lett., vol. 788, no. 4, pp. 489-491, Jan. 2001.
- [22] MARIA, C, FREIRE, M, J, ALGARIN, J, M, MARQUES, R. *Demonstration of negative refraction of microwaves*. Department of Electronics and Electromagnetism, University of Seville, 41012 Seville, Spain. Am. J. Phys., Vol. 79, No. 4, April 2011.
- [23] FREIRE, M, J, MARQUES, R, JELINEK, L. *Experimental demonstration of a $\mu = 1$ metamaterial lens for magnetic resonance imaging*. Applied Physics Letters, 2008, vol. 93, no. 23, p. 231108 - 231108-3. ISSN 0003-6951. Departamento de Electronica y Electromagnetismo. Universidad de Sevilla.
- [24] MANUEL, J, JELINEK, L, MARQUES, R. *On the application of $\mu=-1$ metamaterial lenses for magnetic resonance imaging*. Departamento de Electronica y Electromagnetismo. Universidad de Sevilla.
- [25] LOPEZ, M, A, FEIRE, M, J, ALGARIN, J, M, BEHR, V, C, JAKOB, P, M, MARQUES, R. *Nonlinear split-ring metamaterial slabs for magnetic resonance imaging*. Applied Physics Letters 98, 133508, 2011.
- [26] FIALA, P, NEŠPOR, D, BARTUŠEK, K. *Using Numerical Analysis for NMR Coils Optimalization*. Progress In Electromagnetics, 2011, roč. 2011, č. 2011, s. 73-76. ISSN: 1559-9450.
- [27] NEŠPOR, D, BARTUŠEK, K, DOKOUPIL, Z. *Comparing Saddle, Slotted-tube and Parallel-plate Coils for Magnetic Resonance*. Measurement Science Review. 2014. 14(3). s. 171 - 176. ISSN 1335-8871.

- [28] BARTUSEK, K, DREXLER, P, FIALA, P, KADLEC, R, KUBASEK, R. *Magnetoinductive Lens for Experimental Mid-field MR Tomograph*. PIERS ONLINE, VOL. 6, NO. 7, 2010. Department of Theoretical and Experimental Electrical Engineering. Brno University of Technology, Kolejní 2906/4, 61200 Brno, Czech Republic.
- [29] NEŠPOR, D, DREXLER, P, FIALA, P, BARTUŠEK, K. *Using Metamaterials as Electromagnetic Lens for MR Tomograph*. Progress In Electromagnetics, 2011, vol. 2011, no. 2011, p. 1158-1161. ISSN: 1559- 9450.
- [30] DREXLER, P, NEŠPOR, D, FIALA, P, BARTUŠEK, K, KUBÁSEK, R. *Design and Fabrication of Planar Magnetoinductive Resonator Arrays for MRI System Field Shaping*. Progress In Electromagnetics, 2011, vol. 2011, no. 2011, p. 643-647. ISSN: 1559- 9450.
- [31] BARTUŠEK, K, NEŠPOR, D, DREXLER, P, FIALA, P. *Properties of magnetoinductive resonator array for MRI application*. In Measurement 2011. 1. Bratislava: Institute of Measurement Science, Slovak Academy of Sciences, 2011. p. 217-220. ISBN: 978-80-969672-4- 7.
- [32] NEŠPOR, D, DREXLER, P, BARTUŠEK, K, FIALA, P. *NMR Lens – Technological Limits*. Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings, KL, MALAYSIA, March 27-30, 2012 361.
- [33] GEVORGIAN, S, BERG, H. *Line Capacitance and Impedance of Coplanar-Strip Waveguides on Substrate with Multiple Dielectric Layers*. Department of Microelectronics University of Technology, Gothenburg, Sweden and Ericsson Microwave Systems, Moelndal, Sweden, Microwave Conference, 2001. 31st European, Sept. 2001.
- [34] MOHAN, S, S, HERSHENSON, H, BOYD, S, P, LEE, T, H. *Simple Accurate Expressions for Planar Spiral Inductances*. IEEE JOURNAL OF SOLID-STATE CIRCUITS, VOL. 34, NO. 10, OCTOBER 1999.
- [35] HANSEN, J, E. *Spherical Neareld antenna measurement*. Elecromagnetic Waves Series 26. London: IET 1998
- [36] GREGSON, S. CORMICK, J. PARINI, C. *Principles of Planar Near-Field Antenna Measurements*. London: IET, 2007.
- [37] TRZASKA, H. *Electromagnetic field measurements in the near field*. Atlanta: Noble Publishing. 2001. ISBN 10884932-10-X.
- [38] SHVETS, G, TSUKERMAN, I, W. *Plasmonics nad Plasmonic Metamaterials: Analysis and Applications*. World Scientific Publishing Co. Ptr. Ltd. 2012. ISBN 13-978-981-4355-27-8.
- [39] NOGINOV, M, A, PODOLSKIY, V, A. *Tutorials in metamaterials*. Taylor & Francis Group, 2012. ISBN 978-1-4200-9218-9.
- [40] CAPOLINO, F. *Applications of Metamaterials*. Taylor & Francis Group, 2009. ISBN 978-1-4200-5423-1.
- [41] CAPOLINO, F. *Metamaterials Handbook*. Taylor & Francis Group, 2009. ISBN 978-1-4200-5425-5.

