

UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ  
CENTRO DE TECNOLOGIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA

HÉLIO HENRIQUE BARBOSA ROCHA

**RESSOADORES E GUIAS DIELÉTRICOS CILÍNDRICOS OPERANDO  
EM MICRO-ONDAS E ÓPTICA: ANTENAS DIELÉTRICAS E  
ACOPLADORES REFLETORES DE BRAGG A FIBRA**

FORTALEZA  
2010



HÉLIO HENRIQUE BARBOSA ROCHA

RESSOADORES E GUIAS DIELÉTRICOS CILÍNDRICOS OPERANDO  
EM MICRO-ONDAS E ÓPTICA: ANTENAS DIELÉTRICAS E  
ACOPLADORES REFLETORES DE BRAGG A FIBRA

Tese submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Teleinformática.

*Área de Concentração: Eletromagnetismo Aplicado.*

*Orientador: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra*

R573r    Rocha, Hélio Henrique Barbosa  
          Ressonadores e guias dielétricos cilíndricos operando em micro-ondas e  
          óptica: antenas dielétricas e acopladores refletores de Bragg a fibra / Hélio  
          Henrique Barbosa Rocha.  
          150f. : il. ; enc.

          Orientador: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra  
          Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado  
          Tese (doutorado) - Universidade Federal do Ceará, Centro  
          de Tecnologia. Depto. de Engenharia de Teleinformática, Fortaleza, 2010.

          1. Teleinformática. 2. Eletromagnetismo. 3. Sistemas de  
          telecomunicações. I. Sombra, Antônio Sérgio Bezerra (orient.). II.  
          Universidade Federal do Ceará – Programa de Pós-Graduação em  
          Engenharia de Teleinformática. III. Título.

CDD 621.38

**Hélio Henrique Barbosa Rocha**

**Ressonadores e guias dielétricos cilíndricos operando em micro-ondas e óptica:  
antenas dielétricas e acopladores refletores de Bragg a fibra**

**Tese submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação  
em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal  
do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de  
Doutor em Engenharia de Teleinformática.**

**Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado.**

**Aprovada em 26/11/2010.**

**Banca Examinadora:**

---

**Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra (Orientador)**  
**Universidade Federal do Ceará – UFC**

---

**Prof. Dr. George André Pereira Thé**  
**Universidade Federal do Ceará – UFC**

---

**Prof. Dr. João Cesar Moura Mota**  
**Universidade Federal do Ceará – UFC**

---

**Prof. Dr. Francisco Nivaldo Aguiar Freire**  
**Universidade Federal do Ceará – UFC**

---

**Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa**  
**Universidade Estadual de Campinas – Unicamp**

---

**Prof. Dr. Victor Dmitriev**  
**Universidade Federal do Pará – UFPA**

---

**Prof. Dr. Daniel Xavier Gouveia**  
**Instituto Federal de Educação, Ciência e Tecnologia do Ceará – IFCE**

*Dedicado A Deus,  
& Aos Meus Pais.*

# Agradecimentos

Realizar esta tese representou um árduo desafio. De fato, esta contribuição é fruto manifesto de anos de dedicação ao estudo e à pesquisa, ficando subentendida uma dívida de gratidão para com os mestres e colegas com quem tive a oportunidade de interagir e aprender. Mesmo lamentando o fato de que esta listagem acaba por cometer injustiça às pessoas que eventualmente não foram nominadas, e que provavelmente são muitas, expresso meus agradecimentos:

- ✧ A Deus, primordialmente.
- ✧ Sempre e muito especialmente aos meus Pais, meus primeiros e mais importantes Professores.
- ✧ Ao amigo Prof. A. S. B. Sombra por realizar a orientação deste trabalho e, sobretudo, pela solicitude, paciência, generosidade e oportunidades.
- ✧ Aos amigos Francisco Nivaldo Aguiar Freire e José Luiz Sousa Lima por valiosos suporte e cooperação.
- ✧ Aos colegas do Laboratório de Telecomunicações e Ciência e Engenharia de Materiais (LO-CEM) pelo afetuoso convívio e efetiva colaboração, desde 2004 até então.
- ✧ Aos Professores Membros da Banca Examinadora pela criteriosa avaliação desta tese, e pelas enriquecedoras contribuições na forma de apreciação crítica, correções e excelentes sugestões.
- ✧ Aos professores, colegas e funcionários do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática (DETI/UFC), em especial aos Professores João Cesar Moura Mota e Paulo César Cortez.
- ✧ À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo consentimento de bolsa de estudos, e por oferecer acesso a parte da literatura consultada.

- ✧ Entre abril/2006 e outubro/2009, este Doutorado foi financiado mediante bolsa de estudos concedida pela Fundação Cearense de Apoio ao Desenvolvimento Científico e Tecnológico (FUNCAP), à qual presto o devido reconhecimento.

*“Unless you try to do something beyond what you have already mastered,  
you will never grow.”*  
– R. W. Emerson



