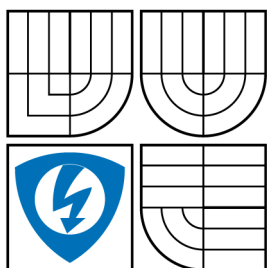


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLOGIÍ

ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

PLANÁRNÍ ROTAČNĚ SYMETRICKÉ STRUKTURY "ELECTROMAGNETIC BANDGAP"

PLANAR CIRCULARLY SYMMETRIC STRUCTURES "ELECTROMAGNETIC BANDGAP"

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

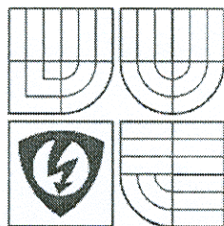
Bc. PETER KOVÁCS

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

prof. Dr. Ing. ZBYNĚK RAIDA

BRNO 2007



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav radioelektroniky

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor

Elektronika a sdělovací technika

Student: Peter Kovács

ID: 50300

Ročník: 2

Akademický rok: 2006/2007

NÁZEV TÉMATU:

Planární rotačně symetrické struktury "electromagnetic bandgap"

POKYNY K VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s podstatou struktur "electromagnetic bandgap" (EBG). Zaměřte se na planární rotačně symetrické struktury EBG a na jejich možné využití k potlačení povrchových vln na elektricky tlustých substrátech. Studované struktury stručně popište. Zamyslete se nad možnostmi modelování těchto struktur v komerčních programech. Vybrané rotačně symetrické EBG struktury namodelujte a vzájemně porovnejte jejich parametry. Na základě tohoto srovnání vyberte EBG struktury pro realizaci. Vybranou strukturu optimalizujte. Proveďte její toleranční analýzu. Výslednou strukturu vyrobte a experimentálně prověřte její vlastnosti.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

- [1] LLOMBART, N., NETO, A., GERINI, G., DE MAAGT, P. Planar circularly symmetric EBG structures for reducing surface waves in printed antennas. IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 2005, vol. 53, no. 10, p. 3210-3218.
- [2] GARG, B., BAHL, I. Microstrip Antenna Design Handbook. Norwood: Artech House, 2001.

POZNÁMKY:

Pokyny k vypracování: <http://www.urel.feec.vutbr.cz>

Termín zadání: 6. 10. 2006

Termín odevzdání: 1. 6. 2007

Vedoucí projektu: prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida
předseda oborové rady



LICENČNÍ SMLOUVA POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Peter Kovács
Bytem: Rohovce 144, Slovenská republika
Narozen/a (datum a místo): 13. února 1984, Dunajská Streda
(dále jen „autor“)

a

2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
se sídlem Údolní 53, Brno, 602 00
jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:
prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida, předseda rady oboru Elektronika a sdělovací
technika
(dále jen „nabyvatel“)

Čl. 1 Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- disertační práce
 - diplomová práce
 - bakalářská práce
 - jiná práce, jejíž druh je specifikován jako
- (dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Planární rotačně symetrické struktury „electromagnetic bandgap“
Vedoucí/ školitel VŠKP: prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida
Ústav: Ústav radioelektroniky
Datum obhajoby VŠKP:

VŠKP odevzdal autor nabyvateli v* :

- tištěné formě – počet exemplářů 2
- elektronické formě – počet exemplářů 2

* hodící se zaškrtněte

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.
3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.
4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

Článek 2

Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
 - ihned po uzavření této smlouvy
 - 1 rok po uzavření této smlouvy
 - 3 roky po uzavření této smlouvy
 - 5 let po uzavření této smlouvy
 - 10 let po uzavření této smlouvy(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/ 1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

Článek 3

Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne:

.....
Nabyvatel

.....
Autor

Abstrakt

Tato práce pojednává o periodických strukturách určených pro potlačení povrchových vln buzených mikropáskovou anténou na elektricky tlustých substrátech. Pozornost je zaměřena na planární rotačně symetrické struktury s elektromagnetickým zádržným pásmem (*planar circularly symmetric electromagnetic bandgap*, PCS-EBG). Hlavní výhodou rotačně symetrické geometrie je, že povrchové vlny buzené zdrojem nacházejícím se uprostřed periodické struktury, podléhají stejnému zádržnému efektu ve všech radiálních směrech.

V první části práce jsou popsány základní fyzikální jevy odehrávající se při šíření elektromagnetických vln v periodickém prostředí. Je odvozena disperzní rovnice dvourozměrné struktury s jednorozměrnou periodicitou, a následně je prezentováno řešení disperzní rovnice trojrozměrné struktury s jednorozměrnou periodicitou. Náplň druhé části práce tvoří návrh, realizace a měření mikropáskové antény obklopené PCS-EBG strukturou. Poslední kapitola práce je věnována otázce funkčnosti a efektivity planárních EBG povrchů ve srovnání s objemovými periodickými strukturami.

Klíčová slova

Planární anténa, povrchová vlna, periodická struktura, disperzní diagram, zpětná vlna, zádržné pásmo.

Abstract

The diploma thesis deals with periodic structures suppressing surface waves excited by printed antennas on electrically thick substrates. Attention is turned to planar circularly symmetric (PCS) electromagnetic bandgap (EBG) structures. The PCS EBG structure excels in effecting surface waves generated by a source located at its center by the same bandgap effect in all radial directions.

Firstly, the basic physical phenomena accompanying electromagnetic waves propagation in a periodic medium are investigated. The dispersion equation of two-dimensional periodic structure with one-dimensional periodicity is derived, and subsequently, the solution of the dispersion equation of a three-dimensional periodic structure with one-dimensional periodicity is presented. Finally, a microstrip patch antenna using PCS-EBG structure is designed, manufactured and measured. The last chapter of the thesis concentrates on the applicability and the effectiveness of EBG surfaces in comparison to non-planar periodic structures.

Keywords

Planar antenna, surface wave, periodic structure, dispersion diagram, backward wave, bandgap.

Bibliografická citace dle ČSN ISO 690

KOVÁCS, P. *Planární rotačně symetrické struktury "electromagnetic bandgap"*.
Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2006.
42 s. Vedoucí diplomové práce prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida.

Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma „Planární rotačně symetrické struktury „electromagnetic bandgap“ “ jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

V Brně dne

.....
podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce prof. Dr. Ing. Zbyňku Raidovi za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé diplomové práce.

V Brně dne

.....
podpis autora

Obsah

1 Úvod	1
1.1 Periodické struktury	1
1.2 Cíle práce	1
2 Teoretická část	2
2.1 Planární antény	2
2.1.1 Popis, vznik povrchových vln	2
2.1.2 Konstrukce	3
2.2 Periodické struktury v elektrotechnice	4
2.2.1 Popis periodických struktur	4
2.2.2 Šíření vln v periodickém prostředí	8
2.2.3 Metamateriály	9
2.2.4 Disperzní analýza dvourozměrné struktury s 1D periodicitou	11
2.2.5 Disperzní analýza trojrozměrné struktury s 1D periodicitou	13
2.2.6 Struktura PCS-EBG	16
3 Praktická část	21
3.1 Návrh a simulace	21
3.1.1 Dielektrický substrát s $\epsilon_r = 6,15$ a $h = 3,15$ mm	22
3.1.2 Dielektrický substrát s $\epsilon_r = 9,80$ a $h = 3,15$ mm	28
3.2 Realizace a měření	31
4 Použitelnost a efektivita planárních EBG struktur	34
5 Závěr	37
6 Literatura	38
Seznam symbolů	40
Seznam zkratk	42

1. Úvod

1.1 Periodické struktury

Šíření elektromagnetických vln v periodickém prostředí bylo poprvé pozorováno Lordem Rayleighem v roce 1887. V publikaci [1] Lord Rayleigh popsal zvláštní reflexní vlastnosti krystalu s periodicky zdvojenými rovinami, které měly různé hodnoty permitivity. Toto prostředí prakticky odpovídalo tzv. jednorozměrnému fotonickému krystalu. Nicméně periodická prostředí se opět dostala do centra pozornosti až po století, kdy v roce 1987 E. Yablonovitch a S. John spojením klasické fyziky elektromagnetizmu a fyziky pevných látek vypracovali koncept dvourozměrného a trojrozměrného fotonického krystalu [2], [3].

Periodické struktury díky svým zvláštním vlastnostem našly významné uplatnění kromě optiky i v oblasti mikrovlnné techniky. Jejich pomocí se dají dnes realizovat kvalitní filtry, lze dosáhnout zlepšení vazby na vázaných vedeních nebo zlepšit parametry zesilovačů. V poslední době se velká pozornost věnuje studiu periodických planárních struktur realizovaných jako kmitočtově selektivní povrchy umístěné na uzemněný dielektrický substrát. Takové konstrukce nazývané EBG (*Electromagnetic Bandgap*) povrchy jsou dnes hojně používané především v anténní technice: umožňují realizovat vysoce směrové a adaptivní anténní soustavy nebo také dosáhnout výrazné zvýšení zisku planárních antén. Jejich velkou výhodou je konstrukční jednoduchost a nízká cena.

1.2 Cíle práce

Práce je zaměřena na popis tzv. planárních rotačně symetrických struktur PCS-EBG (*Planar Circularly Symmetric Electromagnetic Bandgap*). Je prostudována jejich schopnost potlačit povrchové vlny vznikající na elektricky tlustých substrátech. Velkým problémem to bývá u mikropáskových antén, kdy v úsilí dosáhnout co největší šířky pracovního pásma zvětšujeme tloušťku použitého substrátu. S tloušťkou dielektrické destičky však úměrně roste i pravděpodobnost vzniku povrchových vln, ve kterých se ztrácí velká část energie dodávané do antény. Jejich difrakce na hranách konečného substrátu zároveň výrazně deformuje směrovou charakteristiku antény.

V první části práce jsou shrnuty základní poznatky o mikropáskových anténách, je popsána konstrukce nejčastěji používaných typů a je poukázáno na jejich nedostatky. Dále následuje popis periodických struktur a podmínky šíření elektromagnetických (EM) vln v periodickém prostředí. Zpráva je doplněna výsledky výpočtů a simulací prováděných v různých programech jako Matlab, Femlab a Zeland IE3D.

Na základě úvodního studia pak náplň druhé části práce tvoří návrh a realizace vybrané struktury EBG. Vlastnosti vyrobeného vzorku byly ověřeny na vektorovém obvodovém analyzátoru (měření kmitočtové závislosti rozptylových parametrů). Výsledky experimentu tvoří opět součást předložené práce. Poslední kapitola se zabývá otázkou funkčnosti a efektivity planárních EBG struktur z hlediska potlačení povrchových vln ve srovnání s objemovými periodickými strukturami.

2. Teoretická část

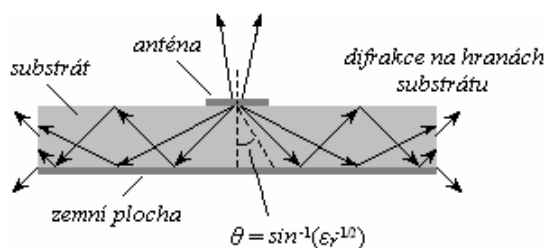
2.1 Planární antény

2.1.1 Popis, vznik povrchových vln

Planární antény jsou v současných komunikačních systémech velice rozšířeným typem antén. Vyznačují se především svou tvarovou a konstrukční jednoduchostí, nízkým profilem a malou vahou. Jsou kompatibilní s mikrovlnnými integrovanými obvody. Jejich výroba je jednoduchá a levná, používá se stejná technologie jako pro výrobu tištěných spojů.

Nicméně planární antény mají i své stinné stránky. Největším omezujícím faktorem je jejich úzkopásmovost; klasické mikropáskové antény mají šířku pásma pouze několik procent. Jejich další nevýhodou je obtížný návrh požadované směrové charakteristiky s dostatečně potlačenými bočními laloky. Problémy mohou vznikat i s napájecím mikropáskovým vedením; jeho parazitní vyzařování může mít za následek deformaci směrové charakteristiky. Malá účinnost a nízká polarizační čistota jsou dalšími charakteristickými rysy uvedeného typu antén [4], [5].

Zvětšení šířky pásma se dá dosáhnout různými způsoby. Nejjednodušší řešení spočívá v použití substrátu s nízkou hodnotou permitivity a ve zvětšení jeho tloušťky. V důsledku tohoto opatření se šířka pásma mikropáskové antény může zvětšit až o 35 % (ovšem za předpokladu, že nebereme v úvahu povrchové vlny). Vznik povrchových vln má však za následek výrazné snížení EM energie vyzařované ve směru kolmém na rovinu zářiče. Zároveň jejich difrakce na hranách substrátu vede ke zvětšení bočních laloků ve směrové charakteristice a ke snížení účinnosti antény. Zvyšováním tloušťky substrátu úměrně roste i pravděpodobnost vzniku povrchových vln [5].



Obr. 2.1 Vyzařování mikropáskové antény – vznik povrchových vln.

U mikropáskové antény zůstane část dodané energie uvězněna uvnitř substrátu. Tato energie může vést ke vzniku povrchových vln. Pro příklad, je-li mikropáskovou anténou elementární dipól, je energie vyzařovaná do substrátu přibližně $\epsilon_r^{3/2}$ -krát větší než energie vyzařovaná do vzduchu (ϵ_r značí relativní permitivitu dielektrického substrátu – dále jen permitivita) [6]. V případě, že použijeme substrát GaAs s hodnotou permitivity $\epsilon_r = 12,8$, do dielektrika proniká 46-krát větší energie než do vzduchu.

Druhým problémem je, že EM vlny dopadající na rozhraní substrát-vzduch pod úhlem větším než $\theta = \sin^{-1}(\epsilon_r^{-1/2})$ podléhají úplnému vnitřnímu odrazu (obr. 2.1). Pro dielektrikum GaAs to znamená, že EM vlny vyzařované pod úhlem větším než $\theta = 16^\circ$ zůstávají uvězněny v něm (úhel odrazu a dopadu je tžž).

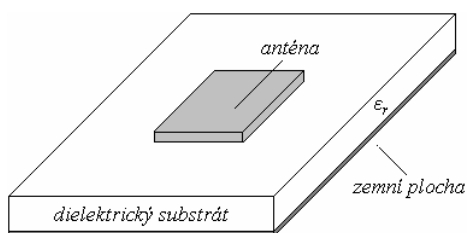
Povrchové vlny lze potlačit použitím substrátu s fotonickými krystaly. Fotonické krystaly patří do třídy dielektrických, kovových resp. smíšených periodických struktur, které v určitém kmitočtovém intervalu vykazují zádržné pásmo. Znáмым typem je tzv. Yablonovite

vynalezená E. Yablonovitchem v roce 1991. Yablonovitch vytvořil krystalovou strukturu vyvrtáním malých děr o průměru řádově desetin mm do dielektrické destičky s vysokou hodnotou permitivity. Použitím takových substrátů bychom měli dosáhnout toho, že do dielektrika nebude vyzařována žádná část EM energie (vnikající do substrátu pod libovolným úhlem). Nesmíme však zapomenout, že ve skutečnosti značná část energie zůstane uvězněna i na rozhraní dielektrika a vzduchu [5], [6].

Planární EBG struktury, o kterých tato práce pojednává, mají za úkol potlačit povrchové vlny vznikající popsány způsoby. Jejich velká výhoda ve srovnání s objemovými periodickými strukturami (např. s výše uvedenými Yablonovite) spočívá v konstrukční jednoduchosti.

2.1.2 Konstrukce

Jedním z nejčastěji používaných typů mikropáskové antény je tzv. flíčková anténa (*patch antenna*). Skládá se ze dvou paralelních vodivých desek, oddělených od sebe rovinnou dielektrickou vrstvou o permitivitě ϵ_r , označovanou jako substrát (obr. 2.2). U tohoto uspořádání je horní vodivá destička (flíček) zdrojem záření EM energie, zatímco druhá strana substrátu je souvisle pokovena a nazýváme ji zemní plochou. Zemní plocha tvoří reflektor (vzhledem k napájení má nulový potenciál), jehož účelem je omezení vyzařování EM energie do dolního poloprostoru [4], [5].



Obr. 2.2 Typická struktura mikropáskové antény.

Komerční substráty jsou běžně dostupné pro použití v oblasti mikrovlnných kmitočtů. Při výběru vhodného dielektrika musíme přihlížet především na jeho materiálové vlastnosti v určeném kmitočtovém pásmu. Výrobce většinou poskytuje informace o permitivitě, ztrátovém činiteli (koeficient dielektrických ztrát $\tan \delta$) a tloušťce. Hodnoty permitivity ϵ_r bývají v rozsahu od 2,2 do 12 pro použití v pásmu kmitočtů od 1 GHz do 100 GHz.

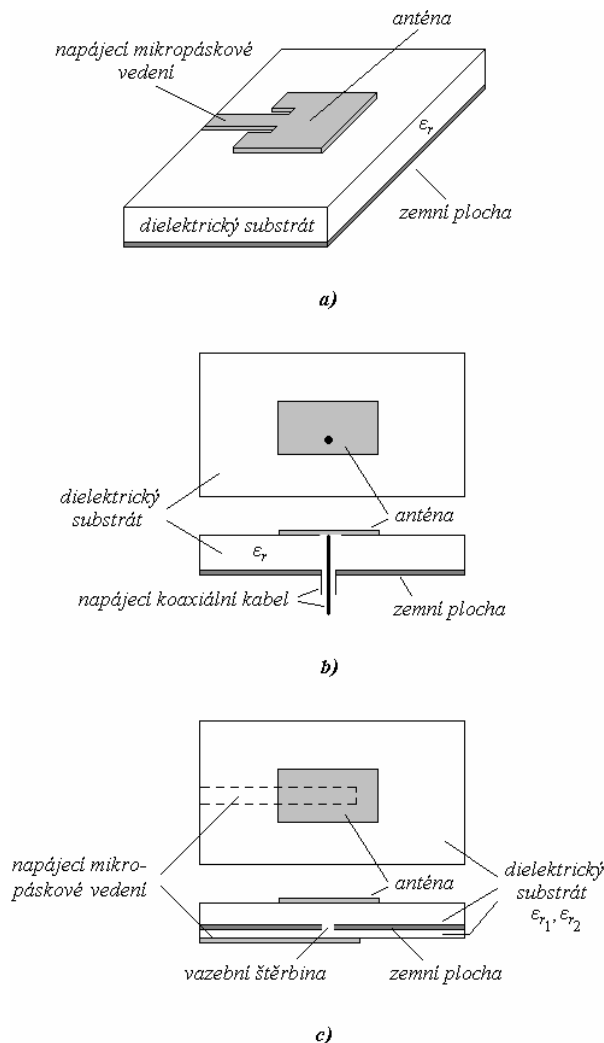
Při návrhu mikropáskových antén je důležitá tloušťka a permitivita dielektrické destičky. Použijeme-li substráty s velkou tloušťkou a nízkou hodnotou permitivity, můžeme navrhovat antény s velkou šířkou kmitočtového pásma. Na druhou stranu však za to platíme většími rozměry a zvýšením pravděpodobnosti vzniku povrchových vln, jak bylo popsáno výše.

Napájení antény můžeme řešit různými způsoby. Mezi nejrozšířenější metody patří napájení mikropáskovým vedením, koaxiální sondou nebo vazební štěrbinou.

V prvních dvou případech musíme předpokládat přímý dotyk mezi budicím prvkem a anténou. Polohou buzení (kontaktního uzlu) můžeme ovlivňovat impedanční přizpůsobení mezi anténou a budicím prvkem, polarizaci antény a režim práce. Obecně platí, že při napájení přímým způsobem lze nejlepšího impedančního přizpůsobení dosáhnout při umístění kontaktního uzlu mimo střed antény. To však způsobuje nesymetrii v napájení, což má za následek deformaci proudového rozložení na anténě. Z toho plyne zvýšení křížové polarizace. Další nevýhodou přímého buzení je jeho neodmyslitelná úzkopásmovost. Budíme-li anténu mikropáskovým vedením nebo koaxiální sondou, je jejich impedance vázána k specifické hodnotě (většinou 50 Ω) v daném kmitočtovém pásmu. Narušení impedančního přizpůsobení

má za následek, že na vedení existuje nejen přímá, ale také odražená vlna ($PSV > 1$). Účinnost přenosu tak klesá a vstupní impedance není čistě reálná a stálá [5], [7].

Abychom mohli překonat nedostatky přímého buzení, byly vyvinuty různé metody nepřímé, kdy budící prvek není v kontaktu s anténou. Při napájení vazební štěrbinou sestává anténa ze dvou paralelních substrátů oddělených od sebe zemní plochou. Buzení je možné přes malý vazební otvor v zemní ploše. Obecně platí, že napájecí mikropáskové vedení je vyleptáno na tenký substrát s vysokou hodnotou permitivity, zatímco samotná anténa je umístěna na tlustý substrát s nízkou hodnotou permitivity. Zemní plocha izoluje napájecí mikropáskové vedení od antény a minimalizuje tak jeho rušivé vyzařování, které by zasahovalo do směrové charakteristiky [5].