- [42] HE, S., et al. *Finite-Element-Based Generalized Impedance Boundary Condition for Modeling Plasmonic Nanostructures*. Nanotechnology, IEEE Transactions on, 2012, roč. 11, č. 2, s. 336-345. ISSN 1536-125X.
- [43] BOUILLAUT, F. *Modelling of electronic nanostructures*. In: Computer Methods for Material Modelling in Electromagnetics (Speciální č.: 1997/067), IEE Colloquium on. IET, 1997. s. 4/1-4/3.
- [44] CARDELLI, E., et al. *Magnetization Dependent Vector Model and Single Domain Nanostructures*. Journal of Applied Physics. 2009, roč. 105, č. 7. ISSN 0021-8979.
- [45] KAZDA, I. *Numerické modelování metodou konečných prvků: Doplnkové skriptum*. 1. vyd. Praha: České vysoké učení technické, 1995. 62 s. ISBN 80-01-01321-9.
- [46] HAŇKA, L. *Teorie elektromagnetického pole: učebnice pro elektrotechn. fakulty*. 1. vyd. Praha: SNTL, 1975, 275 s.
- [47] SZÁNTÓ, Ladislav. *Maxwellovy rovnice*. 1. vyd. Praha: BEN - technická literatura, 2003, 111 s. ISBN 80-7300-096-2.
- [48] GRBIC, A., ELEFThERIADES, GV. *Periodic Analysis of a 2-D Negative Refractive Index Transmission Line Structure*. Ieee Transactions on Antennas and Propagation. 2003, roč. 51, č. 10, s. 2604-2611. ISSN 0018-926X.
- [49] FIALA, P. *Učební texty pro kurs Užitý elektromagnetismus: Učební pomůcka*. Brno: FEI VUT BRNO, ÚTEE, 2000.
- [50] DĚDKOVÁ, J, KŘÍŽ, T. *Modelování elektromagnetických polí*. Modelování elektromagnetických polí. 1. Brno: Entity Production, s.r.o., 2012. s. 1-100. ISBN: 978-80-214-4401-0.
- [51] REKTORYS, K. *Přehled užití matematiky*. 7. vyd. Praha: Prometheus, 2000, xxxii, 720 s. ISBN 80-7196-180-9.
- [52] REKTORYS, K. *Přehled užití matematiky II*. 7. vyd. Praha: Prometheus, 2000, xxxii, 874 s. ISBN 80-7196-181-7.