Obr. 2.3 Tři způsoby napájení mikropáskových antén: mikropáskovým vedením (a), koaxiální sondou (b), vazební štěrbinou (c).

2.2 Periodické struktury v elektrotechnice

2.2.1 Popis periodických struktur

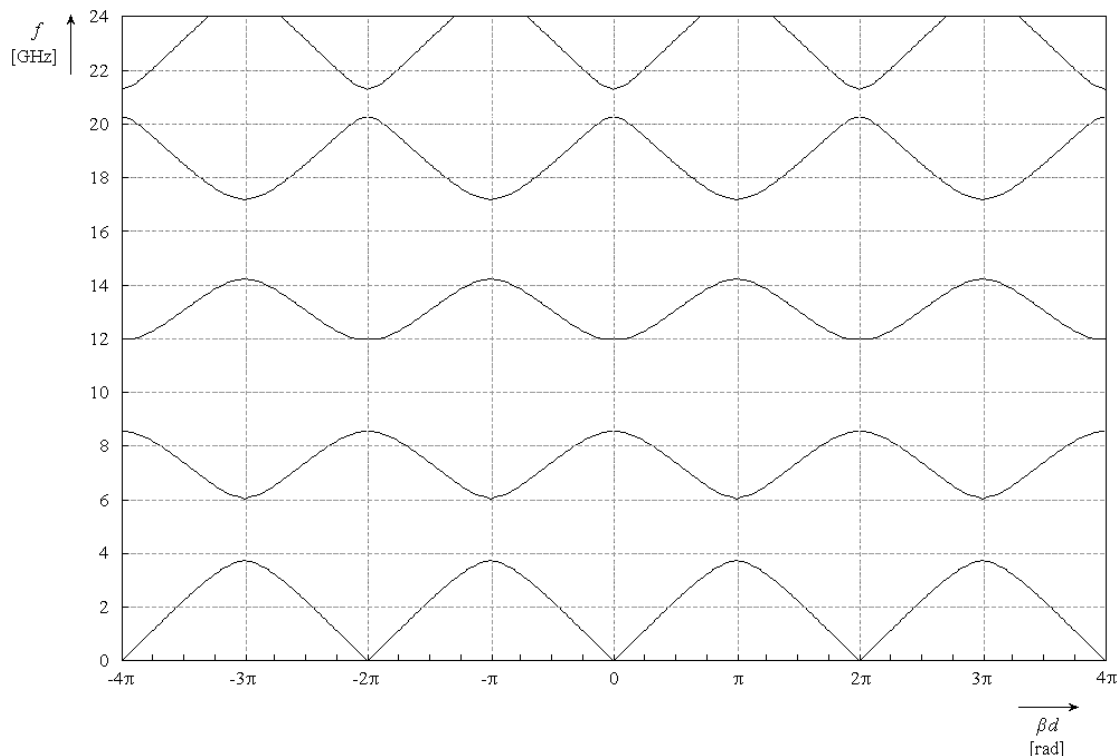
Pojem periodická struktura značí v elektrotechnice prostředí, jehož elektrické vlastnosti (permitivita, permeabilita, vodivost) se periodicky mění v prostoru. Při dopadu EM vlny na periodickou strukturu dochází k mnohonásobným interakcím mezi dopadající vlnou a prostředím, a také k interakcím mezi dopadajícími a odraženými vlnami. Důsledkem je silná

disperze a existence propustných a zádržných pásem ve kmitočtovém spektru. EM vlny se mohou šířit pouze v propustných frekvenčních pásmech, která jsou od sebe oddělena zádržnými pásmy (tzv. *bandgap*). Popsané jevy se uplatňují, je-li perioda struktury srovnatelná s vlnovou délkou [8].

Periodické struktury jsou tvořeny periodicky rozmístěnými dielektrickými nebo vodivými tělíska. Mohou být jednorozměrné (1D), dvourozměrné (2D) a trojrozměrné (3D).

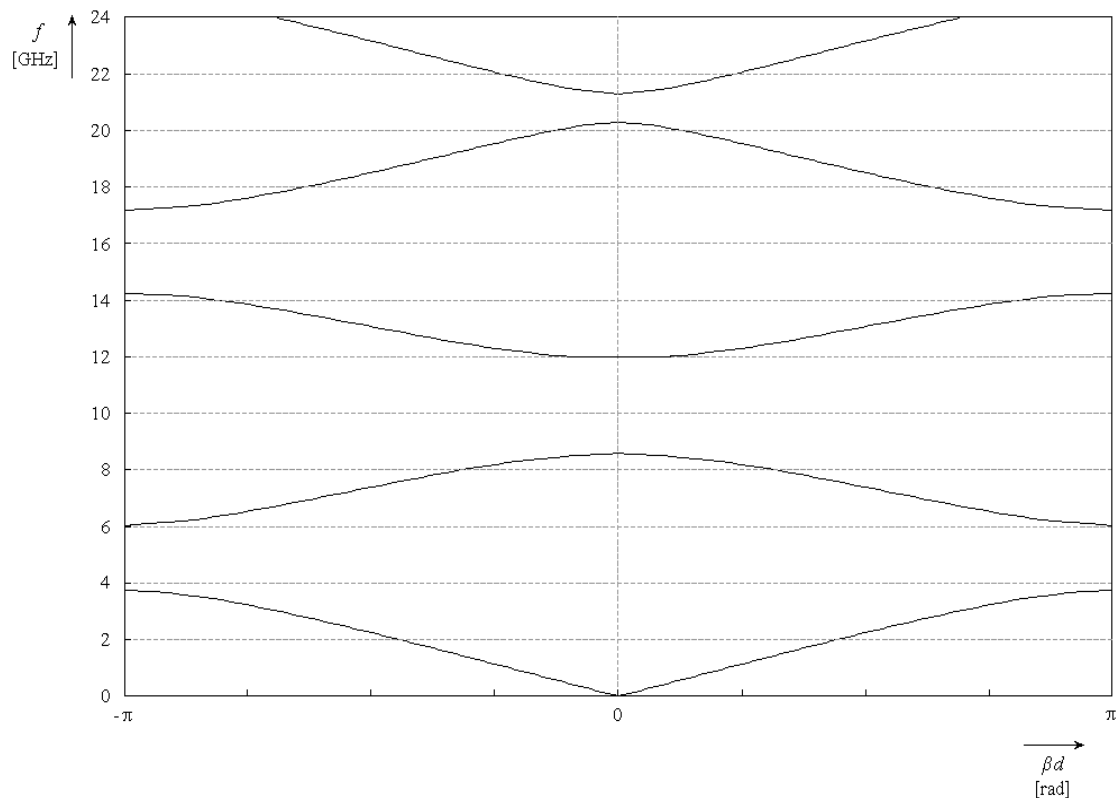
Analýzou periodických struktur dostáváme tzv. disperzní diagramy, jež jsou grafickým zobrazením řešení disperzní rovnice, která vyjadřuje chování dané struktury v různých oblastech spektra EM vln. Disperzní diagramy znázorňují kmitočtovou závislost složek konstanty šíření k , $k = \text{Re}\{k\} + j \cdot \text{Im}\{k\} = \beta + j \cdot \alpha$, kde β [rad.m⁻¹] je fázová konstanta a α [m⁻¹] činitel tlumení. Případně se ještě používá vyjádření kmitočtové závislosti normované konstanty šíření $k_n = \text{Re}\{k/k_0\} + j \cdot \text{Im}\{k/k_0\} = \beta_n + j \cdot \alpha_n$, kde k_0 je konstanta šíření vlny ve volném prostoru, $k_0 = (2 \cdot \pi \cdot f)/c$ (c značí rychlost světla ve vakuu). Jednotlivé disperzní křivky potom odpovídají jednotlivým vidům EM vln, šířících se v daném prostředí (tzv. Blochovy vidy). Z disperzních diagramů lze určit umístění propustných a zádržných pásem, počet vidů vybuzených na daném kmitočtu, fázovou rychlost v_p (je dána podílem úhlového kmitočtu a fázové konstanty, $v_p = \omega/\beta$) nebo také skupinovou rychlost v_g (derivative úhlového kmitočtu podle fázové konstanty, $v_g = \partial\omega/\partial\beta$) [7].

Na obr. 2.4 vidíme disperzní diagram (vlny TM) dvourozměrné struktury s 1D periodicitou pro zvolené hodnoty parametrů (dále budeme uvažovat bezztrátové prostředí, $k = \text{Re}\{k\} = \beta$, nebude-li uvedeno jinak). Disperzní rovnice takové struktury bude odvozena v kapitole 2.2.4.



Obr. 2.4 Disperzní diagram 2D struktury s 1D periodicitou (vlny TM).

Z obr. 2.4 je vidět, že kmitočet EM vlny šířící se periodickým prostředím je periodickou funkcí konstanty šíření. Při analýze periodických struktur se tedy stačí omezit na tzv. první Brillouinovu oblast. Je to oblast vymežující hodnoty konstanty šíření $k \cdot d \in \langle -\pi; \pi \rangle$, kde d je perioda struktury. Disperzní diagramy se také redukuje na zobrazení této oblasti.

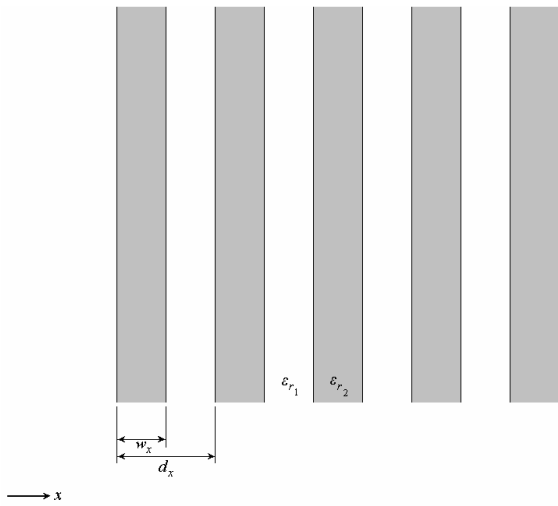


Obr. 2.5 Disperzní diagram 2D struktury s 1D periodicitou (vlny TM) – první Brillouinova zóna.

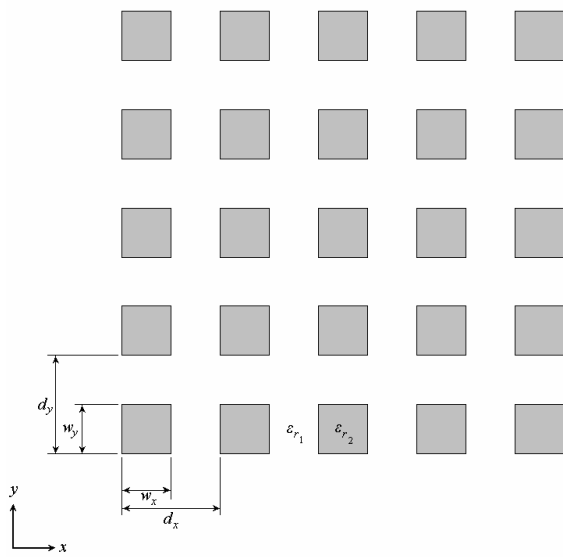
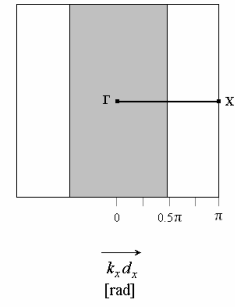
Disperzní analýza periodických prostředí s 2D a 3D periodicitou je zobecněním disperzní analýzy periodických prostředí s 1D periodicitou. Se složitostí struktury však nasměrně roste také numerická a výpočetní náročnost analýzy. Obr. 2.6 ukazuje příklad periodických struktur s 1D, 2D a 3D periodicitou. Na pravé straně obrázku jsou nakresleny tzv. elementární buňky s vyznačenými hranicemi nedělitelné Brillouinovy zóny. V tomto nejjednodušším případě pro disperzní analýzu struktury s 1D periodicitou potřebujeme určit dva tzv. body symetrie (spojnice mezi těmito body definuje přímku nedělitelné Brillouinovy zóny), v případě 2D periodicity tři a v případě 3D periodicity čtyři body symetrie. Tyto body jsou označeny písmeny Γ , X, M, R. Počítání disperzní charakteristiky periodické struktury znamená zjišťovat hodnoty konstanty šíření jednotlivých Blochových vidů na úsečkách tvořících hranice nedělitelné Brillouinovy zóny, a to v závislosti na kmitočtu.

Poznamenejme, že pro šíření EM vln v periodickém prostoru platí Floquetův teorém. Ten říká, že intenzita elektrického, resp. magnetického pole ve vzdálenosti jedné periody se liší pouze fázovým posunem $e^{j \cdot k \cdot d}$, kde k je konstanta šíření a d značí prostorovou periodu. Na základě Floquetova teorému lze tedy říci, že pro popis pole na periodické struktuře nám stačí analyzovat pouze jednu elementární buňku, na jejichž hranicích jsou aplikovány periodické okrajové podmínky. Na základě tohoto zjištění funguje řada analytických i numerických postupů pro výpočet disperzních charakteristik periodických struktur [8], [9].

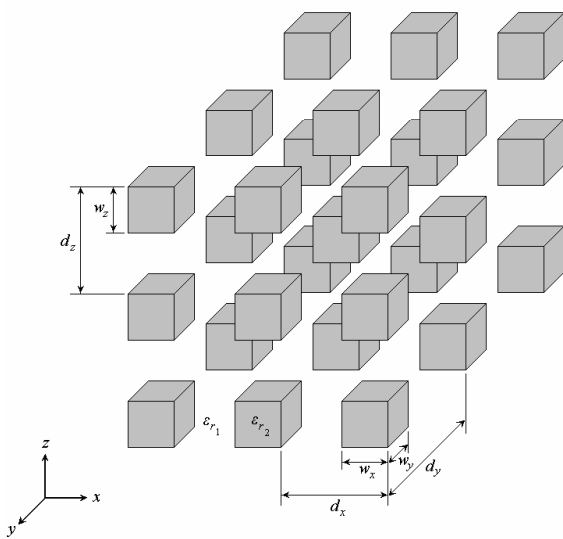
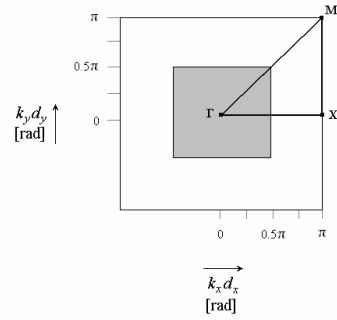
Disperzní diagramy nemusíme ve všech případech počítat „ručně“ řešením disperzní rovnice. Především u složitých třírozměrných struktur lze s výhodou použít některé komerční programy, např. CST Microwave Studio. Analýza spočívá v namodelování elementární buňky a v aplikaci příslušných okrajových podmínek v jednotlivých směrech. Po nastavení fázového posunu a opakovaném řešení problému vlastních čísel (tzv. *Eigenmode Solver*) získáme kmitočty Blochových vidů pro zadané hodnoty βd , kde β je fázová konstanta a d značí prostorovou periodu.



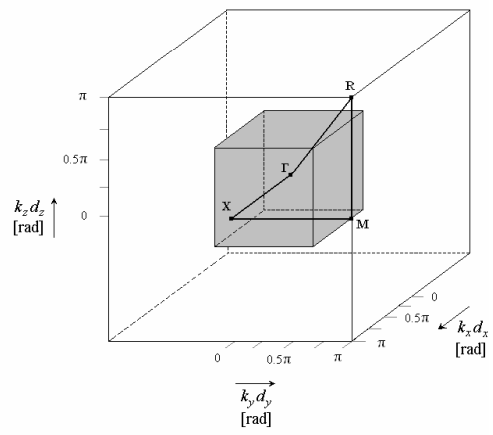
a)



b)



c)



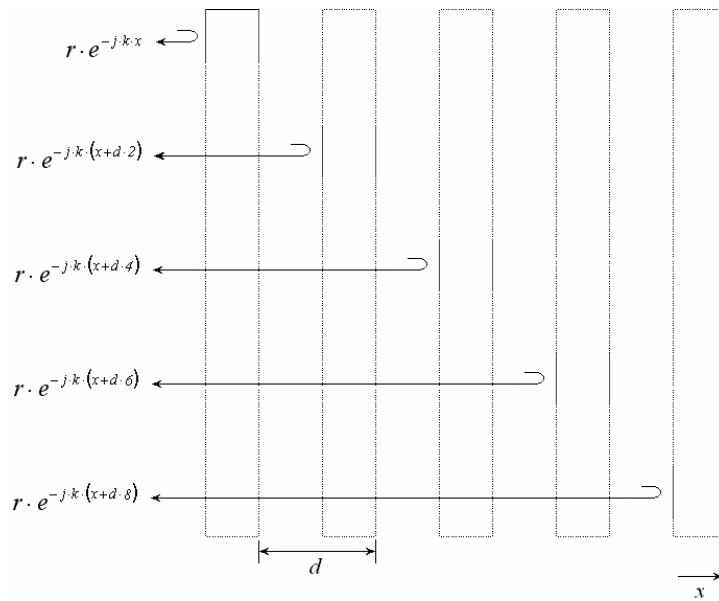
Obr. 2.6 Periodické struktúry s 1D (a), 2D (b) a 3D (c) periodicitou.

V případě rotačně souměrných struktur (periodické prostředí tvoří diskontinuity umístěné radiálně kolem antény) stačí uvažovat pouze 1D periodicitu, neboť podmínka šíření EM vln buzených aktivním prvkem je ve všech směrech stejná.

2.2.2 Šíření vln v periodickém prostředí

Pro šíření vln v periodickém prostředí je charakteristický tzv. Braggův rozptyl (na hranicích Brillouinových zón je skupinová rychlost šířící se vlny nulová). Tento jev způsobený interferencemi mezi přímou vlnou a vlnami odraženými od diskontinuit vyvolá vznik stojatého vlnění (vlna se do prostoru nešíří).

Uvažujme strukturu s prostorovou periodou d (obr. 2.7). Vyjádříme-li přímou vlnu na levém okraji struktury vztahem $e^{j \cdot k \cdot x}$, potom vlny odražené od diskontinuit ve stejném bodě periodického prostředí lze napsat ve tvaru $r \cdot e^{-j \cdot k \cdot (x+d \cdot n)}$, kde $n = 0; 2; 4; \dots$ a r je koeficient odrazu [10].



Obr. 2.7 K odvození Braggovy podmínky.

Pro součet odražených vln tedy platí

$$\begin{aligned}
 R &= r \cdot e^{-j \cdot k \cdot x} + r \cdot e^{-j \cdot k \cdot (x+d \cdot 2)} + r \cdot e^{-j \cdot k \cdot (x+d \cdot 4)} + r \cdot e^{-j \cdot k \cdot (x+d \cdot 6)} + r \cdot e^{-j \cdot k \cdot (x+d \cdot 8)} + \dots = \\
 &= r \cdot e^{-j \cdot k \cdot x} \cdot (1 + e^{-j \cdot k \cdot d \cdot 2} + e^{-j \cdot k \cdot d \cdot 4} + e^{-j \cdot k \cdot d \cdot 6} + e^{-j \cdot k \cdot d \cdot 8} + \dots) = \\
 &= \frac{r e^{-j \cdot k \cdot x}}{1 - r e^{-j \cdot k \cdot d \cdot 2}}
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

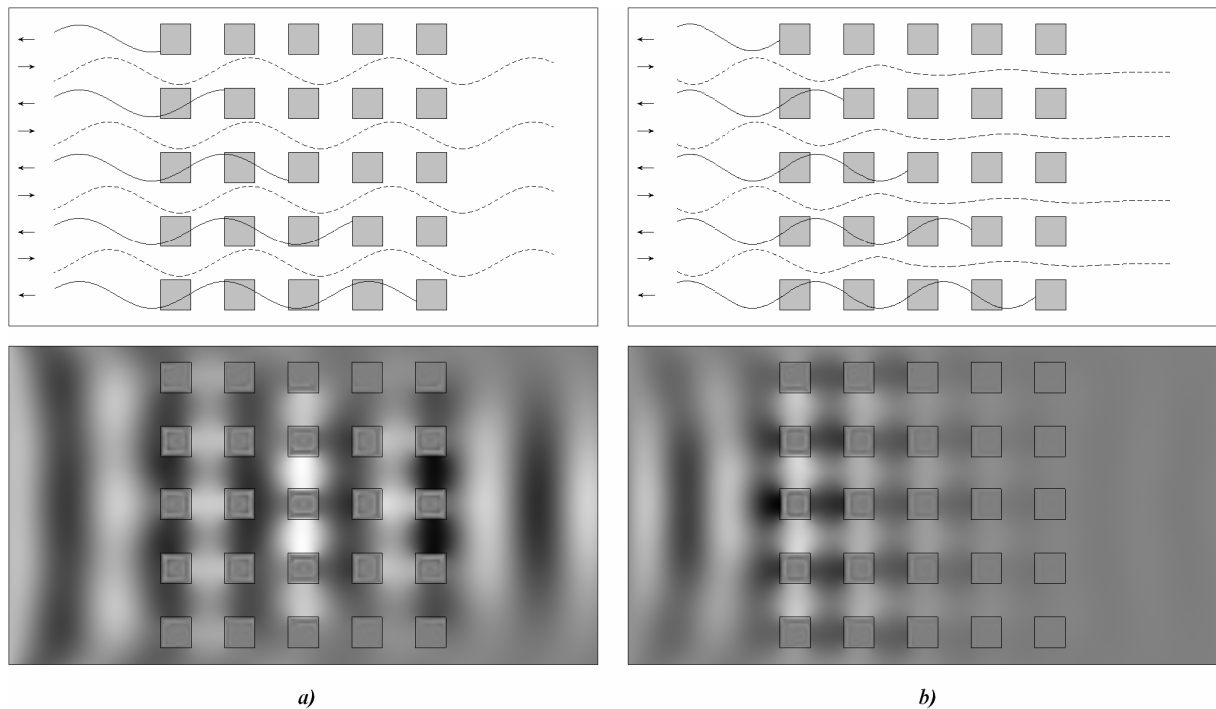
Předpokládáme-li úplný odraz ($|r| = 1$), potom rovnice (2.1) diverguje pro $r \cdot e^{-j \cdot k \cdot d \cdot 2} = 1$. Podmínku Braggova rozptylu tedy můžeme zformulovat

$$k = \frac{\pi}{d} \Rightarrow \lambda_d = \frac{2 \cdot \pi}{k} = \frac{2 \cdot \pi \cdot d}{\pi} = 2 \cdot d, \tag{2.2}$$

kde λ_d značí vlnovou délku na struktuře. Říkáme, že periodické prostředí se nachází v zádržném pásmu.

Názorné vysvětlení problematiky vidíme na obr. 2.8. Zatímco obr. 2.8a ukazuje periodickou strukturu nacházející se mimo zádržné pásmo (není splněna podmínka Braggova

rozptylu), obr. 2.8b zachycuje případ, kdy podmínka Braggova rozptylu splněna je a mezi přímou vlnou a vlnami odraženými od diskontinuit vzniká destruktivní interference. Uvedené obrázky byly vypočteny v programu Femlab.



Obr. 2.8 Periodická struktura mimo zádržné pásmo (a), v zádržném pásmu (b).

Princip potlačení povrchových vln v elektricky tlustých substrátech je založen na výše uvedených poznátcích. Při absenci periodické zátěže se podél struktury šíří povrchové vlny snižující účinnost antény a na hranách substrátu vzniká okrajový efekt (difrakce), způsobující zpětné záření a silnou deformaci směrové charakteristiky. Chceme-li zabránit šíření povrchových vln, anténu obklopíme periodicky se opakujícími zatěžovacími elementy.

2.2.3 Metamateriály

Ruský vědec V.G. Veselago v roce 1968 představil koncept materiálu, jehož permitivita a permeabilita nabývají záporné hodnoty. Tyto tzv. metamateriály (často také kompozitní materiály) v přírodě neexistují, avšak lze je vytvořit uměle například pomocí periodických struktur. Bylo prokázáno, že metamateriály mají řadu zajímavých vlastností, např. opačný Dopplerův jev, opačné Čerenkovovo záření nebo opačný Snellův zákon [8], [11], [12].

Pro lepší pochopení dějů odehrávajících se při šíření EM vln v periodickém prostředí uveďme stručný popis těchto médií.

Předpokládáme-li, že perioda uvažované struktury je výrazně menší než vlnová délka λ_0 vlny šířící se okolním prostředím, potom vlna nevnímá jednotlivé elementy, ale prostředí se jí jeví jako homogenní, a proto můžeme definovat efektivní parametry prostředí ϵ_{eff} (efektivní permitivita) a μ_{eff} (efektivní permeabilita) pomocí vztahů [8]

$$\mathbf{D} = \epsilon_{eff} \cdot \epsilon_0 \cdot \mathbf{E}, \quad (2.3a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_{eff} \cdot \mu_0 \cdot \mathbf{H}, \quad (2.3b)$$

kde \mathbf{D} značí vektor indukce elektrického pole, ϵ_0 permitivitu vakua, \mathbf{E} vektor intenzity elektrického pole, \mathbf{B} vektor indukce magnetického pole, μ_0 permeabilitu vakua a \mathbf{H} vektor

intenzity magnetického pole. Pomocí takto zavedených efektivních veličin prostředí lze dále vyjádřit tzv. efektivní index lomu n_{eff}

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

Konstantu šíření k pomocí efektivního indexu lomu definujeme vztahem

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

kde ω značí úhlový kmitočet a c rychlost světla ve vakuu.

Jsou-li ϵ_{eff} a zároveň μ_{eff} kladné, potom n_{eff} je kladný a reálný stejně jako konstanta šíření. Vlna se tedy v prostoru šířit může. Na základě Maxwellových rovnic a vztahů (2.3a), (2.3b) lze pro rovinnou harmonickou vlnu šířící se izotropním prostředím psát

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

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \cdot \epsilon_{eff} \cdot \epsilon_0 \cdot \mathbf{E} , \quad (2.6b)$$

kde \mathbf{k} je vlnový vektor (platí, že konstanta šíření k je rovna velikosti vlnového vektoru, $k = |\mathbf{k}|$). Můžeme konstatovat, že pro ϵ_{eff} i μ_{eff} kladné tvoří vektory \mathbf{E} , \mathbf{H} a \mathbf{k} pravoúhlý systém daný pravidlem pravé ruky. „Klasické“ materiály, chovající se popsáním způsobem, se označují pojmem *right-handed materials* (RHM).

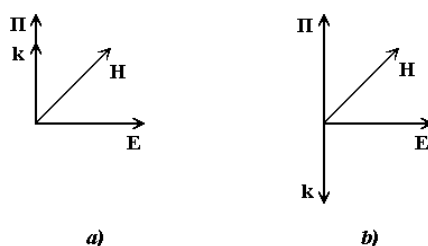
Další možností je uvažovat buď ϵ_{eff} kladné a μ_{eff} záporné nebo naopak. V takovém případě je n_{eff} imaginární a z toho plyne, že imaginární je i k . To znamená, že vlna se prostředím šířit nemůže.

Předpokládáme-li zápornou hodnotu jak ϵ_{eff} tak μ_{eff} , ve smyslu dodržení kauzality je nutno při určení n_{eff} podle (2.4) vybrat záporný kořen [8], [13]. Hodnota efektivního indexu lomu je potom reálná a záporná, stejně jako hodnota konstanty šíření. Jelikož je k reálné, vlna se prostředím šířit může, avšak dosazením záporných hodnot ϵ_{eff} a μ_{eff} do (2.6a), (2.6b) zjistíme, že vektory \mathbf{E} , \mathbf{H} a \mathbf{k} tvoří pravoúhlý systém daný pravidlem levé ruky. Pro takové materiály se používá označení *left-handed materials* (LHM).

Směr šíření energie je dán směrem Pointingova vektoru $\mathbf{\Pi}$, který je roven vektorovému součinu vektoru intenzity elektrického pole a vektoru intenzity magnetického pole

$$\mathbf{\Pi} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} . \quad (2.7)$$

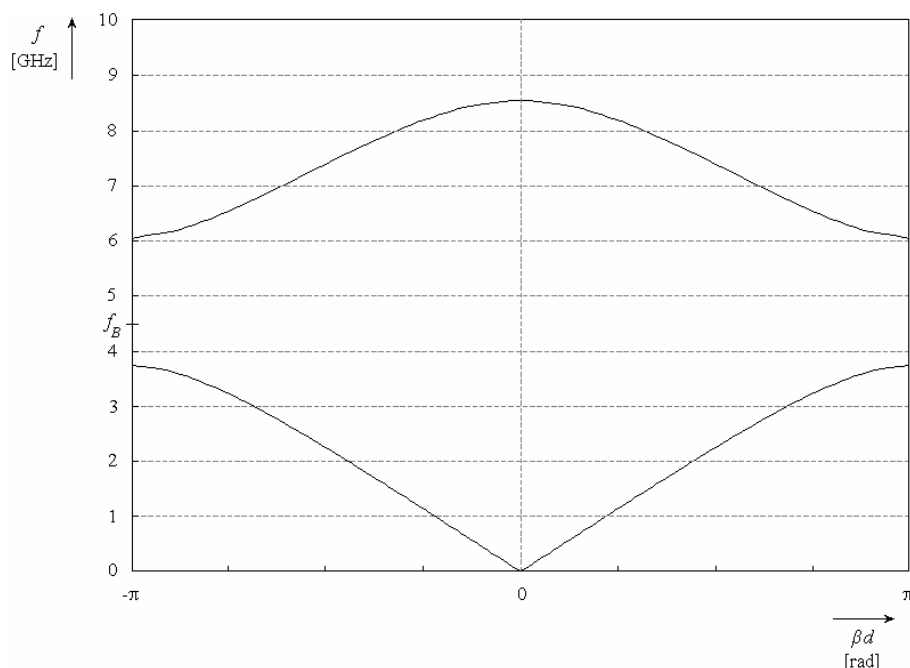
Na základě předložené úvahy je zřejmé, že zatímco v RHM prostředích je směr změny fáze (daný směrem vlnového vektoru \mathbf{k}) a směr šíření energie stejný, v LHM prostředích jsou tyto směry opačné. Vlna, jejíž směr změny fáze a směr šíření energie jsou opačné, se nazývá *backward wave* – zpětná vlna.



Obr. 2.10 Vektory \mathbf{E} , \mathbf{H} , $\mathbf{\Pi}$, \mathbf{k} v případě prostředí RHM (a) a LHM (b).

Na obr. 2.11 jsou zobrazeny první dva Blochovy vidy z obr. 2.4. Ze sklonu křivek lze zjistit, že první vid odpovídá vlně *right-handed* (RH), druhý zase vlně *left-handed* (LH).

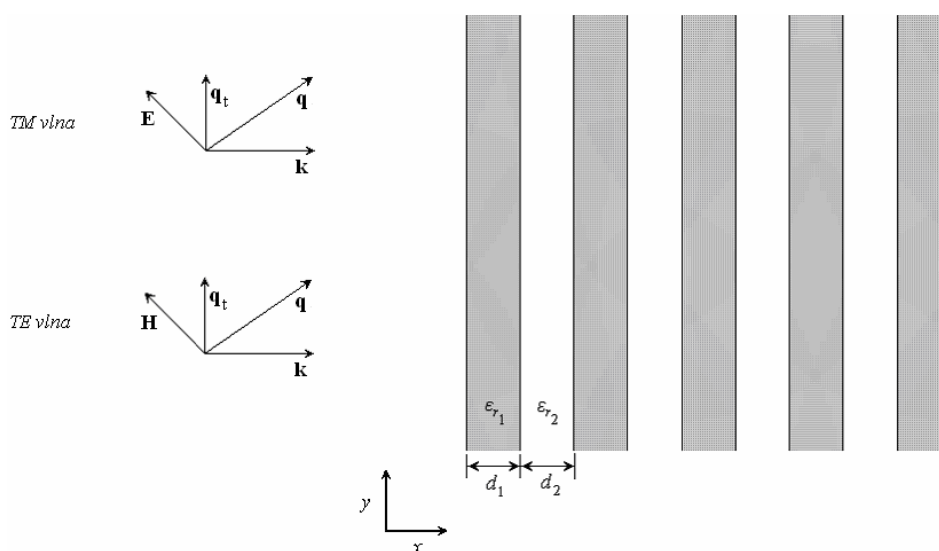
V kmitočtovém pásmu od 3,8 GHz do 6,0 GHz tyto dva vidy interferují a vytváří zádržné pásmo. Hodnotě Braggova kmitočtu f_B odpovídá frekvence 4,5 GHz.



Obr. 2.11 Disperzní diagram z obr. 2.4 – první dva Blochovy vidy.

2.2.4 Disperzní analýza dvourozměrné struktury s 1D periodicitou

V této kapitole bude na základě [9] odvozena disperzní rovnice dvourozměrné struktury s jednorozměrnou periodicitou. Předpokládejme tedy periodickou strukturu (obr. 2.12) vytvořenou nekonečným řazením planparalelních desek s permitivitou ϵ_1 a ϵ_2 rovnoběžných s rovinou yz . Periodu označme $d = d_1 + d_2$.

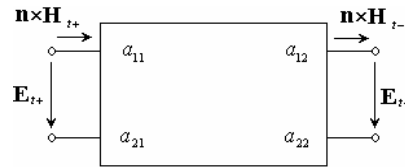


Obr. 2.12 Dvourozměrná struktura s jednorozměrnou periodicitou.

Disperzní rovnici studované struktury odvodíme použitím jejího přenosového modelu. Pro rovinnou vlnu dopadající kolmo na destičku dostáváme lineární vztah mezi tečnými složkami intenzity elektrického a magnetického pole na opačných koncích destičky. V maticovém tvaru můžeme psát [9]

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{t+} \\ \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{t+} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{t-} \\ \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{t-} \end{pmatrix}, \quad (2.8)$$

kde \mathbf{E}_{t+} značí vektor intenzity elektrického pole na vstupu (vstupní napětí), $\mathbf{n} \times \mathbf{H}_{t+}$ je vektor intenzity magnetického pole na vstupu (vstupní proud), \mathbf{E}_{t-} vektor výstupního napětí a $\mathbf{n} \times \mathbf{H}_{t-}$ vektor výstupního proudu. Přenosové vlastnosti planární destičky jsou zahrnuty v matici s koeficienty a_{ij} .



Obr. 2.13 Přenosový model planární destičky.

Uvažujeme-li izotropní prostředí, potom pro komponenty matice přenosu platí [9]:

vlny TM

$$a_{11} = \cos(q_x d),$$

$$a_{12} = j\eta \frac{q_x}{k} \sin(q_x d),$$

$$a_{21} = j \frac{k}{\eta q_x} \sin(q_x d),$$

$$a_{22} = \cos(q_x d),$$

vlny TE

$$a_{11} = \cos(q_x d), \quad (2.9a,b)$$

$$a_{12} = j\eta \frac{k}{q_x} \sin(q_x d), \quad (2.10a,b)$$

$$a_{21} = j \frac{q_x}{\eta k} \sin(q_x d), \quad (2.11a,b)$$

$$a_{22} = \cos(q_x d). \quad (2.12a,b)$$

Ve výše uvedených vztazích je q_x konstanta šíření ve směru osy x , $\eta = \sqrt{\mu/\epsilon}$ je vlnová impedance a d značí obecně šířku dielektrické destičky.

Každá perioda analyzované struktury sestává ze dvou planárních desek s různými hodnotami permitivity. Proto i matice přenosu je výsledkem přenosu těchto dvou destiček. Označíme-li tento výsledek jako matice A , můžeme rovnici (2.8) přepsat do tvaru

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_{t+} \\ \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{t+} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{t-} \\ \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{t-} \end{pmatrix}. \quad (2.13)$$

Jelikož se jedná o periodické prostředí, na vztah (2.13) lze aplikovat Floquetův teorém a (2.13) lze upravit do tvaru

$$e^{-j \cdot k \cdot d} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{t-} \\ \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{t-} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \mathbf{E}_{t-} \\ \mathbf{n} \times \mathbf{H}_{t-} \end{pmatrix}. \quad (2.14)$$

Disperzní rovnici získáme z podmínky pro existenci netriviálního řešení soustavy (2.14) – determinant matice

$$\begin{pmatrix} A_{11} - e^{-jkd} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} - e^{-jkd} \end{pmatrix} \quad (2.15)$$

musí být roven nule.

Jak už bylo řečeno, matici přenosu uvažované struktury lze napsat jako součin dvou dílčích přenosových matic odpovídajících jednotlivým vrstvám periodického prostředí. Pro vlny TM platí [9]

$$A^{TM} = \begin{pmatrix} A_{11} & A_{12} \\ A_{21} & A_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(q_{x1}d_1) & j\frac{\eta_1 q_{x1}}{q_1} \sin(q_{x1}d_1) \\ j\frac{q_1}{\eta_1 q_{x1}} \sin(q_{x1}d_1) & \cos(q_{x1}d_1) \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos(q_{x2}d_2) & j\frac{\eta_2 q_{x2}}{q_2} \sin(q_{x2}d_2) \\ j\frac{q_2}{\eta_2 q_{x2}} \sin(q_{x2}d_2) & \cos(q_{x2}d_2) \end{pmatrix}, \quad (2.16)$$

$$\text{kde } q_{x1,2} = \sqrt{q_{1,2}^2 - q_t^2}, \quad q_{1,2} = \omega \sqrt{\mu_{1,2} \varepsilon_{1,2}}.$$

Na základě nulovosti determinantu matice (2.15) můžeme psát

$$A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21} - e^{-jkd}(A_{11} + A_{22}) + e^{-2jkd} = 0. \quad (2.17)$$

Protože determinant součinu přenosových matic dílčích vrstev je roven nule, jak je to zřejmé z (2.16), platí $A_{11}A_{22} - A_{12}A_{21} = 0$. Rovnice (2.17) se zjednoduší na

$$\cos(kd) = \frac{1}{2}(A_{11} + A_{22}). \quad (2.18)$$

Nakonec dosazením příslušných vztahů namísto A_{11} a A_{22} obdržíme disperzní rovnici pro příčně magnetické vlny [9]

$$\cos(kd) = \cos(q_{x1}d_1)\cos(q_{x2}d_2) - \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_1 q_{x1} q_2}{\eta_2 q_{x2} q_1} + \frac{\eta_2 q_{x2} q_1}{\eta_1 q_{x1} q_2} \right) \sin(q_{x1}d_1)\sin(q_{x2}d_2). \quad (2.19)$$

Disperzní rovnici pro příčně elektrické vlny získáme na základě (2.10b) a (2.11b) dosazením $\frac{\eta_{1,2} q_{x1,2}}{q_{1,2}}$ namísto $\frac{\eta_{1,2} q_{1,2}}{q_{x1,2}}$.

Pro šíření vln v axiálním směru (tj. $q_t = 0$) se rovnice (2.19) zjednoduší na tvar

$$\cos(kd) = \cos(q_1 d_1)\cos(q_2 d_2) - \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_2 \mu_1 + \varepsilon_1 \mu_2}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1 + \varepsilon_2 \mu_2}} \sin(q_1 d_1)\sin(q_2 d_2). \quad (2.20)$$

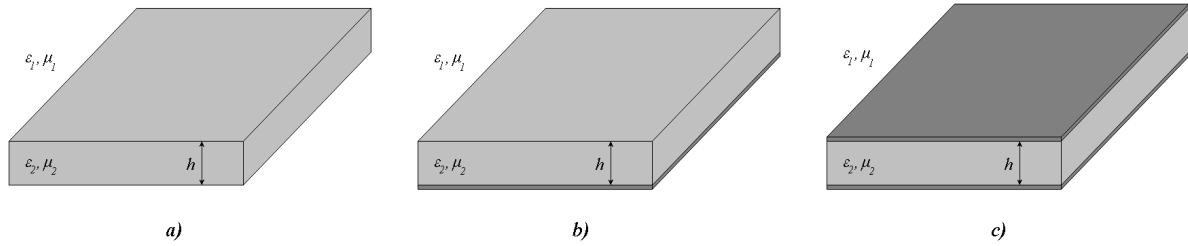
Numerické řešení rovnice (2.20) v oboru reálných čísel ($k = \text{Re}\{k\} = \beta$) pro zvolené hodnoty parametrů $d_1 = 6,6$ mm, $d_2 = 7,1$ mm, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 10$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$ vidíme na obr. 2.4.

2.2.5 Disperzní analýza trojrozměrné struktury s 1D periodicitou

V předchozí kapitole byla uvedena disperzní analýza dvourozměrné planární struktury s 1D periodicitou. Ve skutečnosti však pracujeme s trojrozměrným modelem. V našem případě se jedná o kmitočtově selektivní povrch umístěný na dielektrickém substrátu.

Při řešení problematiky vycházíme z disperzních analýz dielektrické destičky neuzemněné, jednostranně uzemněné a oboustranně uzemněné (obr. 2.14). Symbol ε_1 značí relativní permitivitu a μ_1 relativní permeabilitu okolního prostředí (vakua). Symbol ε_2 značí relativní permitivitu a μ_2 relativní permeabilitu substrátu o tloušťce h . Dielektrické destičky uvedených

typů bez periodické zátěže negenerují v žádném kmitočtovém pásmu LH vlnu, a proto se povrchové vlny šíří nepřetržitě, bez výskytu zádržného pásma [14].