Vlastní publikace vztahující se k tématu

2014:

FIALA, P.; NEŠPOR, D.; DREXLER, P. *Principal tests and verification of a resonance-based solar harvester utilizing micro/ nano technology. Microsystem Technologies*, 2014, roč. 20, č. 4-5, s. 845-860. ISSN: 0946- 7076.

NEŠPOR, D, BARTUŠEK, K, DOKOUPIL, Z. *Comparing Saddle, Slotted-tube and Parallel-plate Coils for Magnetic Resonance*. *Measurement Science Review*. 2014. 14(3). s. 171 - 176. ISSN 1335-8871.

2013:

FIALA, P.; NEŠPOR, D.; DREXLER, P. *Principal tests and verification of a resonance-based solar harvester utilizing micro/ nano technology. Microsystem Technologies*, 2014, roč. 20, č. 4-5, s. 845-860. ISSN: 0946- 7076.

FIALA, P.; NEŠPOR, D.; DREXLER, P. *A. Resonance-based Solar Element: A Numerical Model and Micro/ Nano Technology Application*. In *Proceedings of SPIE Smart Sensors, Actuators, and MEMS IV*. 8763. Bellingham, Washington, USA: SPIE, 2013. s. 87632A- 1 (87632A-7 s.) ISBN: 978-0-8194-9560- 0.

NEŠPOR, D.; KŘÍŽ, T.; KUBÁSEK, R.; FIALA, P. *NMR Lens – Mapping of the Magnetic Field*. In *The Electromagnetics Academy PIERS 2013*. PIERS, 2013. s. 900-904. ISBN: 978-1-934142-20- 2.

2012:

FIALA, P.; NEŠPOR, D.; HANZELKA, M. *NUMERICAL MODEL OF A SOLAR ELEMENT WITH CONTROLLED EFFICIENCY*. In *20th SVSFEM ANSYS Users' Group Meeting and Conference 2012*. Přerov: SVS FEM, s.r.o., 2012. s. 1-13. ISBN: 978-80-260-2722- 5.

NEŠPOR, D.; DREXLER, P.; BARTUŠEK, K.; FIALA, P. *NMR Lens - Technological Limits*. In *The Electromagnetics Academy PIERS 2012. Progress In Electromagnetics*. PIERS, 2012. s. 361-364. ISBN: 978-1-934142-20- 2. ISSN: 1559- 9450.

2011:

KADLEC, R.; KROUTILOVÁ, E.; NEŠPOR, D.; FIALA, P. *Propagation of Electromagnetic Wave in Layered Heterogeneous Medium*. *Progress In Electromagnetics*, 2011, roč. 2011, č. 2011, s. 1149-1152. ISSN: 1559- 9450.

FIALA, P.; NEŠPOR, D.; BARTUŠEK, K. *Using Numerical Analysis for NMR Coils Optimalization*. *Progress In Electromagnetics*, 2011, roč. 2011, č. 2011, s. 73-76. ISSN: 1559- 9450.

NEŠPOR, D.; DREXLER, P.; FIALA, P.; BARTUŠEK, K. *Using Metamaterials as Electromagnetic Lens for MR Tomograph. Progress In Electromagnetics*, 2011, roč. 2011, č. 2011, s. 1158-1161. ISSN: 1559- 9450.

DREXLER, P.; NEŠPOR, D.; FIALA, P.; BARTUŠEK, K.; KUBÁSEK, R. *Design and Fabrication of Planar Magnetoinductive Resonator Arrays for MRI System Field Shaping. Progress In Electromagnetics*, 2011, roč. 2011, č. 2011,s. 643-647. ISSN: 1559- 9450.

BARTUŠEK, K.; NEŠPOR, D.; DREXLER, P.; FIALA, P. *Properties of magnetoinductive resonator array for MRI application. In Measurement 2011. 1. Bratislava: Institute of Measurement Science, Slovak Academy of Sciences*, 2011.s. 217-220. ISBN: 978-80-969672-4- 7.