Obr. 2.14 Dielektrická destička neuzemněná (a), jednostranně uzemněná (b) a oboustranně uzemněná (c).

Soustředme nyní naši pozornost na šíření dominantního vidu TM_0 s nulovým mezním kmitočtem. V případě neuzemněné dielektrické destičky obdržíme kmitočtovou závislost fázové konstanty vidu TM_0 hledáním kořenů $(\xi \cdot h)$ rovnice [14]

$$\frac{1}{\varepsilon_2} \cdot \left(\xi \cdot \frac{h}{2} \right) \cdot \tan\left(\xi \cdot \frac{h}{2} \right) - \sqrt{(\varepsilon_2 - 1) \cdot \left(k_0 \cdot \frac{h}{2} \right)^2 - \left(\xi \cdot \frac{h}{2} \right)^2} = 0, \quad (2.21)$$

a dosazením $\xi = (\xi \cdot h)/h$ do vztahu pro výpočet β [14]

$$\beta = \sqrt{k_0^2 \cdot \varepsilon_2 - \xi^2}. \quad (2.22)$$

Disperzní diagram vidu TM_0 jednostranně uzemněné dielektrické destičky získáme řešením mírně upravené rovnice (2.21) pro $(\xi \cdot h)$ [14]

$$\frac{1}{\varepsilon_2} \cdot (\xi \cdot h) \cdot \tan(\xi \cdot h) - \sqrt{(\varepsilon_2 - 1) \cdot (k_0 \cdot h)^2 - (\xi \cdot h)^2} = 0, \quad (2.23)$$

a opět následným dosazením ξ do (2.22).

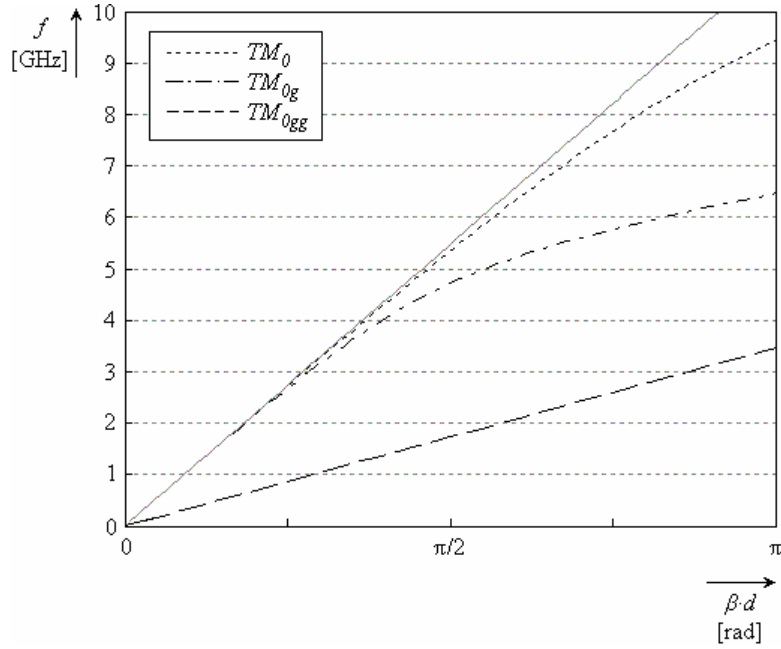
Pro oboustranně uzemněnou dielektrickou destičku spočítáme disperzní charakteristiku pomocí jednoduchého vzorce

$$\beta = k_0 \cdot \sqrt{\varepsilon_2}. \quad (2.24)$$

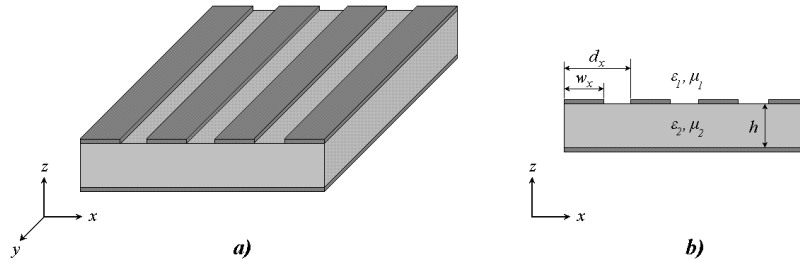
Na obr. 2.15 vidíme příklad disperzních charakteristik uvažovaných struktur pro zvolené hodnoty parametrů: $h = 3,81$ mm, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 10$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$. I když se nejedná o periodické struktury, je užitečné si definovat také periodu, $d = 13,7$ mm. Šedou čarou je nakreslena fázová konstanta při šíření EM vln ve volném prostoru.

Body, kde křivky na obr. 2.15 protínají hranici první Brillouinovy zóny ($\beta d = \pi$), značí také hranice maximální možné šířky zádržného pásma pro případ zatížení dielektrické destičky periodickou mříží. Zde nastávají dva možné případy: struktura bez zemní plochy ($TM_{0g} - TM_0$) nebo struktura se zemní plochou ($TM_{0gg} - TM_{0g}$). Jak vidíme, v případě, že substrát je z dolní strany potažen kovovou vrstvou, dosáhneme větší relativní šířky zádržného pásma, než v opačném případě. Druhou velkou výhodou zemní plochy u planárních antén je, že plní funkci reflektoru, a tím výrazně přispívá ke zlepšení předozadního poměru záření.

Zatížíme-li dielektrický substrát periodickou mříží (obr. 2.16), struktura v určitém kmitočtovém pásmu generuje LH vlnu, která interferuje s RH vlnou, a vzniká zádržné pásmo. Dále budeme uvažovat dielektrickou destičku z lící strany zcela pokovenou.



Obr. 2.15 Disperzní diagram vidu TM_0 pro neuzemněnou (TM_0), jednostranně uzemněnou (TM_{0g}) a oboustranně uzemněnou (TM_{0gg}) dielektrickou destičku pro zvolené hodnoty parametrů.



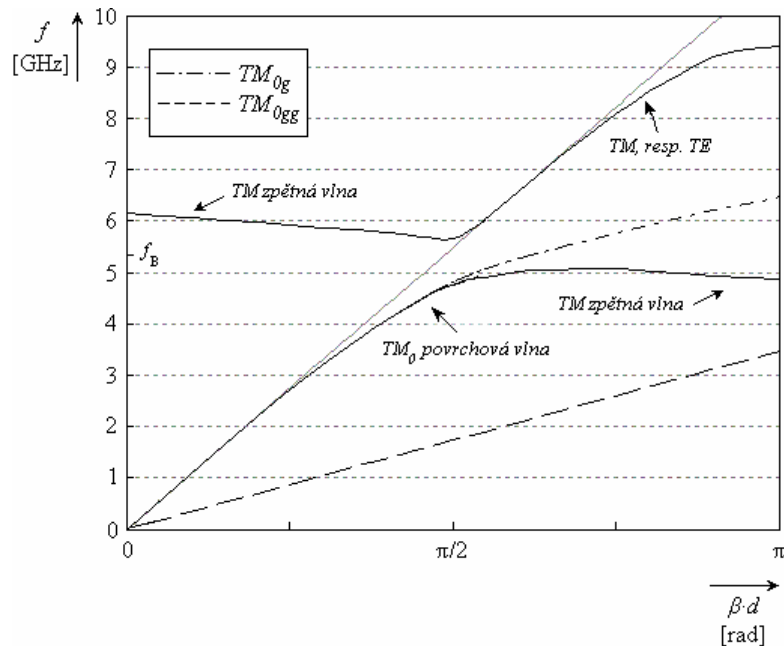
Obr. 2.16 Uzemněná dielektrická destička zatížená periodickou mříží (a), příčný řez (b).

Disperzní charakteristiku struktury uvedené na obr. 2.16 pro vlny šířící se ve směru osy x obdržíme řešením rovnice (2.25) převzaté z [15]

$$\begin{aligned}
 & \frac{1 + \varepsilon_2 / \varepsilon_1}{\pi} \left[\ln \frac{2\pi(d-w)}{d} - 1,5 - \frac{1}{36} \left(\frac{\pi(d-w)}{d} \right)^2 \right] + \\
 & + \left[\frac{1}{d\sqrt{\beta^2 - q_1^2}} - \frac{(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \cot(h\sqrt{q_2^2 - q_1^2})}{d\sqrt{q_2^2 - q_1^2}} \right] \left[\operatorname{sinc} \left(\frac{\beta(d-w)}{2} \right) \right]^2 + \\
 & + \sum_{\substack{n=-\infty \\ n \neq 0}}^{n=\infty} \left\{ \frac{1}{d\sqrt{\left(\beta + \frac{2\pi n}{l}\right)^2 - q_1^2}} - \frac{(\varepsilon_2 / \varepsilon_1) \cot\left(h\sqrt{q_2^2 - \left(q_1 + \frac{2\pi n}{d}\right)^2}\right)}{d\sqrt{q_2^2 - \left(q_1 + \frac{2\pi n}{d}\right)^2}} \right\} \left[\operatorname{sinc} c \left(\frac{\left(\beta + \frac{2\pi n}{d}\right)(d-w)}{2} \right) \right]^2 + \\
 & - \frac{1 + \varepsilon_2 / \varepsilon_1}{2\pi|n|} \left[\operatorname{sinc} c \left(\frac{\pi n(d-w)}{d} \right) \right]^2 \Big\} = 0,
 \end{aligned} \tag{2.25}$$

kde $q_{1,2} = \omega\sqrt{\mu_{1,2}\varepsilon_{1,2}}$ a $\operatorname{sinc} c(x) = \sin(x)/x$.

Obr. 2.17 ukazuje disperzní charakteristiku periodické struktury z obr. 2.16 pro zvolené hodnoty parametrů: $d = 13,7$ mm, $w = 6,6$ mm, $h = 3,81$ mm, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 10$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$.



Obr. 2.17 Disperzní diagram periodické struktury z obr. 2.16 pro zvolené hodnoty parametrů.

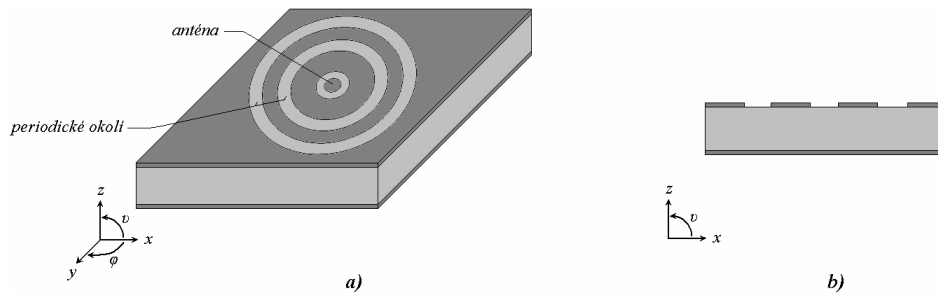
Na základě obr. 2.17 lze vyvodit následující zjištění: Povrchová vlna TM_0 má nulový kritický kmitočet a na nízkých frekvencích má konstantu šíření blízkou konstantě šíření EM vlny ve volném prostoru. Při frekvenci 4,9 GHz struktura začne rezonovat a v pásmu 4,9 GHz až 6,2 GHz generuje zpětnou TM vlnu. Mezi přímou povrchovou vlnou TM_0 a zpětnou vlnou TM vzniká destruktivní interference a to způsobuje vznik zádržného pásma v pásmu 5,1 GHz až 5,6 GHz. Podmínce Braggova rozptylu odpovídá kmitočet $f_B = 5,3$ GHz. Vlna TM_0 se přibližně od kmitočtu 6,3 GHz stane vytékající vlnou (má konstantu šíření nižší než k_0) a díky nastávajícímu kapacitnímu charakteru povrchové impedance se začne při frekvenci 6,6 GHz strukturou šířit i vid TE_1 .

I když jsme šířku zádržného pásma u uvedeného příkladu spočítali pouze na 0,5 GHz, přítomnost TM zpětné vlny předpokládáme v kmitočtovém intervalu širokém 1,3 GHz. To znamená, že skutečná šířka zádržného pásma se bude pohybovat mezi těmito hodnotami. Největší útlum EM vln šířících se na struktuře očekáváme na kmitočtu f_B .

Uvedený koncept uzemněné dielektrické destičky zatížené periodickou mříží tvoří základ konstrukce planárních rotačně symetrických struktur EBG, kterým je věnována následující kapitola.

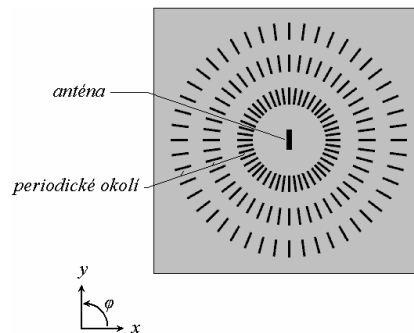
2.2.6 Struktura PCS-EBG

Náčrt struktury PCS-EBG je uveden na obr. 2.18. Na horní zemní ploše je umístěn symetrický zdroj generující čistě TM polarizovanou vlnu, u níž vektor intenzity elektrického pole kmitá pouze v rovině v . Kolem antény je vyleptáno několik koncentrických prstenců se šířkou w , umístěných od sebe v konstantní vzdálenosti d . Pokud poloměr prvního prstence označíme ρ_1 , potom poloměr n -tého prstence je roven $\rho_n = \rho_1 + (n-1) \cdot d$. Tyto prstence tvoří periodické okolí kolem antény a jejich úkolem je zabránit šíření povrchových vln [16].



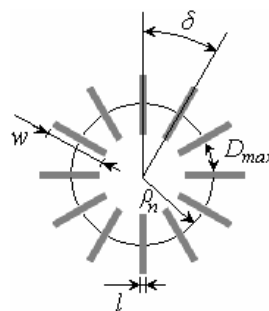
Obr. 2.18 Principiální schéma struktury PCS-EBG (a), prstence tvořící periodické okolí – průřez (b).

Skutečná struktura PCS-EBG se od struktury uvedené na obr. 2.18a mírně liší. Symetrický zdroj je nahrazen nesymetrickým (lineárním), a tím je narušena polarizační čistota – generované elektrické pole bude mít komponenty v obou rovinách ν i φ . Souvislé prstence by v takovém případě způsobily silné rezonance, v jejichž důsledku by došlo k výrazné změně vstupní impedance, a tím k redukci šířky pásma antény. Z tohoto důvodu se namísto souvislých prstenců používají dipóly umístěné radiálně kolem antény. Tyto dipóly působí pouze na složky ν elektrického pole, zatímco vliv na účinnost potlačení povrchových vln ve srovnání se souvislými prstenci nemají [16].



Obr. 2.19 Skutečná struktura PCS-EBG s třemi prstenci – pohled shora.

Obr. 2.20 ukazuje geometrické parametry studované struktury. Periodu (vzdálenost mezi středy jednotlivých prstenců) a délku dipólů značíme d , resp. w , dielektrický substrát má tloušťku h a relativní permitivitu ϵ_2 .

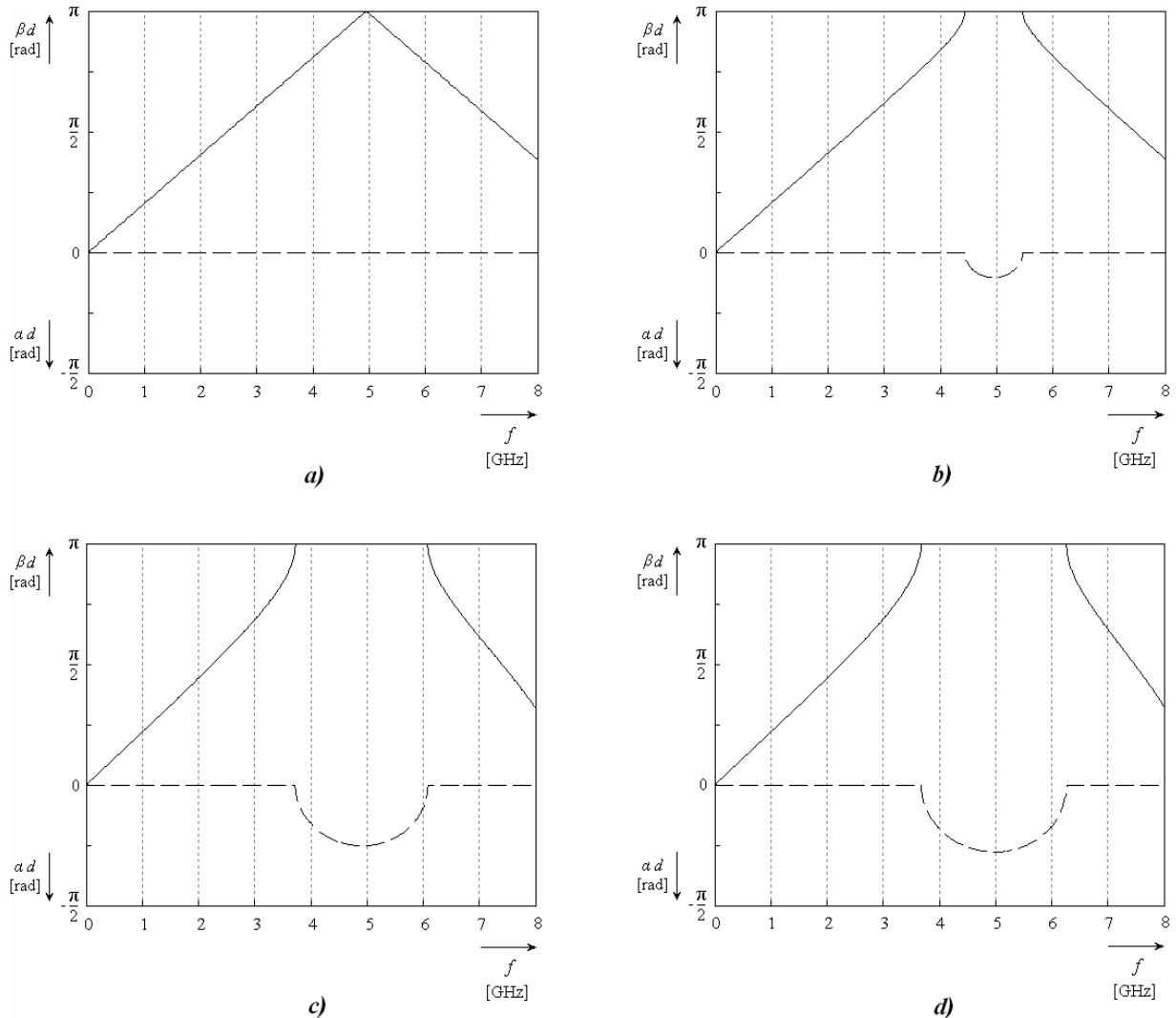


Obr. 2.20 Geometrické parametry jednoho prstence radiálních dipólů.

Uvedme nyní základní pravidla pro optimální volbu parametrů PCS-EBG z hlediska maximálního potlačení povrchových vln:

Permitivita substrátu: Při volbě hodnoty ϵ_2 musíme uvažovat dva protichůdné požadavky – pro dosažení co největší širokopásmovosti antény musíme volit ϵ_2 co nejmenší; pro dosažení co největší šířky zádržného pásma platí, že poměr ϵ_2/ϵ_1 musí být co největší.

Poznamenejme, že větší šířka zádržného pásma znamená zároveň větší potlačení povrchových vln, jak o tom svědčí řešení rovnice (2.20) v oboru komplexních čísel (obr. 2.21).



Obr. 2.21 Řešení rovnice (2.20) v oboru komplexních čísel pro konstantní poměr $w/d = 0,48$. Parametrem je podíl permitivity substrátu a dipólů $\epsilon_2/\epsilon_1 = 1$ (a), 2 (b), 10 (c), 20 (d).

Tloušťka substrátu: Při stanovení hodnoty h musíme opět přihlížet ke dvěma protichůdným požadavkům. Zatímco z hlediska širokopásmovosti antény je žádoucí co největší h , při příliš velkých hodnotách tloušťky substrátu může nastat případ, že se strukturou začnou šířit i vyšší vidy než TM_0 . Pro kritický kmitočet vidů TM a TE jednostranně uzemněné dielektrické destičky platí vztahy [14]

$$f_{TM_n} = \frac{n \cdot c}{2 \cdot h \cdot \sqrt{\epsilon_2 - 1}}, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2.26a)$$

$$f_{TE_n} = \frac{n \cdot c}{4 \cdot h \cdot \sqrt{\epsilon_2 - 1}}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.26b)$$

kde n je číslo vidu a c je rychlost šíření světla ve vakuu. Pro $h = 3,81$ mm a $\epsilon_2 = 10$ je kritický kmitočet vidu TE_1 : $f_{TE_1} = 6,6$ GHz, vidu TM_1 : $f_{TM_1} = 13,2$ GHz. Zdola je hodnota parametru h omezena skutečností, že působení vidu TM_0 začíná být zřetelný pro [17]

$$\frac{h}{\lambda_0} \geq \frac{0.3}{2 \cdot \pi \cdot \sqrt{\varepsilon_2}}, \quad (2.27)$$

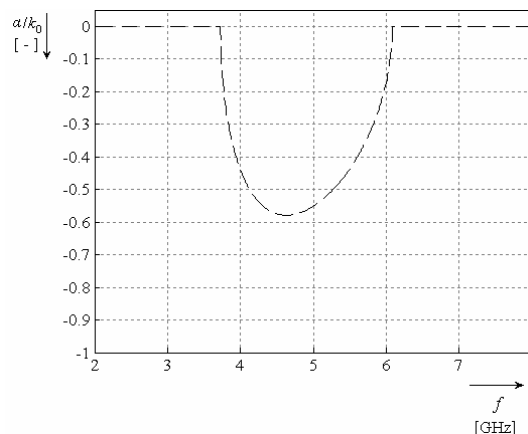
tj. pro $h = 3,81$ mm a $\varepsilon_2 = 10$ od kmitočtu $f = 1,2$ GHz.

Periodicita: Perioda d určuje hranice Brillouinových zón, tj. umístění zádržného pásma v kmitočtovém spektru. Podmínka Braggova rozptylu je splněna, pokud je perioda rovna polovině délky vlny šířící se na struktuře. Ovšem přesné stanovení hodnoty λ_d je velmi obtížné, a proto použijeme zjednodušený předpoklad, podle kterého je $\lambda_d \approx \lambda_{TM_{0g}}$, kde $\lambda_{TM_{0g}}$ značí délku EM vlny šířící se na jednostranně uzemněné dielektrické destičce. Tento údaj je tedy přibližný a koriguje se dalšími výpočty. Parametr d udává také minimální a maximální kmitočty zádržného pásma (viz kapitolu 2.2.5).

Délka dipólů: Parametr w stanovuje polohu zádržného pásma v kmitočtové oblasti určené hodnotou periodicity d . Obecně platí, že největší šířku zádržného pásma a zároveň největší útlum povrchových vln lze dosáhnout pro hodnoty $w \approx \lambda_d/4$, tj. $w \approx d/2$, což odpovídá podmínce vzniku destruktivní interference mezi vlnou přímou a vlnami odraženými od diskontinuit. Změnou parametru w by teoreticky bylo možné dosáhnout maximální šířku zádržného pásma pro danou periodu d .

Kmitočty největšího útlumu f_B (Braggův kmitočet) by měl dle obr. 2.21 ležet uprostřed zádržného pásma. Experimentálně však bylo zjištěno, že poloha f_B ve spektru závisí také na poměru w/d . Obr. 2.22 ukazuje řešení rovnice (2.20) v oboru imaginárních čísel, tj. kmitočtovou závislost normovaného činitele útlumu pro $w/d \approx 0,5$ a $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 10$. Vidíme, že pro uvedený případ platí $(f_B - f_{min})/(f_{max} - f_{min}) = (4,5 - 3,7) \text{ GHz} / (6,1 - 3,7) \text{ GHz} \approx 0,33$, kde f_{min} , resp. f_{max} značí nejnižší, resp. nejvyšší kmitočet zádržného pásma.

Toto zjištění je v souladu s disperzním diagramem na obr. 2.17, který byl spočítán pro $w/d = 0,48$. Pokud v tomto případě uvažujeme $f_{min} = 4,9$ GHz a $f_{max} = 6,2$ GHz, pak zjistíme $(f_B - f_{min})/(f_{max} - f_{min}) = (5,3 - 4,9) \text{ GHz} / (6,2 - 4,9) \text{ GHz} \approx 0,31$. Nejnižší a nejvyšší frekvence „skutečného“ zádržného pásma dle obr. 2.17 (tj. $f_{min} = 5,1$ GHz, $f_{max} = 5,6$ GHz) tedy naznačují oblast největšího útlumu vln v oblasti zádržného pásma.



Obr. 2.22 Kmitočtová závislost normovaného činitele útlumu pro $w/d \approx 0,5$ a $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 10$.

Šířka dipólů: Na základě počítačových simulací lze říci, že vliv parametru l je malý; obvykle se volí $l = w/10$.

Poloměr prvního prstence: Parametr ρ_1 slouží pro ladění struktury – jeho vhodnou volbou můžeme dosáhnout výrazného zlepšení impedančního přizpůsobení mezi anténou a napájecím prvkem [16]. Volí se $\rho_1 \approx (\lambda_{TM_{0g}}/2)$.

Rozteč dipólů: Úhel δ musí být volen tak, aby vlna TM_0 vnímala prstence radiálních dipólů jako souvislý povrch. To znamená, že pro maximální mezeru mezi sousedními dipóly D_{max} platí [16]

$$D_{max} \leq (\lambda_{TM_{0g}} / 2). \quad (2.29)$$

Na základě výše uvedených teoretických znalostí a prezentované parametrické analýzy rotačně symetrických struktur s elektromagnetickým zádržným pásmem jsme nyní schopni navrhnout vlastní anténu obklopenou strukturou PCS-EBG.

3. Praktická část

3.1 Návrh a simulace

V této kapitole je na základě poznatků uvedených v teoretické části práce prezentován návrh struktury PCS-EBG. Pro ověření vlastností byla navržena anténa následně simulována v programu Zeland IE3D.

Předpokládejme, že chceme navrhnout mikropáskovou anténu pro pracovní kmitočet 4 GHz. K dispozici máme dielektrický substrát Arlon AD 600 (relativní permitivita $\epsilon_r = 6,15$, tloušťka $h = 1,575$ mm), resp. Arlon AR 1000 (relativní permitivita $\epsilon_r = 9,80$, tloušťka $h = 1,575$ mm). Z hlediska širokopásmovosti by bylo ideální navrhnout anténu napájenou vazební štěrbinou. Nicméně, tloušťka uvedených substrátů nám to nedovoluje, protože $h > 0,02 \lambda_0$, kde λ_0 je vlnová délka ve volném prostoru [18]. Proto napájení antény budeme realizovat koaxiální sondou.

Cílem návrhu je demonstrovat schopnost planárních rotačně symetrických struktur EBG potlačit povrchové vlny vznikající v elektricky tlustých substrátech. Na základě vztahu (2.27) snadno spočítáme, že působení dominantního vidu TM_0 pro kmitočet 4 GHz a relativní permitivitu dielektrického substrátu $\epsilon_r = 6,15$ začíná být zřetelné od $h > 1,45$ mm. Pro $\epsilon_r = 9,80$ je pak působení tohoto vidu zřetelné od $h > 1,15$ mm. Vidíme, že dielektrické desky s tloušťkou $h = 1,575$ mm tuto podmínku splňují, my však dále budeme uvažovat substráty s $h = 3,15$ mm, které získáme slepením dvou dielektrických desek s poloviční tloušťkou. Tím zároveň vyhovíme také podmínce jednovidovosti substrátu; vid TE_1 se šíří strukturou až od kmitočtu 10,5 GHz ($\epsilon_r = 6,15$), resp. 8,0 GHz ($\epsilon_r = 9,80$).

Při prvotním odhadu rozměrů anténního flíčku napájenou koaxiální sondou (obr. 3.1) vycházíme z následujících návrhových vztahů [18]:

$$\rightarrow \text{nerezonanční šířka} \quad b = \frac{c}{2 \cdot f \cdot \sqrt{\epsilon_r}}, \quad (3.1)$$

$$\rightarrow \text{rezonanční délka} \quad a = \frac{c}{2 \cdot f \cdot \sqrt{\epsilon_{eff}}} - 2 \cdot \Delta, \quad (3.2.a)$$

$$\epsilon_{eff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \cdot \left(1 + \frac{10 \cdot h}{b}\right)^{-1/2}, \quad (3.2.b)$$

$$\Delta = 0.412 \cdot \frac{\epsilon_{eff} + 0.300}{\epsilon_{eff} - 0.258} \cdot \frac{b/h + 0.262}{b/h + 0.813} \cdot h. \quad (3.2.c)$$

Bod napájení (vzdálenost koaxiální sondy od středu flíčku x) pro dosažení co nejlepšího přizpůsobení na vstupu antény obdržíme řešením rovnice

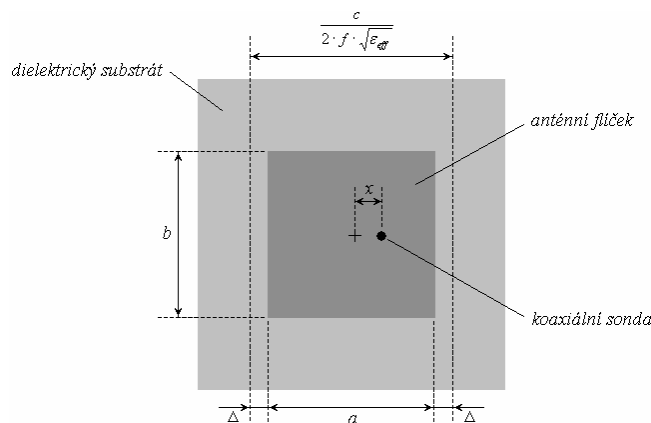
$$x = \frac{a}{\pi} \cdot \sin^{-1} \sqrt{\frac{R_i}{R_e}}, \quad (3.3.a)$$

kde R_i značí požadovanou hodnotu vstupní rezistance ($R_i = 50 \Omega$) a R_e vstupní rezistanci na hranách flíčku. Pro její hodnotu platí

$$R_e = \frac{1}{2 \cdot \frac{\pi \cdot b}{\eta_0 \cdot \lambda_0} \left[1 - \frac{(k_0 \cdot h)^2}{24} \right]}, \quad (3.3.b)$$

kde η_0 je charakteristická impedance vakua, $\eta_0 = 120 \cdot \pi$.

Poznamenejme, že po výpočtu a , b a x dle uvedených vztahů je vhodné provést iteraci: na místo hodnoty b dosadíme hodnotu a a opakovaně spočítáme geometrické parametry anténního flíčku. Na základě zkušeností autora práce obvykle stačí provést pět iteračních kroků.



Obr. 3.1 Geometrické parametry mikropáskové antény napájené koaxiální sondou.

3.1.1 Dielektrický substrát s $\epsilon_r = 6,15$ a $h = 3,15$ mm

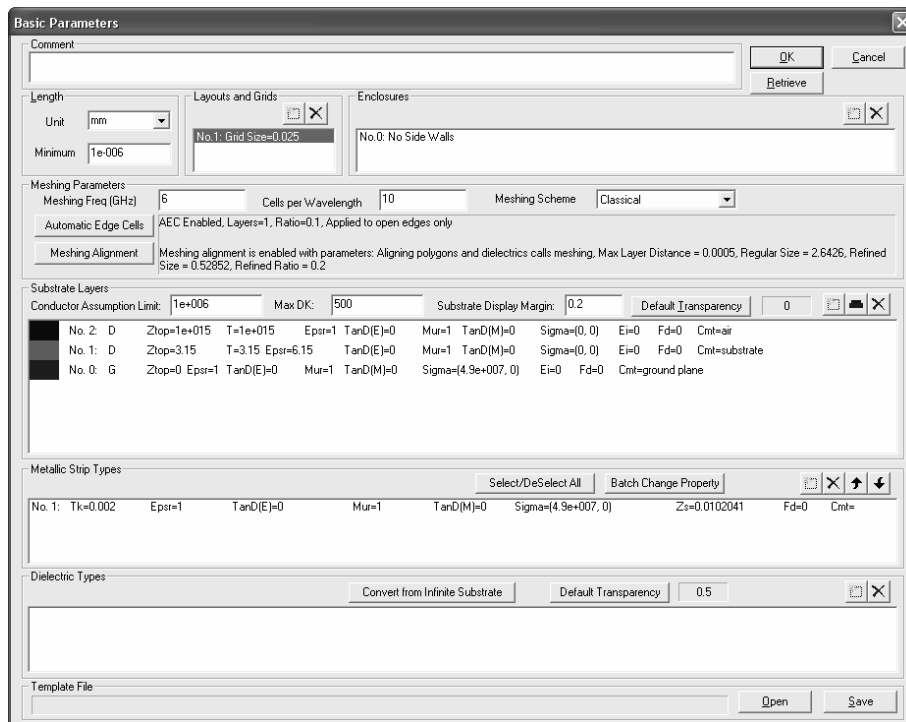
V této podkapitole je pojednáno o návrhu rotačně symetrické struktury EBG pro dielektrický substrát s relativní permitivitou $\epsilon_r = 6,15$ a tloušťkou $h = 3,15$ mm pro kmitočet 4 GHz. Veškeré počítačové analýzy a optimalizační procesy byly uskutečněny v programu Zeland IE3D.

Nejdřív pomocí vzorců (3.1) až (3.3) byly spočítány rozměry flíčku $a = b = 14,16$ mm a bod napájení $x = 1,84$ mm. Po namodelování antény v simulačním programu a její optimalizaci (průměr koaxiální sondy jsme zadávali $o = 1$ mm) byly tyto hodnoty korigovány na $a = 13,28$ mm, $b = 14,00$ mm a $x = 1,99$ mm.

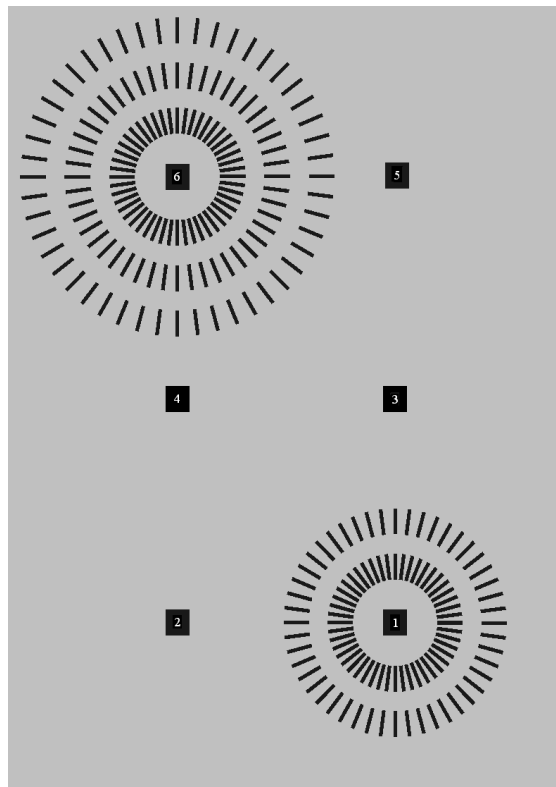
Při návrhu EBG prstenců jsme nejdřív určili délku vlny na substrátu na daném kmitočtu. Tím jsme získali přibližnou hodnotu periody d a délky zatěžovacích elementů $w \approx d/2$. Řešením rovnice (2.25) byl spočítán disperzní diagram a na jeho základě byly hodnoty d a w upraveny tak, aby zádržné pásmo leželo v požadovaném kmitočtovém pásmu. Poté byla struktura analyzována pomocí Zeland IE3D a doladěna pro dosažení maximálního potlačení povrchových vln pro danou frekvenci (v našem případě 4 GHz). Výsledné parametry navržené struktury PCS-EBG jsou: $d = 24,3$ mm, $w = 14,0$ mm, $l = 2,0$ mm, $\delta = 7,5^\circ$, $\rho_1 = 30,2$ mm.

Abychom zjistili efektivitu uvažované struktury z hlediska potlačení povrchových vln, byl namodelován panel se šesti identickými anténami (obr. 3.4). Dvě z těchto antén jsou obklopeny dvěma, resp. třemi prstenci dipólů (č. 1 a 6), další čtyři (č. 2, 3, 4, 5) jsou „jednoduché“ flíčkové antény. Vzdálenost mezi zářiči je 120 mm. Potlačení povrchových vln šířících se podél substrátu v případě antén obklopených EBG prstenci by se mělo projevit výrazným snížením vazby mezi zářiči, a to díky rotačně symetrické geometrii nezávisle na vzájemném umístění antén.

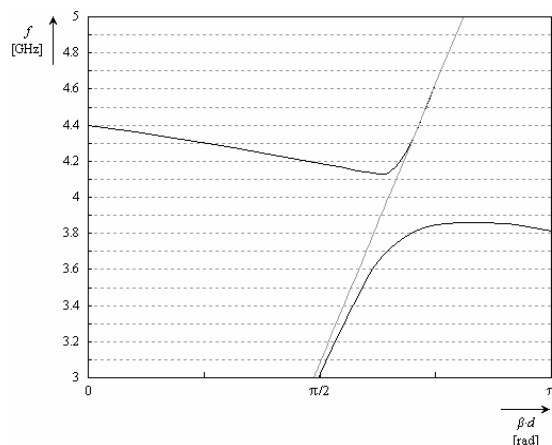
V důsledku geometrické složitosti uvažované struktury a z toho plynoucí výpočetní náročnosti budeme dále předpokládat nekonečný substrát a nekonečnou zemní plochu. Základní nastavení pro počítačovou simulaci jsou uvedena na obr. 3.3.



Obr. 3.3 Základní nastavení v programu Zeland IE3D.



Obr. 3.4 Panel se šesti anténami – výstup z programu Zeland IE3D.



Obr. 3.5 Disperzní diagram struktury PCS-EBG pro hodnoty parametrů:
 $d = 24,3$ mm, $w = 14,0$ mm, $h = 3,15$ mm, $\varepsilon_1 = 1$, $\varepsilon_2 = 6,15$.

Výsledkem simulací jsou grafy vyjadřující kmitočtovou závislost rozptylových parametrů (S-parametrů) jednotlivých antén, jejich směrové charakteristiky a kmitočtovou závislost zisku, jak je uvedeno níže.

Obr. 3.6 ukazuje S-parametry antény bez periodické zátěže. Přenos mezi branami č. 3 a č. 4 (směr maximální vazby) v důsledku nepotlačených povrchových vln šířících se podél substrátu nabývá na kmitočtu 4 GHz hodnotu $S(3,4) = -17,3$ dB. V případě umístění antén pod úhlem 45° (brána č. 3 a č. 2) je velikost vazby $S(3,2) = -23,4$ dB a v případě, že zářiče jsou situovány pod úhlem 90° , je její hodnota $S(3,5) = -34,6$ dB.

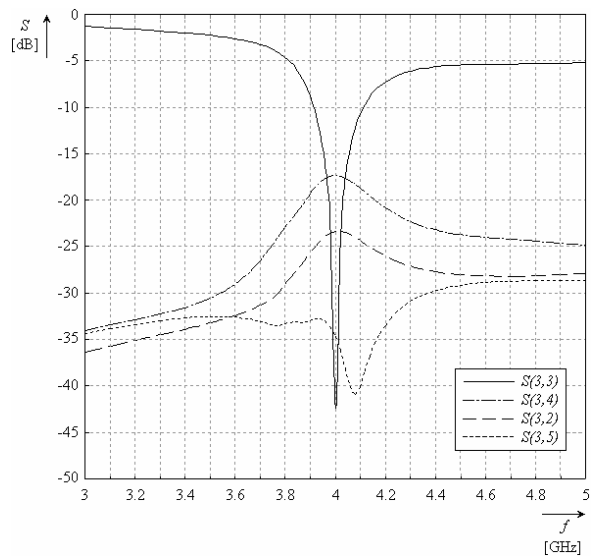
Disperzní charakteristika navržené PCS-EBG struktury je uvedena na obr. 3.5. V souladu s tímto výsledkem očekáváme výskyt zádržného pásma u antén obklopených periodickými zatěžovacími elementy v kmitočtovém pásmu přibližně od 3,8 GHz do 4,4 GHz.

Na obr. 3.7 je uvedena kmitočtová závislost S-parametrů antény obklopené dvěma prstenci EBG. Je dobře vidět, jak na kmitočtu odpovídajícím dolní hranici zádržného pásma začíná periodická struktura umístěná kolem antény generovat LH vlnu, která destruktivně interferuje s RH vlnou. O tom svědčí redukce parametru $S(1,2)$ v celém uvažovaném kmitočtovém pásmu na hodnoty menší než -25 dB. Stejný efekt mají EBG prstence i v obou dalších případech, kdy antény jsou umístěny mimo směr maximální vazby ($S(1,4)$, $S(1,3)$).