2010:

KADLEC, R.; NEŠPOR, D.; FIALA, P. *Electromagnetic Wave Propagation in Heterogeneous Structures. In Proceedings of PIERS 2010 in Cambridge. Cambridge: 2010. s. 1031-1034. ISBN: 978-1-934142-14- 1.*

KADLEC, R.; NEŠPOR, D.; FIALA, P. *Electromagnetic Wave Propagation in Heterogeneous Structures. PIERS ONLINE*,2010, roč. 2010, č. 7, s. 613-616. ISSN: 1931- 7360.

Seznam obrázků

Obr. 2.1.1 Postup při výrobě bezodrazové nanostruktury [8].	14
Obr. 2.1.2 Výsledná bezodrazová nanostruktura [8].	14
Obr. 2.1: Postupná EMG vlna ve ztrátovém prostředí [12].	17
Obr. 2.2.1 Skupiny materiálů z hlediska znamének permitivity a permeability [14].	18
Obr. 2.2.2 Odraz a lom elektromagnetické vlny na rozhraní a) materiálů s kladnými parametry, b) materiálu s kladnými parametry a materiálu se zápornými parametry [14].	19
Obr. 2.2.3 Šíření paprsků u LH elektromagnetické čočky [14].	20
Obr. 2.2.4 Numerická analýza šíření elektromagnetické vlny (zobrazena složka E_z).	20
Obr. 2.2.5 a) Realizace materiálu se zápornými parametry [16]. b) Porovnání měření úhlu lomu pro teflonový klín a klín vytvořený z materiálu se zápornými parametry (NIM) [17].	21
Obr. 2.2.6 a) Realizace materiálu se zápornými parametry [22].	22
Obr. 2.2.7 a) Pracoviště pro měření indexu lomu. b) Porovnání měření úhlu lomu pro teflonový klín a klín vytvořený z materiálu se zápornými parametry [22].	22
2.3 Úprava tvaru magnetického pole	22
Obr. 2.3.1 Vliv SSR struktury na kontrast NMR obrazu [23].	23
Obr. 4.1.1 a) Vlastnosti elektromagnetické vlny na rozhraní dvou prostředí s rozdílnými impedancemi, b) náhradní obvod popisující chování elektromagnetické vlny na rozhraní dvou prostředí s rozdílnými impedancemi.	27
Obr. 4.1.2 Numerická analýza chování elektromagnetické vlny na rozhraní dvou prostředí s různými impedancemi.	28
Obr. 4.2.1 Základní koncept bezodrazové struktury.	29
Obr. 4.2.2 Vlastnosti elektrické a magnetické složky rovinné elektromagnetické vlny na základní hřebenové struktuře.	29
4.3 Využití bezodrazového povrchu jako elektromagnetické čočky	30
Obr. 5.1.1 Vlastnosti a šíření elektromagnetické vlny v modelu periodické struktury páskových vodičů pro různé kmitočty [13].	33
Obr. 5.2.1 Numerický model struktury se zápornými efektivními materiálovými parametry.	34
Obr. 5.2.2 Výsledky numerické analýzy struktury se zápornými materiálovými parametry pro rovinnou EMG vlnu dopadající na rozhraní pod úhlem 0° : a) pro EMG vlnu dopadající na samostatnou strukturu, b) pro EMG vlnu dopadající na periodickou strukturu.	35
Obr. 5.2.3 Výsledky numerické analýzy šíření EMG vlny a) strukturou s kladnými materiálovými parametry, b) strukturou se zápornými materiálovými parametry.	36