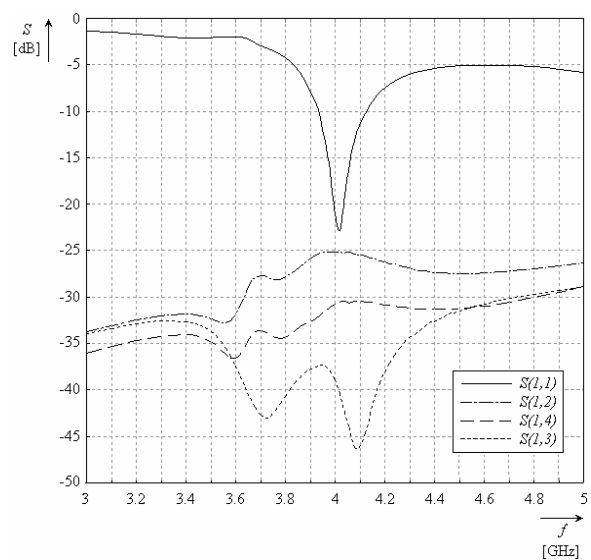
Přidání třetího prstence však nemá za následek významné zlepšení izolace mezi anténami (obr. 3.8). Je to v důsledku toho, že příspěvek prostorové vlny je vždy přítomný a způsobí vazbu mezi anténami i v případě, kdy povrchové vlny jsou zcela potlačeny [16].

Zhoršení přizpůsobení antén obklopených periodickou strukturou je důsledkem jejich „uzavření“ EBG prstenci. Situaci komplikuje ještě skutečnost, že anténu napájíme koaxiální sondou, jejíž parazitní vyzařování do substrátu není zanedbatelné. Naším úkolem je tedy při návrhu struktury PCS-EBG najít kompromis mezi přizpůsobením antény na jejím vstupu a mírou potlačení povrchových vln.

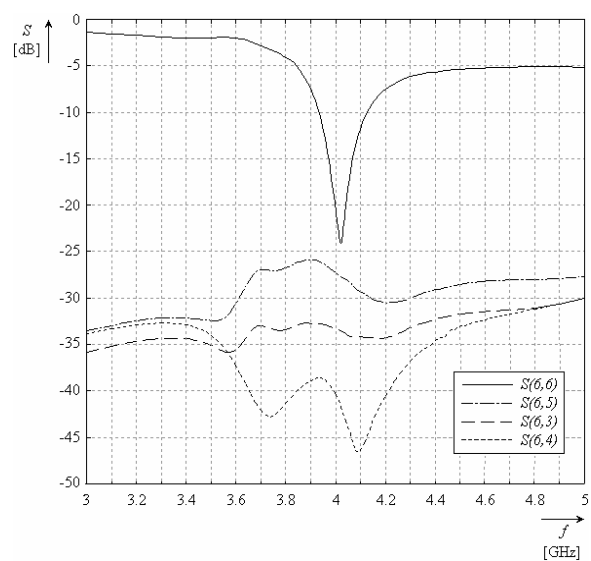
Směrové charakteristiky antén vidíme na obr. 3.9 až obr. 3.11. Nejvyšší směrovostí se vyznačuje jednoznačně anténa s dvěma prstenci EBG. Je důležité si uvědomit, že při počítačové simulaci jsme uvažovali nekonečný substrát a nekonečnou zemní plochu. To znamená, že jsme nebrali v úvahu okrajový efekt. Díky tomu nedochází k difrakci povrchových vln na hranách substrátu a k deformaci směrových charakteristik antén. Poznamenejme, že popsáný jev se u antén bez EBG typicky projevuje jako hluboké „nuly“ v těsné blízkosti hlavního laloku. Nesymetrie vyzařovacích charakteristik je způsobena faktem, že napájecí sonda leží mimo střed flíčku.



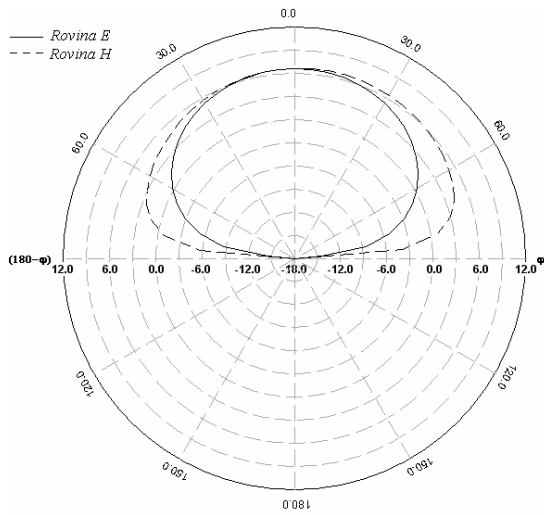
Obr. 3.6 S-parametry antény bez EBG prstenců.



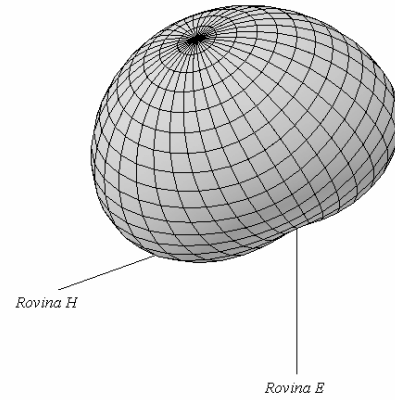
Obr. 3.7 S-parametry antény s dvěmi prstenci EBG.



Obr. 3.8 S-parametry antény s třemi prstenci EBG.

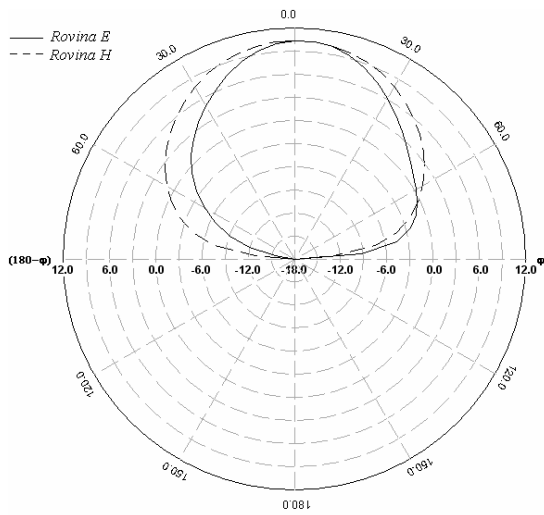


a)

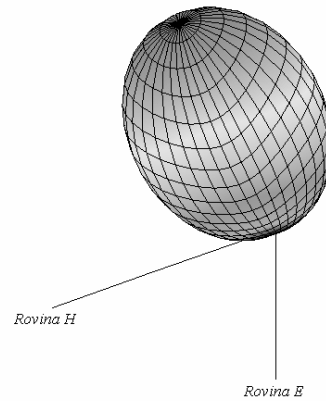


b)

Obr. 3.9 Směrová charakteristika antény bez EBG prstenců – zobrazení ve 2D (a) a 3D (b).

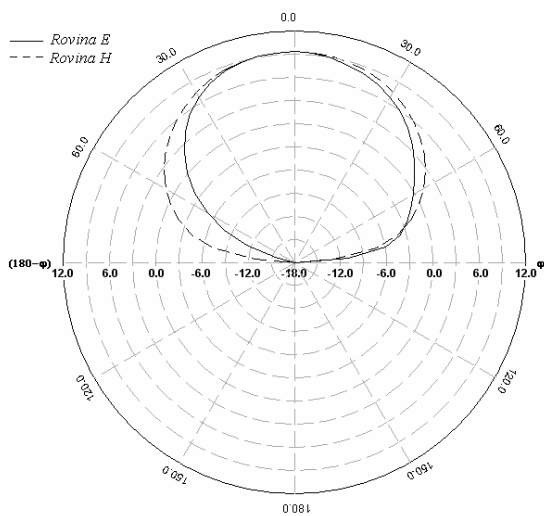


a)

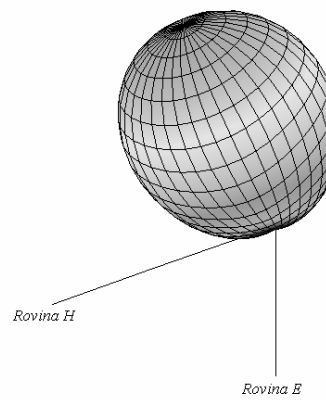


b)

Obr. 3.10 Směrová charakteristika antény s dvěma prstenci EBG – zobrazení ve 2D (a) a 3D (b).



a)



b)

Obr. 3.11 Směrová charakteristika antény s třemi prstenci EBG – zobrazení ve 2D (a) a 3D (b).

Obr. 3.12 ukazuje kmitočtovou závislost zisku jednotlivých antén. Energií spotřebovanou povrchovými vlnami z celkové energie dodané do anténního konektoru můžeme vyjádřit jako [18]

$$\eta_{SW} = P_{SW} / (P_R + P_{SW}), \quad (3.4)$$

kde P_R je energie vyzařovaná do prostoru mikropáskovou anténou s rozměry a , b , umístěnou na uzemněném dielektrickém substrátu s relativní permitivitou ϵ_r , relativní permeabilitou μ_r a výškou h . P_{SW} značí energii spotřebovanou povrchovými vlnami šířícími se na substrátu. Na základě [18] pro P_R platí

$$P_R = \frac{1}{p} \cdot \left[k_0^2 \cdot (k_0 \cdot h)^2 \cdot 20 \cdot \mu_r^2 \cdot \left(1 - \frac{1}{n^2} + \frac{0.4}{n^4} \right) \right], \quad (3.5.a)$$

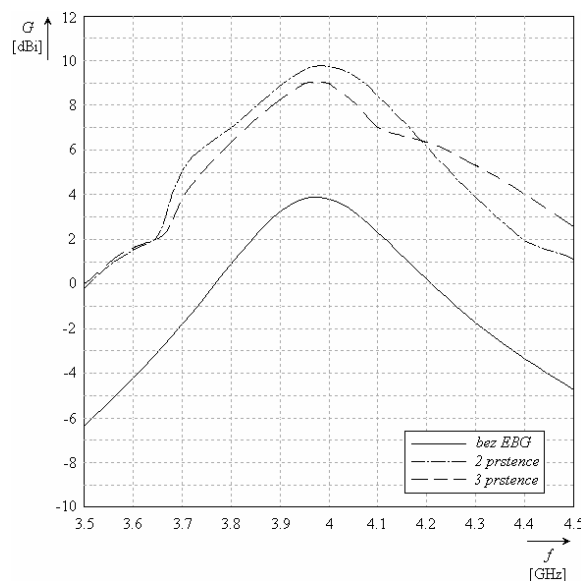
kde $n = \sqrt{\epsilon_r \cdot \mu_r}$ a p spočítáme dle vzorce [18]

$$p = 1 - \frac{0.16605 \cdot (k_0 \cdot b)^2}{20} + \frac{0.02283 \cdot (k_0 \cdot b)^4}{560} - \frac{0.09142 \cdot (k_0 \cdot a)^2}{10}. \quad (3.5.b)$$

P_{SW} lze vyjádřit pomocí vztahu [18]

$$P_{SW} = \frac{15 \cdot \pi \cdot k_0^2 \cdot n^2 \cdot \mu_r^3 \cdot (q^2 - 1)}{n^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{\beta_n^2 - 1}} + \frac{\sqrt{\beta_n^2 - 1}}{n^2 - \beta_n^2} \right) + k_0 \cdot h \cdot \left[1 + \frac{n^4 \cdot (\beta_n^2 - 1)}{n^2 - \beta_n^2} \right]}, \quad (3.6)$$

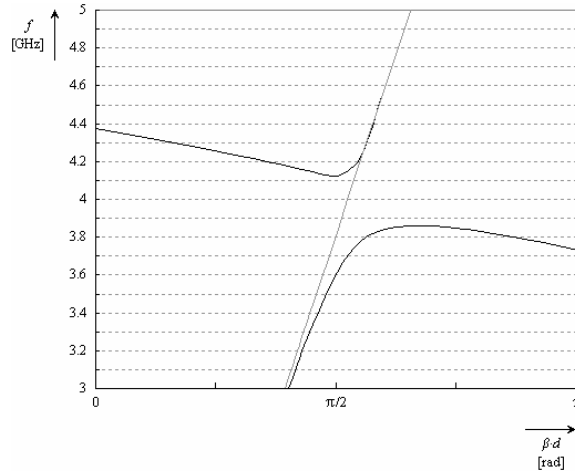
kde β_n je normovaná fázová konstanta, $\beta_n = \beta/k_0$, β značí konstantu šíření vidu TM_0 na jednostranně uzemněné dielektrické destičce a počítá se podle vzorců (2.22), (2.23). Pro náš případ snadno zjistíme, že na kmitočtu 4 GHz dojde ke ztrátě přibližně 37 % celkové energie v povrchových vlnách (nebereme v úvahu existenci okrajového efektu). To je poměrně nízká hodnota, a tím se dá vysvětlit, že podle obr. 3.12 i anténa bez EBG prstenců má relativně vysoký zisk – kolem 4 dBi. Obklopením zářiče periodickými zatěžovacími elementy jsme schopni zvýšit tuto hodnotu o 5 až 6 dB.



Obr. 3.12 Kmitočtová závislost zisku antén.

3.1.2 Dielektrický substrát s $\epsilon_r = 9,80$ a $h = 3,15$ mm

Postup při návrhu PCS-EBG struktury pro kmitočet 4 GHz v případě dielektrického substrátu s relativní permitivitou $\epsilon_r = 9,80$ a tloušťkou $h = 3,15$ mm je stejný, jak bylo uvedeno v 3.1.1. Po optimalizaci jsme stanovili parametry mikropáskové antény napájené koaxiální sondou $a = 10,27$ mm, $b = 11,12$ mm a $x = 1,22$ mm. Výsledné parametry navržené struktury PCS-EBG v tomto případě jsou: $d = 19,6$ mm, $w = 10,2$ mm, $l = 1,9$ mm, $\delta = 7,5^\circ$, $\rho_1 = 24,0$ mm. Její disperzní diagram je uveden na obr. 3.13.



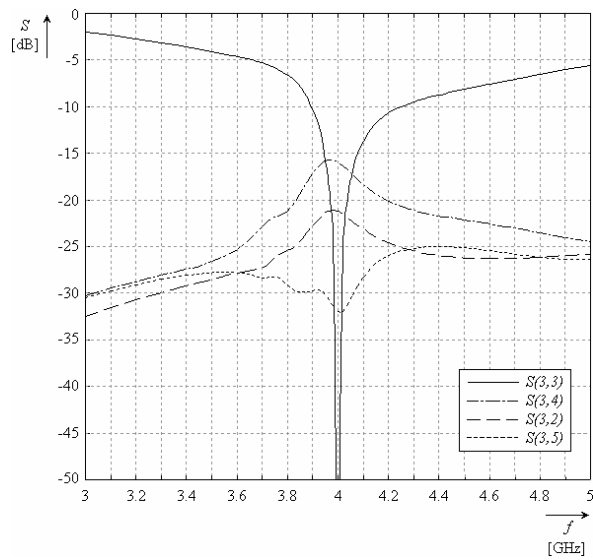
Obr. 3.13 Disperzní diagram struktury PCS-EBG pro hodnoty parametrů: $d = 19,6$ mm, $w = 10,2$ mm, $h = 3,15$ mm, $\epsilon_1 = 1$, $\epsilon_2 = 9,80$.

Kmitočtové závislosti S-parametrů antén umístěných na společný panel dle obr. 3.4 jsou znázorněny na obr. 3.14 až obr. 3.16.

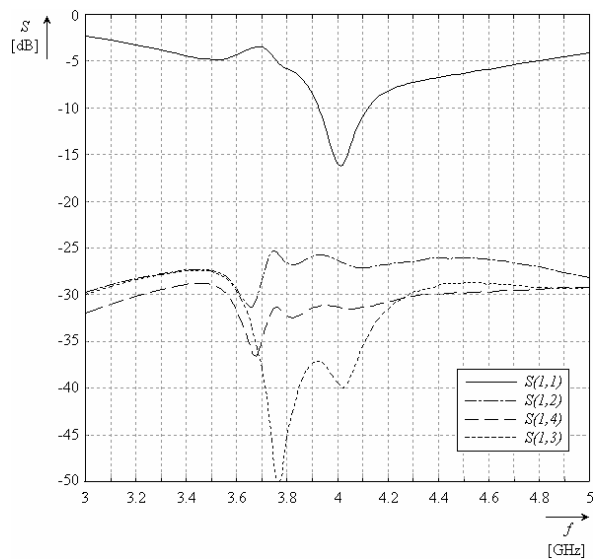
V případě antény bez EBG prstenců přenos z brány č. 3 na bránu č. 4 (směr maximální vazby) nabývá na kmitočtu 4 GHz hodnotu $S(3,4) = -16,0$ dB. Vazbu mezi zářiči způsobenou povrchovými vlnami v dalších dvou případech, kdy antény jsou navzájem umístěny pod úhlem 45° a 90° , jsme zjistili $S(3,2) = -21,2$ dB a $S(3,5) = -32,0$ dB.

Opět v souladu s disperzní charakteristikou navržené PCS-EBG struktury očekáváme výrazné potlačení povrchových vln u antén obklopených EBG prstenci v kmitočtovém intervalu 3,7 GHz až 4,4 GHz. Na základě řešení (2.20) v oboru komplexních čísel pro stejné hodnoty d_1 a d_2 se snadno přesvědčíme, že „hloubka“ zádržného pásma pro $\epsilon_2/\epsilon_1 = 9,80$ je asi o 5 dB větší než pro $\epsilon_2/\epsilon_1 = 6,15$. Předpokládáme tedy, že např. hodnota S-parametru mezi anténami ve směru hlavní vazby ($S(1,2)$) bude v uvažovaném kmitočtovém pásmu menší než -30 dB. Obr. 3.15 však svědčí o tom, že efektivita navržené EBG struktury je prakticky stejná, jako v případě substrátu s nižší permitivitou. Míra potlačení povrchových vln na kmitočtu 4 GHz je pro substrát s $\epsilon_r = 9,80$ ve srovnání se substrátem s $\epsilon_r = 6,15$ vyšší pouze o 1,2 dB. Navíc, přizpůsobení antény na jejím vstupu se také výrazně zhoršilo. Tento jev se dá vysvětlit parazitním vyzařováním koaxiální sondy do substrátu. Čím větší je permitivita dielektrické desky, tím větší energie se v něm ztrácí. Srovnáním obr. 3.7 a obr. 3.15 zjistíme, že např. na kmitočtu 3 GHz, kdy je prostorová vlna buzena anténou ještě zanedbatelná, je přenos mezi branami č. 1 a č. 2 v případě dielektrického substrátu s vyšší permitivitou asi o 3,9 dB větší než u substrátu s nižší permitivitou.

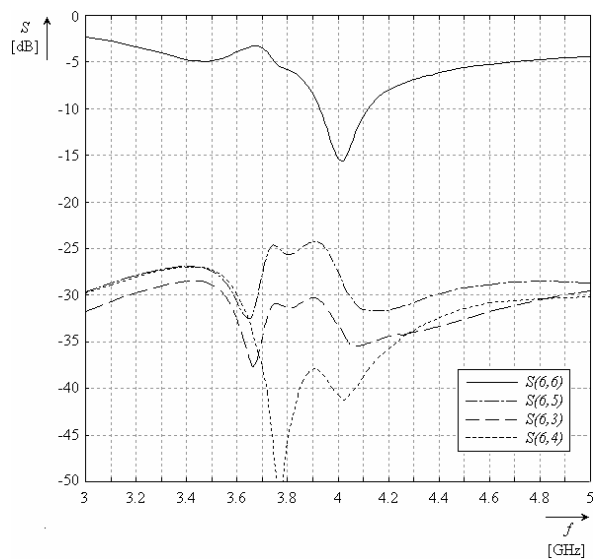
Situace je podobná i v případě antény obklopené třemi EBG prstenci. Navíc, schopnost periodického okolí potlačit povrchové vlny je kmitočtově závislejší než u antény s dvěma EBG prstenci (na některých kmitočtech blízkých 4 GHz parametr $S(6,5)$ dokonce přesahuje hranici -25 dB).



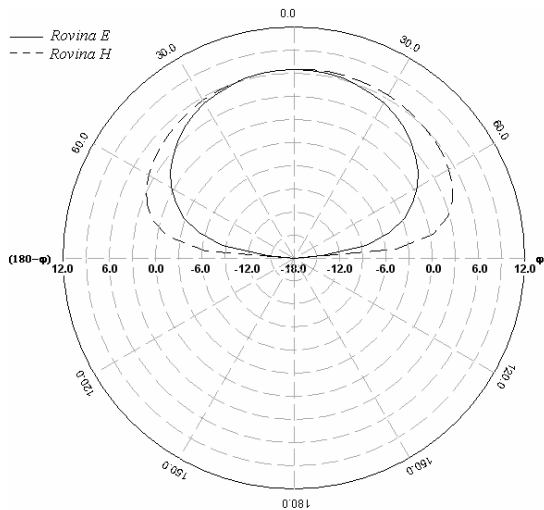
Obr. 3.14 S-parametry antény bez EBG prstenců.