Obr. 5.2.4 Výsledky numerické analýzy klínové struktury se zápornými materiálovými parametry pro rovinnou EMG vlnu dopadající na rozhraní pod úhlem větším než 0° :	36
Obr. 6.1.1 Normalizovaná hodnota měrného magnetického toku B pro: a) plošná jedno-závitová cívka, b) plošná dvou-závitová cívka, c) drátová sedlová cívka [26].	37
Obr. 6.2.1 Tvar měrného magnetického toku B : a) jde o klasická samostatná cívka, b) pole cívek, jejichž efektivní permeabilita μ_r je rovná nule, c) pole cívek, jejichž efektivní permeabilita μ_r se blíží nekonečnu [28].	38
Obr. 6.2.2 a) rozměry jednoho SSR rezonátoru vyrobeného na substrátu FR4, b) závislost impedance $\arg(Z)$ v na kmitočtu pro takovýto rezonátor, c) je závislost magnetického indukčního toku Φ na kmitočtu pro jeden SSR [29].	39
Obr. 6.3.1 Uspořádání numerického modelu pro analýzu rezonančního kmitočtu samostatného rezonátoru.	39
Obr. 6.3.3 Numerický model budící cívky a SSR struktury.	40
Obr. 6.3.4 Porovnání fázového posuvu mezi složkami měrného magnetického toku B_x a B_y pro magnetické pole s SSR strukturou a bez SSR struktury.	41
Obr. 6.4.1 Parametr S_{21} pro SSR a SSR s kondenzátorem [29].	42
Obr. 6.4.2 MI čočka: a) principiální uspořádání, b) realizace dvou desek rezonátorů [29].	42
Obr. 6.5.1 Uspořádání měření rezonanční křivky MI čočky.	43
Obr. 6.5.2 a) Uspořádání měření rezonanční křivky jednoho rezonátoru. b) Detail měřicí smyčky.	43
Obr. 6.5.3 a) Detail první verze MI čočky a b) mapa rezonančních kmitočtů jednotlivých rezonátorů v MHz. c) Detail MI čočky realizované využitím síťotisku a d) mapa rezonančních kmitočtů jednotlivých rezonátorů v MHz.	44
Obr. 6.5.4 Obr. 6.5.1 a) Elektromagnetická cela. b) Elektromagnetická cela s vloženou měřenou MI čokou.	45
Obr. 6.6.1 Spirálové rezonátory: a) kruhový, b) čtvercový, c) oboustranný s prokovy [30].	45
Obr. 6.6.2 Chrom-oxidová maska.	46
Obr. 6.5.3 Spirálový rezonátor realizovaný na substrátu FR4 s Cu fólií tloušťky 18 μm .	47
Obr. 6.6.4 Spirálový rezonátor realizovaný na substrátu FR4 s Cu fólií tloušťky 35 μm .	47
Obr. 6.6.5 Spirálové rezonátory s prokovy.	47
Obr. 6.7.1 Rozložení kapacit mezi dvěma závity spirálového rezonátoru.	48
Obr. 6.7.2 Skládání rezonátorová struktura.	48
Obr. 6.8.1 Hloubka vniku elektrického proudu v závislosti na kmitočtu a materiálu.	49
Obr. 6.8.2 Technologický postup realizace rezonátorů s využitím reaktivně iontového leptání.	50