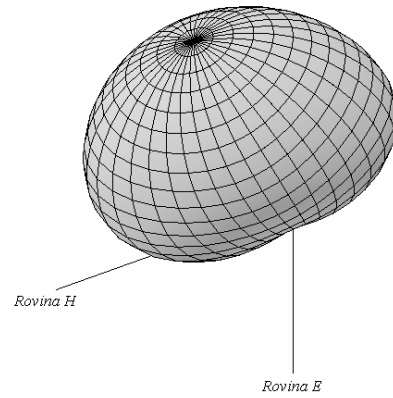
Obr. 3.15 S-parametry antény s dvěma prstenci EBG.



Obr. 3.16 S-parametry antény s třemi prstenci EBG.

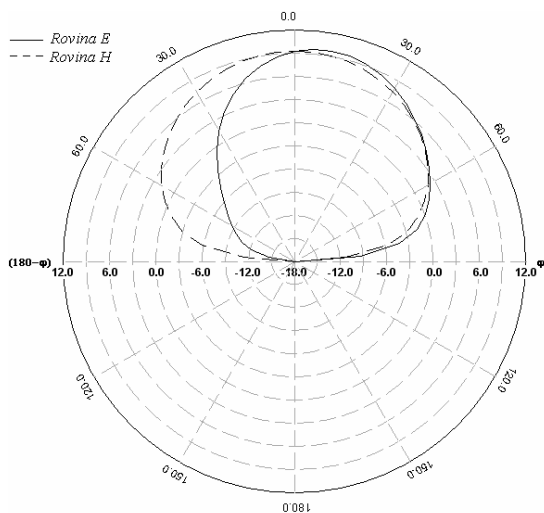


a)

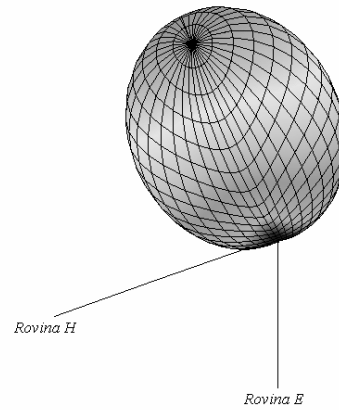


b)

Obr. 3.17 Směrová charakteristika antény bez EBG prstenců – zobrazení ve 2D (a) a 3D (b).

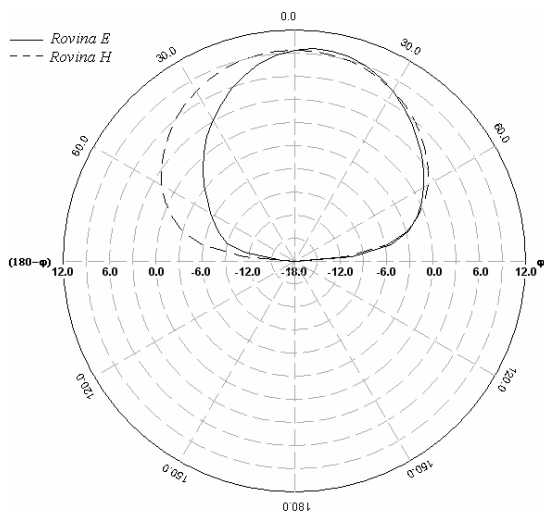


a)

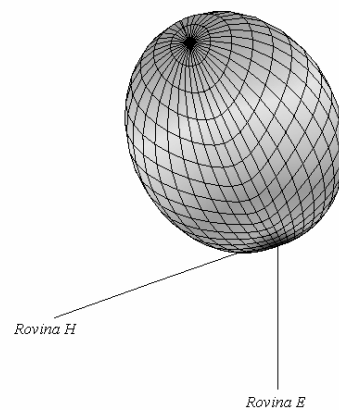


b)

Obr. 3.18 Směrová charakteristika antény s dvěma prstenci EBG – zobrazení ve 2D (a) a 3D (b).



a)

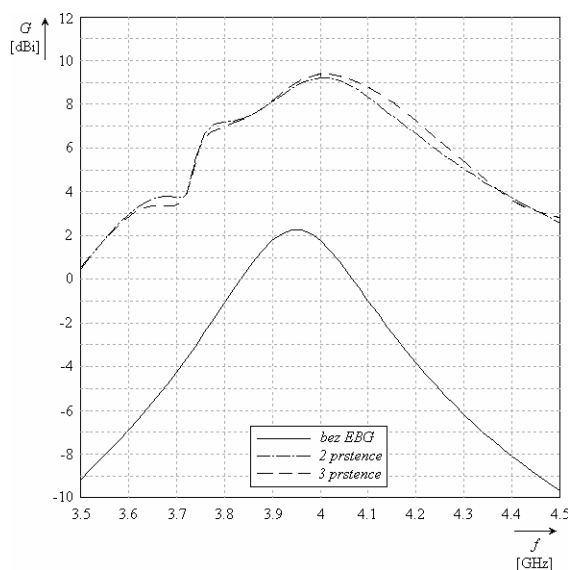


b)

Obr. 3.19 Směrová charakteristika antény s třemi prstenci EBG – zobrazení ve 2D (a) a 3D (b).

Směrové charakteristiky antén obklopených dvěma, resp. třemi prstenci (obr. 3.18 a 3.19) jsou velice podobné a mají výrazně užší lalok v obou rovinách ve srovnání se směrovou charakteristikou antény bez EBG (obr. 3.17). Při počítačových simulacích jsme opět předpokládali nekonečný substrát a nekonečnou zemní plochu, a tím pádem jsme nebrali zřetel na existenci okrajového efektu. Deformace vyzářovacích charakteristik je i v tomto případě způsobena nesymetrií napájení, kdy koaxiální sonda leží mimo střed anténního flíčku.

Kmitočtovou závislost zisku modelovaných antén ukazuje obr. 3.20. Nárůst parazitního vyzářování koaxiální sondy do substrátu ve srovnání s případem, kdy byla použita dielektrická deska s nižší permitivitou, a zároveň zvýšení energie spotřebované povrchovými vlnami (na 4 GHz přibližně 49 % celkové energie) mají za následek pokles zisku antén (především jednoduché bez EBG prstenců). Použitím periodických zatěžovacích elementů jsme však schopni zvýšit zisk jednoduchého zářiče i v tomto případě až na 9,5 dBi.



Obr. 3.20 Kmitočtová závislost zisku antén.

3.2 Realizace a měření

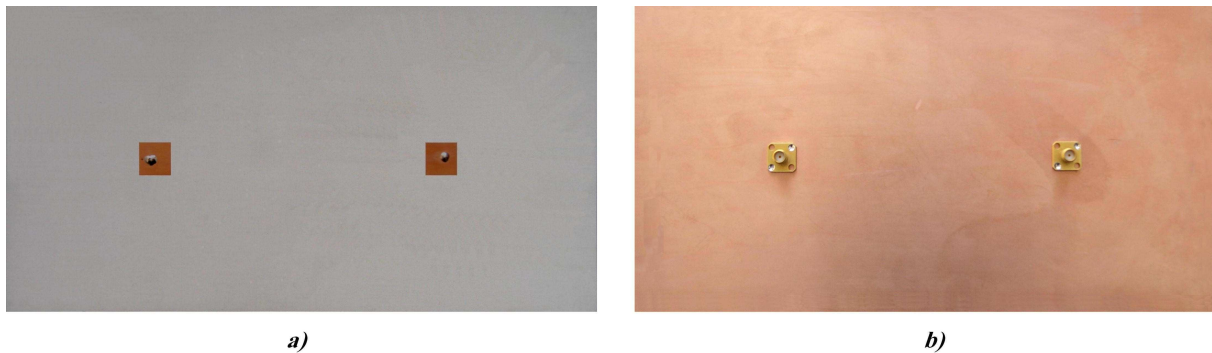
Na základě počítačových simulací byla pro realizaci vybrána anténa s dvěma EBG prstenci, umístěná na dielektrickém substrátu Arlon AD 600. Z ekonomických i technických důvodů byly pro experiment vyrobeny nezávisle na sobě dva panely, každý obsahující pouze dvě antény.

Jak bylo uvedeno v předchozí kapitole práce, požadovanou tloušťku anténního substrátu jsme museli získat slepením dvou desek s poloviční tloušťkou. Do výroby však vnesla určitou nejistotu skutečnost, že nebylo k dispozici lepidlo s požadovanou permitivitou. Tento problém jsme vyřešili použitím obyčejného lepidla, které jsme nanесли na dielektrické desky pouze v několika bodech a to v místech blízkých k hranám substrátu. Nicméně, i přes silné zatížení konstrukce po slepení, zůstala mezi vrstvami malá vzduchová mezera, jejíž důsledkem bylo mírné rozladění celé struktury. Počítačové simulace později ukázaly, že tloušťka této nežádoucí vzduchové mezery se dá odhadnout na 0,05 mm a jednoznačně působí posunutí rezonančního kmitočtu antén o jednu desetinu GHz k vyšším frekvencím.

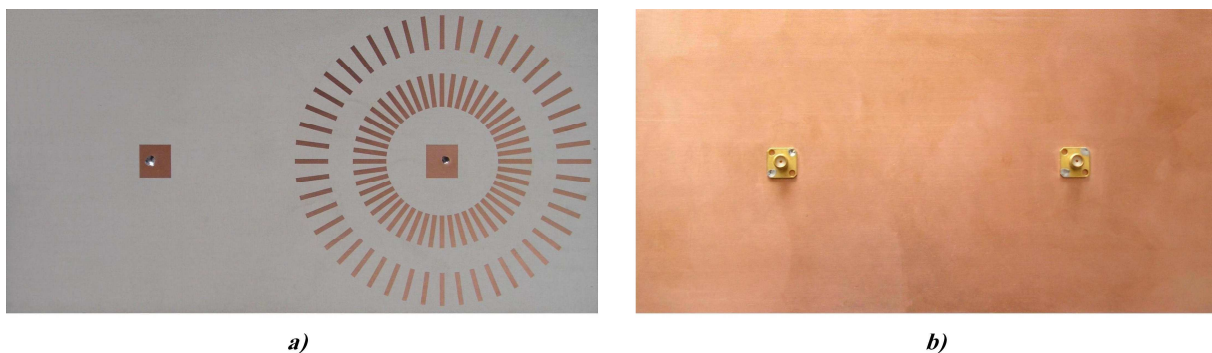
Dalším problémem byla poměrně malá přesnost leptání motivů antén a EBG prstenců. Tento nedostatek jsme řešili realizací zkušebního vzorku na obyčejný substrát a následnou korekcí předlohy pro výrobu. Takto se nám podařilo dosáhnout tolerance lepší než 0,05 mm. Opět pomocí simulačního programu jsme se přesvědčili, jaký vliv by měla taková změna

rozměrů na vlastnosti konstrukce. Zjistili jsme, že následek v případě jednoduché antény je prakticky zanedbatelný a změna parametrů EBG struktury by v žádném případě neměla znamenat zvýšení vazby mezi anténami umístěnými na společný panel o více než 1 dB ve srovnání s výsledky uvedenými na obr. 3.7.

Na obr. 3.21 a obr. 3.22 vidíme fotografie vyrobených vzorků (délka panelů 25 cm, šířka 13 cm). Anténa vpravo je označena číslem 1, anténa vlevo číslem 2. Rozptylové parametry $S(1,1)$ (přizpůsobení antény na jejím vstupu) a $S(1,2)$ (přenos mezi anténami) byly změřeny vektorovým analyzátozem Agilent E8364B.



Obr. 3.21 Panel pro měření vazby mezi anténami bez EBG prstenců – horní strana (a), dolní strana (b).

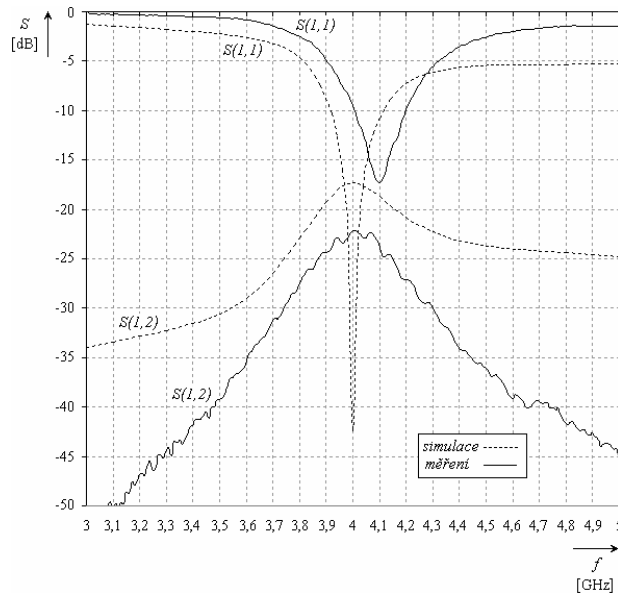


Obr. 3.22 Panel pro měření vazby mezi anténami s EBG prstenci – horní strana (a), dolní strana (b).

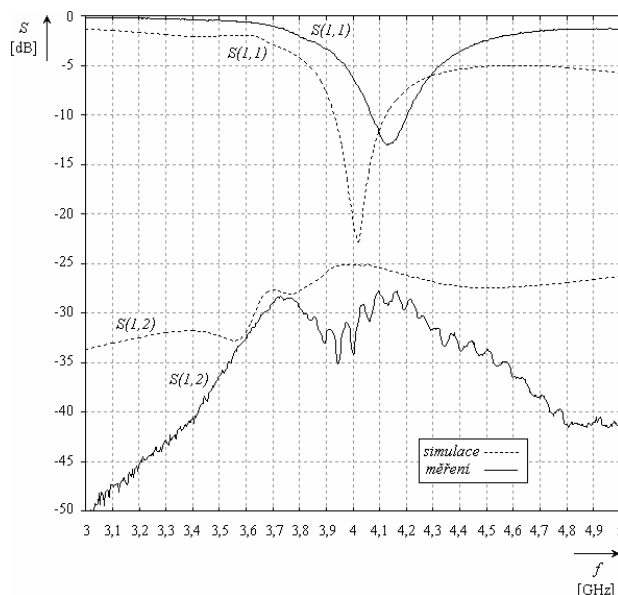
Jelikož oba panely obsahují pouze dvě antény, máme možnost měřit přenos mezi nimi pouze ve směru hlavní vazby. Předpokládáme však, že pokud výsledky experimentu potvrzují pravdivost počítačových simulací pro tento nejkritičtější případ, pro ostatní směry by byla vazba mezi zářiči nižší.

Obr. 3.23 a obr. 3.24 ukazují simulované a naměřené kmitočtové závislosti rozptylových parametrů $S(1,1)$ a $S(1,2)$ pro panel bez EBG prstenců, resp. s EBG prstenci. Na základě uvedených výsledků můžeme učinit následující závěr: Jak návrh samotných flíčkových antén, tak návrh EBG struktury byl správný. Důvod posunutí rezonančního kmitočtu antén byl vysvětlen výše. Jeho následkem je zhoršení impedančního přizpůsobení, přesto hodnotu $S(1,1)$ přibližně -17 dB v případě antény bez EBG prstenců se dá považovat za přijatelnou. Vliv vzduchové mezery se projevuje především u antény obklopené EBG prstenci. Ta se už během počítačových simulací, kdy jsme předpokládali ideální substrát bez jakéhokoliv nežádoucího efektu, ukázala velmi citlivá na napájení koaxiální sondou. Přímý kontakt mezi napáječem a anténním flíčkem je velmi nevýhodný z důvodu, že podmínka dobrého impedančního přizpůsobení je splněna pouze na jednom jediném kmitočtu a v jeho velmi blízkém okolí. Navíc, anténu přirozeně „škrtí“ obklopující EBG prstence a proto nelze očekávat lepší hodnotu $S(1,1)$ než v případě jednoduchého zářiče bez EBG. Dalším velmi

nepříjemným jevem je parazitní vyzařování koaxiální sondy do substrátu. To má opět za následek zhoršení parametru $S(1,1)$ a také zvýšení vazby mezi anténami. Nicméně, výsledky měření uvedené níže svědčí o účinném potlačení povrchových vln šířících se na dielektrické destičce pomocí navržených EBG prstenců. Na základě počítačových simulací jsme očekávali redukci vazby mezi anténami umístěnými na stejný panel na frekvenci 4 GHz cca. 7,5 dB a měření jsme zjistili až 10 dB. Experimentálně se tedy ověřila existence zádržného pásma v předpokládaném kmitočtovém intervalu 3,8 až 4,4 GHz s největším útlumem vln šířících se na struktuře v těsné blízkosti kmitočtu 4 GHz.



Obr. 3.23 S-parametry antény bez EBG prstenců – výsledky počítačových simulací a měření.



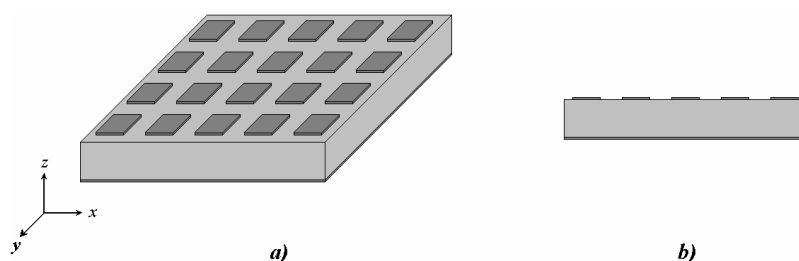
Obr. 3.24 S-parametry antény s EBG prstenci – výsledky počítačových simulací a měření.

Pomocí realizovaných vzorků jsme ukázali schopnost planárních EBG struktur potlačit povrchové vlny šířící se na povrchu dielektrického substrátu. Na základě uvedených poznatků však lze jednoznačně konstatovat, že na místo koaxiální sondy by bylo mnohem výhodnější realizovat napájení antén vazební šterbinou – a to jak z hlediska jejich lepšího impedančního přizpůsobení a větší šířky pracovního pásma, tak z hlediska efektivity EBG struktury.

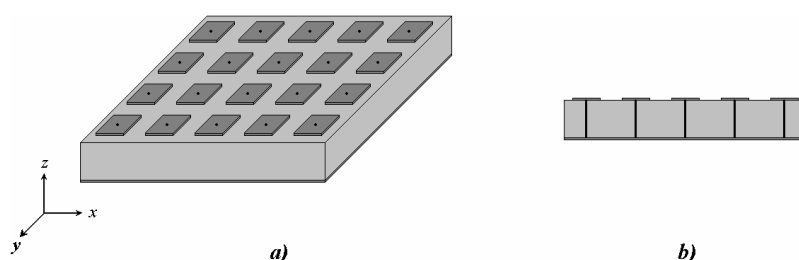
4. Použitelnost a efektivita planárních EBG struktur

Během psaní své diplomové práce jsem čerpal z mnoha zdrojů zabývajících se planárními periodickými strukturami realizovanými pomocí kmitočtově selektivního povrchu umístěného na uzemněné dielektrické destičce (EBG povrchy), a také objemovými strukturami EBG, jejichž nejznámějším představitelem jsou konstrukce zvané Sievenpiperův AMC (*Artificial Magnetic Conductor*). Ani v jednom případě jsem však nenašel srovnání kladů a záporů těchto dvou typů periodických struktur, resp. vymezení jejich použitelnosti pro jednotlivé aplikace. Proto jsem se rozhodl stručně se věnovat v poslední kapitole své práce problematice použitelnosti a efektivit EBG povrchů.

Daniel F. Sievenpiper v roce 1999 předvedl ve své disertační práci [19] koncept nového typu EBG struktury určené pro potlačení povrchových vln šířících se na uzemněné dielektrické destičce. Na obr. 4.1 a. 4.2 vidíme, že tato struktura je velmi podobná struktuře EBG povrchů. Hlavním konstrukčním rozdílem je přítomnost vertikálních pinů, pomocí nichž je periodický motiv na povrchu substrátu spojen se zemní plochou.



Obr. 4.1 Planární EBG struktura (a), příčný průřez (b).

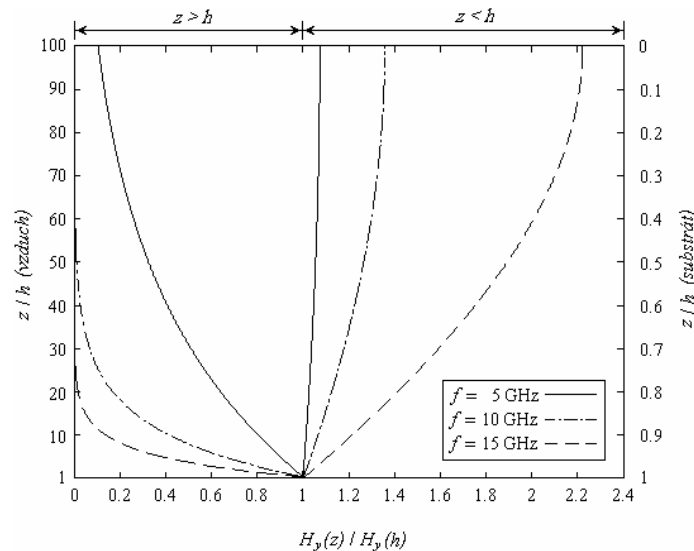


Obr. 4.2 Sievenpiperův AMC (a), příčný průřez (b).

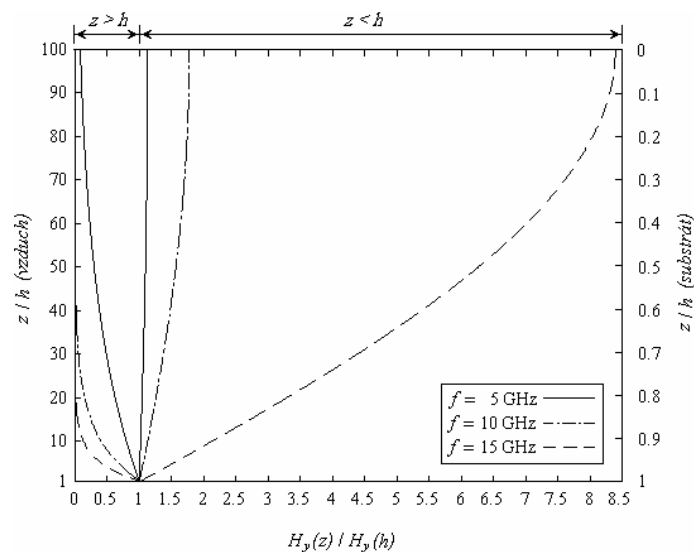
Podle Sievenpipera jsou EBG povrchy samy o sobě neúčinné z hlediska potlačení povrchových vln, a proto je přítomnost vertikálních pinů bezprostředně nutná. Toto tvrzení je však v rozporu s výsledky prezentované např. v [16], respektive s výsledky uvedené v této práci, kdy pozornost byla věnována čistě planárním EBG strukturám. Otázkou tedy je, jaký vliv mají vertikální piny, resp. jaké mají výhody objemové periodické struktury ve srovnání s planárními.

Odpověď obdržíme vyšetřením rozložení intenzity magnetického pole (zaměříme se na vidy TM) v prostoru nad dielektrickou destičkou a v dielektrické destičce jednostranně pokovené [14]. Uvažujeme-li dielektrický substrát Arlon AD 600 ($\epsilon_r = 6,15$, $h = 1,575$ mm), dle (2.26) zjistíme, že kritický kmitočet dalšího vidu TE_1 je roven $f = 21,0$ GHz. Obdobně pro Arlon AR 1000 ($\epsilon_r = 9,80$, $h = 1,575$ mm) stanovíme hranici jednovidovosti $f = 16,1$ GHz. Vlna TE_1 se začne strukturou šířit při kmitočtu, kdy povrchová impedance substrátu bude mít nikoliv induktivní charakter (jak je tomu na nižších kmitočtech), ale charakter kapacitní. To nastává, pokud tloušťka substrátu bude přibližně rovna čtvrtině vlnové délky ($h \approx \lambda_d/4$). Vlna TM však ke svému šíření vyžaduje induktivní charakter povrchové impedance, a proto přizpůsobí svou rovinu šíření změněným podmínkám tak, aby povrchová impedance zdánlivě

zůstala induktivní. To znamená, že vlna TM se posune níž, směrem k zemní ploše [19]. Uvedené poznatky potvrzují obr. 4.3 a obr. 4.4, na kterých je znázorněna závislost normované intenzity magnetického pole vidu TM_0 na vzdálenosti od povrchu substrátu pro jednostranně uzemněné dielektrické destičky Arlon AD 600 a Arlon AR 1000 ($z = 0$ znamená rovinu zemní plochy, h značí tloušťku substrátu). Všimneme si, že intenzita magnetického pole vidu TM_0 je pro frekvence blízké kritickému kmitočtu vidu TE_1 ve velmi velké míře soustředěna v rovině zemní plochy.



Obr. 4.3 Normovaná intenzita magnetického pole vidu TM_0 nad substrátem a v substrátu, Arlon AD 600.



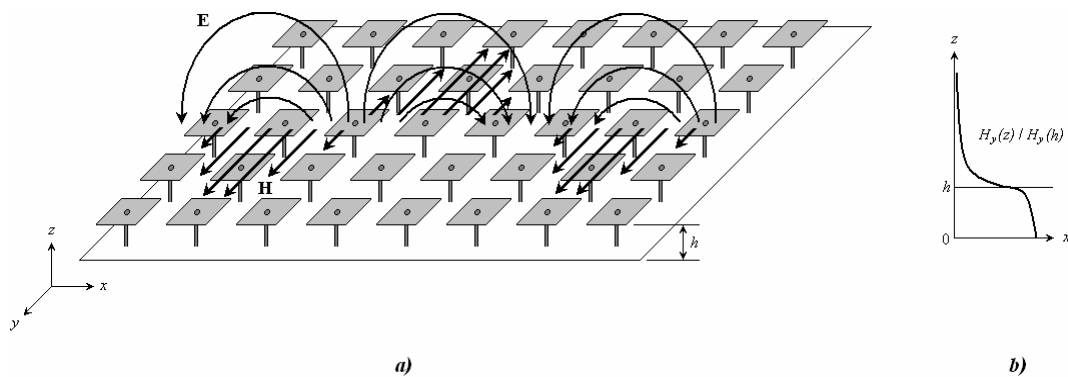
Obr. 4.4 Normovaná intenzita magnetického pole vidu TM_0 nad substrátem a v substrátu, Arlon AR 1000.

Lze tedy říci, že EBG povrchy jsou efektivní pro potlačení povrchových vln na nižších kmitočtech, kdy rovina šíření dominantního vidu TM_0 je prakticky identická s rozhraním substrát-vzduch. Zvyšující se frekvencí se vlna posune hlouběji do substrátu, kde však žádné diskontinuity nejsou, a proto je EBG struktura neúčinná. Otázkou nadále zůstane, do jakého kmitočtu se dají používat planární EBG povrchy s přijatelnou efektivitou potlačení povrchových vln. Podrobné vyšetření této problematiky však přesahuje rámec této práce a mělo by být předmětem dalšího výzkumu. Nicméně, na základě předložených úvah můžeme učinit následující závěr: chceme-li dosáhnout silné potlačení povrchových vln i na vyšších kmitočtech, musíme přistoupit k použití objemových EBG struktur (např. Sievenpiperův

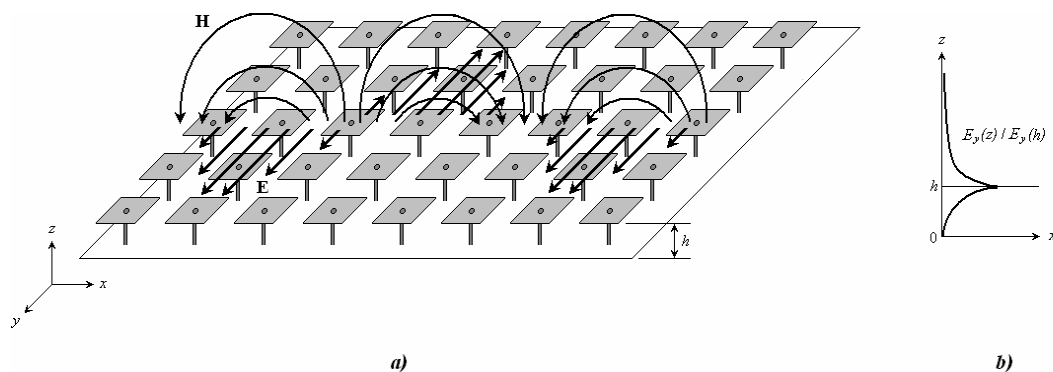
AMC), které díky vertikálním pinům jsou schopny zabránit šíření vln nejenom na povrchu substrátu, ale i v jeho objemu.

Na základě [20] je třeba poukázat na další skutečnost: Vid TM_0 šířící se na jednostranně uzemněné dielektrické destičce je v kmitočtovém pásmu přibližně od $h \approx 0,24 \cdot \lambda_d$ do $h \approx 0,26 \cdot \lambda_d$ (jsme těsně na hranici jednovidovosti struktury) tlumena relativně málo a proto má charakter vytékající vlny. Toto vyzařování je samozřejmě nežádoucí, jelikož vytékající vlna TM_0 je výrazně pomalejší než elektromagnetická vlna ve volném prostoru. Následkem je značná deformace vyzařovací charakteristiky antény a snížení její zisku. Proto návrh antény na takové kmitočty je velmi neefektivní a musíme se tomu vyhýbat.

Zvyšujeme-li nadále frekvenci, po překročení kritického kmitočtu vidu TE_1 se začne strukturou šířit první transverzálně elektrický vid. Tato vlna vyžaduje, aby povrchová impedance dielektrické destičky měla kapacitní charakter, jak bylo uvedeno výše. Protože substrát je z dolní strany potažen vrstvou mědi, která má induktivní charakter, intenzita elektrického pole vidu TE_1 na rozdíl od intenzity magnetického pole vidu TM_0 klesá jak ve směru od povrchu substrátu do prostoru, tak i ve směru k zemní ploše (obr. 4.5 a obr. 4.6).



Obr. 4.5 Rozložení intenzity pole E a H vidů TM šířících se ve směru osy x na Sievenpiperův AMC (a), závislost normované intenzity magnetického pole vidů TM na vzdálenosti od povrchu substrátu (b).



Obr. 4.6 Rozložení intenzity pole E a H vidů TE šířících se ve směru osy x na Sievenpiperův AMC (a), závislost normované intenzity elektrického pole vidů TE na vzdálenosti od povrchu substrátu (b).

Abychom potlačili kromě vlny TM_0 i druhý vid TE_1 , možným řešením se ukazuje přidat periodickému motivu na povrchu substrátu rezistivní ztráty. Předpokládáme-li vid TE_1 šířící se ve směru osy x , z důvodu rozložení intenzity elektrického a magnetického pole této vlny na struktuře (viz obr. 4.6), můžeme její šíření výrazně ovlivnit umístěním rezistorů mezi elementy periodického motivu, a to nikoliv ve směru osy x , ale ve směru osy y [21]. Takto modifikovanou Sievenpiperovou AMC strukturou bychom měli být schopni dosáhnout výrazné potlačení povrchových vln i ve vyšších frekvenčních pásmech, nad hranicí jednovidovosti dielektrického substrátu.

5. Závěr

Diplomová práce byla zaměřena na studium planárních rotačně symetrických struktur s elektromagnetickým zádržným pásmem (PCS-EBG). Tyto konstrukčně velmi jednoduché periodické struktury jsou schopny díky koncentrickým prstencům umístěným kolem antény potlačit povrchové vlny buzené aktivním prvkem, které se šíří na povrchu dielektrického substrátu ve všech radiálních směrech.

První část práce byla věnována stručnému teoretickému úvodu, nezbytně nutnému k pochopení základní problematiky periodických struktur. Byly vysvětleny fyzikální jevy odehrávající se při šíření EM vln v periodickém prostředí. Ukázali jsme odvození disperzní rovnice dvourozměrné struktury s jednorozměrnou periodicitou, a následně bylo prezentováno řešení disperzní rovnice pro trojrozměrný model s jednorozměrnou periodicitou. Tento nástroj pak byl použit při návrhu vlastní struktury PCS-EBG. Byly uvedeny dvě alternativy realizace pro dva substráty s různými hodnotami permitivity (Arlon AD 600 s $\epsilon_r = 6,15$ a Arlon AR 1000 s $\epsilon_r = 9,80$). Jelikož nebylo k dispozici dielektrikum s požadovanou tloušťkou pro možnost napájení antén vazební šterbinou, bylo třeba tento problém řešit použitím koaxiální sondy. Díky vysoké permitivitě desek jsme však museli počítat s jejím výrazným parazitním vyzařováním do substrátu. Došlo ke zhoršení impedančního přizpůsobení na vstupu antén a snížení účinnosti EBG struktury.

Slepení dvou dielektrických desek pro získání anténního substrátu s požadovanou tloušťkou jsme zvládli pomocí obyčejného lepidla. Aby mezi vrstvami dielektrik nevznikla nehomogenita, lepidlo bylo nanášeno pouze v několika bodech blízkých k hranám substrátu. Tím však i přes silné zatížení konstrukce zůstala mezi deskami malá vzduchová mezera o tloušťce přibližně 0,05 mm. Ta způsobila posunutí rezonančního kmitočtu antén přibližně o jednu desetinu GHz k vyšším frekvencím a zhoršení impedančního přizpůsobení na vstupu. Nicméně, i navzdory uvedených nesnázích se nám podařilo vyrobít funkční prototyp a experimentálně ověřit schopnost studovaných EBG struktur potlačit povrchové vlny.

V poslední kapitole jsme se zabývali problematikou účinnosti planárních EBG struktur ve srovnání s objemovými periodickými strukturami, zejména se Sievenpiperovým AMC. Konstatovali jsme, že čistě planární EBG povrchy spolehlivě splňují svůj úkol na „nižších“ kmitočtech, tj. pro $h \ll \lambda_d$, kde h je tloušťka substrátu a λ_d značí vlnovou délku na struktuře. Byl také naznačen možný způsob potlačení kromě základního vidu TM_0 i povrchové vlny TE_1 . Uvedené poznatky by mohly najít uplatnění např. při návrhu vícepásmových antén s použitím periodických struktur, což by mělo být předmětem dalšího výzkumu.

6. Literatura

- [1] RAYLEIGH, J. W. S. *On waves propagating along the plane surface of an elastic solid.* Proc. London Math. Soc. 17 (1887), 4-11.
- [2] YABLONOVITCH, E. *Inhibited spontaneous emission in solid state physics and electronics.* Physical Review Letters, vol. 58, p. 2059, 1987.
- [3] JOHN, S. *Strong localization of photons in certain disordered dielectric super lattices.* Physical Review Letters, vol. 58, p. 2486, 1987.
- [4] RAIDA, Z.; ČERNOHORSKÝ, D.; GALA, D.; GOŇA, S.; MICHÁLEK, V.; NAVRÁTIL, V.; NOVÁČEK, Z.; OTEVŘEL, V.; POMĚNKA, P.; ŠEBESTA, J.; URBANEC, T.; ŠKVOR, Z. *Multimediální učebnice EM vln a mikrovlnné techniky.* Vysoké učení technické v Brně, UREL, Brno, 2001.
- [5] HUIE, K. C. *Microstrip Antennas: Broadband Radiation Patterns Using Photonic Crystal Substrates. Thesis submitted to the Faculty of the Virginia Polytechnic Institute and State University in partial fulfillment of the requirements for the degree of Master of Science in Electrical Engineering.* Blacksburg, VA, 2002.
- [6] BROWN, E. R.; PARKER, C. D. *Radiation Properties of a Planar Antenna on a Photonic-Crystal Substrate.* J Opt Soc Am B, vol. 10, 1993.
- [7] NOVÁČEK, Z. *Elektromagnetické vlny, antény a vedení.* Elektronické skriptum, FEKT VUT Brno, 2003.
- [8] BUCHAR, P. *Disperzní charakteristiky kompozitního periodického prostředí. Diplomová práce.* České vysoké učení technické, Praha, 2004.
- [9] TRETYAKOV, S. *Analytical Modeling in Applied Electromagnetics.* Artech House, 2003.
- [10] JOHNSON, S. G.; JOANNOPOULOUS, J. D. *Introduction to Photonic Crystals: Bloch's Theorem, Band Diagrams and Gaps.* MIT, february 2003.
- [11] VESELAGO, V. G. *The electrodynamics of substances with simultaneously negative value of ϵ and μ .* Soviet Physics Uspekhi, vol. 10, no. 4, 1968, pp. 509-214.
- [12] SMITH, D. R.; VIER, D. C.; KROLL, N.; SCHULTZ, S. *Direct calculation of permeability and permittivity for a left-handed metamaterial.* Applied Physics Letters, vol. 77, pp. 2246, 2000.
- [13] SMITH, D. R.; KROLL, N. *Negative refractive index in left-handed materials.* Applied Physics Letters, vol. 85, pp. 2933–2936, 2000.
- [14] COLLIN, R. E. *Field Theory of Guided Waves (2nd ed.).* IEEE Press, New York, 1991.
- [15] SIGELMANN, R. A. *Surface Waves on a Grounded Dielectric Slab Covered by a Periodically Slotted Conducting Plane.* IEEE Transaction on Antennas and Propagation, vol. 15, No.5, September 1967.
- [16] LLOMBART, N.; NETO, A.; GERINI, G.; DE MAAGT, P. *Planar Circularly Symmetric EBG Structures for Reducing Surface Waves in Printed Antennas.* IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 53, no.10, October 2005.
- [17] BHARTIA, P.; BAHL, I.; GARG, R.; ITTIPIBOON, A. *Microstrip Antenna Design Handbook.* Artech House, 2000.
- [18] MILLIGAN, T. A. *Modern Antenna Design.* John Wiley and Sons Ltd, 2005.

- [19] SIEVENPIPER, D. F. *High-Impedance Electromagnetic Surfaces. A dissertation submitted in partial satisfaction of the requirements for degree of Doctor of Philosophy in Electrical Engineering.* Los Angeles, CA, 1999.
- [20] NETO, A.; LLOMBART, N.; GERINI, G.; DE MAAGT, P. *On the Optimal Radiation Bandwidth of Printed Slot Antennas Surrounded by EBGs.* IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 54, no. 4, April 2006.
- [21] SANCHEZ, V. *Artificial Magnetic Conductor (AMC) Ground Plane and Antenna Technology.* IEEE Radar Conference, April 2004.

Seznam symbolů

a	rezonanční délka plošné antény
a_{ij}, A_{ij}	prvek matice přenosu dvourozměrné struktury s jednorozměrnou periodicitou
α	měrný útlum
α_n	normovaný měrný útlum
b	nerezonanční šířka plošné antény
\mathbf{B}	vektor indukce magnetického pole
β	fázová konstanta
β_n	normovaná fázová konstanta
Γ	bod symetrie
c	rychlost světla ve vakuu
d	prostorová perioda
\mathbf{D}	vektor indukce elektrického pole
δ	rozteč zatěžovacích dipólů
\mathbf{E}	vektor intenzity elektrického pole
$\mathbf{E}_{t\pm}$	tečná složka vektoru intenzity elektrického pole na dvou opačných koncích dvourozměrné struktury s jednorozměrnou periodicitou
ε_0	permitivita vakua
ε_{eff}	efektivní permitivita dielektrika
ε_r	relativní permitivita dielektrika
f	kmitočet
f_B	Braggův kmitočet
G	zisk antény
h	tloušťka dielektrického substrátu
\mathbf{H}	vektor intenzity magnetického pole
$\mathbf{H}_{t\pm}$	tečná složka vektoru intenzity magnetického pole na dvou opačných koncích dvourozměrné struktury s jednorozměrnou periodicitou
η	charakteristická (vlnová) impedance prostředí
η_0	charakteristická (vlnová) impedance vakua
η_{SW}	poměr energie spotřebované povrchovými vlnami k celkové energii dodávané do anténního konektoru
j	imaginární jednotka
k	konstanta šíření elektromagnetických vln v prostředí
k_n	normovaná konstanta šíření elektromagnetických vln v prostředí
k_0	konstanta šíření elektromagnetických vln ve vakuu
\mathbf{k}	vlnový vektor (ve směru kolmém na diskontinuitu periodického prostředí)
l	šířka zatěžovacích dipólů
λ_0	vlnová délka elektromagnetických vln ve vakuu
λ_d	vlnová délka elektromagnetických vln v prostředí
M	bod symetrie
μ_0	permeabilita vakua
μ_{eff}	efektivní permeabilita dielektrika
μ_r	relativní permeabilita dielektrika
n	celočíslný index
\mathbf{n}	jednotkový vektor kolmý na povrch nebo rozhraní
n_{eff}	efektivní index lomu
$\mathbf{\Pi}$	Pointingův vektor
P_R	energie vyzařovaná do prostoru plošnou anténou
P_{SW}	energie spotřebovaná povrchovými vlnami

ρ_n	poloměr n -tého prstence zatěžovacích dipólů
\mathbf{q}	vlnový vektor (ve směru obecném)
\mathbf{q}_t	tečná složka vlnového vektoru
r	koeficient odrazu
R	bod symetrie
R_i	vstupní rezistance plošné antény
R_e	vstupní rezistance plošné antény na hranách flíčku
S	rozptylový parametr
v_g	skupinová rychlost
v_p	fázová rychlost
x	bod napájení plošné antény (vzdálenost koaxiální sondy od středu flíčku)
X	bod symetrie
w	délka zatěžovacích dipólů
ω	úhlový kmitočet

Seznam zkratek

AMC	Artificial Magnetic Conductor
EBG	Electromagnetic Bandgap
EM	Electromagnetic
LH	Left-Handed
LHM	Left-Handed Material
PCS	Planar Circularly Symmetric
RH	Right-Handed
RHM	Right-Handed Material
TE	Transverse Electric
TM	Transverse Magnetic