Obr. 7.1 MI čočka: se čtvercovými rezonátory [29].	51
Obr. 7.2.1 Závislost rezonančního kmitočtu na vzájemné vzdálenosti rezonátorů.	54
Obr. 7.2.2 Závislost rezonančního kmitočtu na vzájemné vzdálenosti rezonátorů a vzdálenosti rezonátorových polí.	55
Obr. 8.1 Základní element KR.	56
Obr. 8.1.1 Náhradní schema jednoho elementu KR.	56
Obr. 8.1.2 Tok elektrických proudů přes jednotlivé buňky KR.	57
Obr. 8.1.3 Rozložení měrného magnetického toku KR.	58
Obr. 8.1.4 Rozložení měrného magnetického toku KR v řezu.	58
Obr. 8.1.5 Uspořádání sestavy dvou KR pro kompenzaci nehomogenity magnetického pole.	59
Obr. 8.1.6 Rozložení měrného magnetického toku pro sestavu dvou KR.	59
Obr. 8.1.7 Rozložení měrného magnetického toku pro sestavu KR v řezu.	59
Obr. 8.1.8 Princip tvorby MKR.	60
Obr. 8.2.1 Numerický model budicí cívky a MKR.	61
Obr. 8.2.2 Rozložení normalizovaného měrného magnetického toku pro MKR buzeného smyčkovou anténou.	62
Obr. 8.2.3 a) Směr intensity elektrického pole E smyčkové antény. b) Středově souměrná struktura.	62
Obr. 8.2.4 Numerický model struktury využívající dva navzájem kolmé MKR.	63
Obr. 8.2.5 Rozložení normalizovaného měrného magnetického toku smyčkové antény.	64
Obr. 8.2.6 Rozložení normalizovaného měrného magnetického toku struktury dvou MKR.	64
Obr. 8.2.7 Oblasti homogenního měrného magnetického toku pro určení μ_{ef} .	65
9 Měření měrného magnetického toku periodických struktur.	66
Obr. 9.1 Normalizovaná hodnota měrného magnetického toku v řezu kolmém na rovinu MI čočky.	66
Obr. 9.2 Normalizovaná hodnota měrného magnetického toku v řezu rovnoběžném s rovinou MI čočky.	66
Obr. 9.1 Rozdělení oblastí antény.	67
Obr. 9.1.1 Schematické znázornění měřicího řetězce.	68
Obr. 9.1.2 a) Rozložení měrného magnetického toku smyčkové antény. b), c), d) Rozložení měrného magnetického toku smyčkové antény zatížené měřicí cívkou.	69
Obr. 9.1.4 Měřicí senzor.	69

Obr. 9.1.3 Smyčková anténa	69
Obr. 9.1.5 Poziční zařízení.....	70
Obr. 9.1.6 Měřicí pracoviště.	70
Obr. 9.2.1 Změřená hodnota normalizovaného měrného magnetického toku ve vzdálenosti 1 mm od smyčkové antény.	71
Obr. 9.2.2 Vypočtená hodnota normalizovaného měrného magnetického toku ve vzdálenosti 1 mm od smyčkové antény.	71
Obr. 9.2.4 Vypočtená hodnota normalizovaného měrného magnetického toku ve vzdálenosti 1 mm od smyčkové antény.	72
Obr. 9.2.3 Změřená hodnota normalizovaného měrného magnetického toku ve vzdálenosti 10 mm od smyčkové antény.	72
Obr. 9.3.1 Testovací struktura SSR rezonátorů	73
Obr. 9.3.2 Změřené hodnoty měrného magnetického toku SSR na rezonančním kmitočtu.....	74
Obr. 9.3.3 Vypočtené hodnoty měrného magnetického toku SSR na rezonančním kmitočtu.....	74
Obr. 9.3.4 Změřené hodnoty měrného magnetického toku SSR na kmitočtu nižším než rezonančním.....	74
Obr. 9.3.5 Vypočtené hodnoty měrného magnetického toku SSR na kmitočtu nižším než rezonančním.....	75
Obr. 9.3.6 Změřené hodnoty měrného magnetického toku SSR na kmitočtu vyšším než rezonančním.....	75
Obr. 9.3.7 Vypočtené hodnoty měrného magnetického toku SSR na kmitočtu vyšším než rezonančním.....	75
Obr. 9.4.1 Rezonanční struktura tvořená dvěma deskami MKR a) $f_r = 58$ MHz, b). $f_r = 83$ MHz.	76
Obr. 9.4.2 Změřené hodnoty rozložení B_n a) budící smyčky, b) soustavy MKR pro $f > f_r$, c) soustavy MKR pro $f = f_r$ a $d = 1$ mm , d) soustavy MKR pro $f = f_r$ a $d = 10$ mm. ..	77