# RESUMO

Duas contribuições caracteristicamente distintas, não obstante correlacionáveis num mesmo sistema de telecomunicação, são apresentadas. A primeira versa sobre antenas ressoadoras constituídas por novas cerâmicas dielétricas à base de  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . Os materiais desenvolvidos foram caracterizados na faixa de micro-ondas. Tratam-se de dielétricos com baixa permissividade relativa, baixa tangente de perda, e, no caso das amostras monofásicas, com coeficiente de temperatura na frequência de ressonância negativo. Posteriormente, as antenas ressoadoras dielétricas de geometria cilíndrica (CDRAs) suportadas em plano de terra retangular e alimentadas por sonda monopolar são analisadas segundo critérios de desempenho de irradiação, quais sejam: frequência de ressonância, impedância de entrada, largura de banda e padrões de irradiação. Além de experimentação, o seu estudo envolveu procedimento computacional, no que foi promovida a comparação de resultados. O método dos elementos finitos, no qual está baseado o programa comercial empregado, foi utilizado para análise destas antenas. Resulta que para maiores valores de permissividade relativa de uma amostra, menores são a frequência em que a mesma ressoa e a sua largura de banda. Ainda, foi observado satisfatório casamento de impedância e padrões de irradiação *broadside*, o que candidata os novos materiais desenvolvidos a esta importante aplicação. Adicionalmente, mediante empilhamento dos protótipos monofásicos examinados, foi verificada a remodelagem da largura de banda em relação às contrapartidas individuais, provavelmente devido à excitação de modos de ordem elevada das CDRAs. A segunda contribuição está enfocada no contexto dos guias de ondas dielétricos operando em frequências ópticas. Neste cenário, são investigados acopladores refletores de Bragg a fibra (FBGCs), estruturas resultantes da combinação de dois dispositivos reconhecidamente versáteis e de ampla aplicação: redes de Bragg e acopladores direcionais. Foram apreciados dois estudos de caso numéricos nos quais se fez promover a interação de sinais ópticos com as estruturas propostas. Na medida em que descreve com satisfatória precisão as propriedades ópticas dos dispositivos de interesse, o modelo matemático empregado é baseado na teoria dos modos acoplados. O tratamento numérico é realizado mediante codificação, em linguagem de programação FORTRAN, de um algoritmo preditivo-corretor. Considerando regimes pulsados em termos da potência operacional, o problema foi analisado no domínio da frequência e, sobretudo, no domínio do tempo. Em condições específicas, a possibilidade de realização da extração, reconfiguração e comutação de pulsos, exemplos de funções essenciais ao processamento totalmente óptico, reforçam a importância de tais estruturas híbridas.

**Palavras-chave:** antenas ressoadoras dielétricas cilíndricas, remodelagem da largura de banda, acopladores refletores de Bragg em fibra, simulação numérica, processamento de pulsos ópticos.

# ABSTRACT

Two heterogeneous contributions to modern communication systems – although fully possible to be correlated – are presented. The first one deals with resonant antennas consisting of new dielectric ceramics based on  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ . These materials characterized at microwave frequency range possess low relative permittivity, low loss tangent and, concerned with the monophasic samples, negative temperature coefficient of resonant frequency. Subsequently, the cylindrical dielectric resonator antennas (CDRAs) supported on rectangular ground plane and fed by monopole are analyzed according to the following radiation performance criteria: resonant frequency, input impedance, bandwidth and radiation patterns. Besides experimentation, the study involved computational procedure, so that the results of both can be compared. A commercial software based on the finite element method was employed to examine the CDRAs. It follows that as higher is the permittivity of a material, the lower are the frequency at which it resonates as well as its bandwidth. Satisfactory impedance matching and broadside radiation patterns are observed, what enables the materials investigated to this relevant application. Additionally, the stacking of the monophasic CDRAs prototypes resulted in bandwidth enhancement, presumably due to their excited high order modes. The second contribution focuses on dielectric waveguides operating at optical frequencies, being fiber Bragg grating couplers (FBGCs) investigated in this scenario. Indeed, they result from a combination of two versatile and widely applied devices: fiber Bragg gratings and directional couplers. Two numerical case studies related to the interaction between optical signals and structures were performed. The theoretical model observed is based on the coupled mode theory since it provides a satisfactorily accurate description of the devices optical properties. By the way, the theoretical model is coded in FORTRAN programming language according to a predictor-corrector algorithm. In terms of operational power levels, analyses are carried out in frequency and (mainly) time domains. Under specific conditions, the capability of the extraction, reshaping and switching of pulses – examples of essential functions for all-optical processing – reinforces the importance of such hybrid structures.

**Keywords:** cylindrical dielectric resonator antennas, bandwidth enhancement, fiber Bragg grating couplers, numerical simulation, optical pulse processing.

# SUMÁRIO

<b>RESUMO</b>	<b>ix</b>
<b>ABSTRACT</b>	<b>x</b>
<b>SUMÁRIO</b>	<b>xi</b>
<b>Lista de Figuras</b>	<b>xiv</b>
<b>Lista de Tabelas</b>	<b>xviii</b>
<b>Acrônimos e Abreviaturas</b>	<b>xx</b>
<b>Lista de Símbolos</b>	<b>xxiii</b>
<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>1 Antenas Ressoradoras Dielétricas Cilíndricas</b>	<b>3</b>
1.1 Parâmetros Fundamentais: Frequência de Ressonância e Fator-Q de Irradiação . . . . .	4
1.1.1 Padrão de Irradiação em Campo Distante . . . . .	7
1.2 Acoplamento de Energia a DRAs: Sonda Coaxial Monopolar . . . . .	8
1.3 Antenas como Circuitos Eletromagnéticos . . . . .	9
1.4 Dielétricos em Micro-ondas: Propriedades e Caracterização . . . . .	12
1.4.1 Método de Courtney . . . . .	16
1.5 Remodelagem da Largura de Banda . . . . .	18
1.6 Método dos Elementos Finitos: Considerações Gerais . . . . .	20
1.6.1 Simulador Numérico: Resumo Técnico . . . . .	21
1.7 Síntese . . . . .	22

<b>2</b>	<b>Caracterização e Operação de CDRAs Alimentadas por Monopolo em Plano de Terra Retangular</b>	<b>24</b>
2.1	Caracterização de Ressonadores Dielétricos em Micro-ondas	24
2.1.1	Configuração e Procedimentos Experimentais	24
2.1.2	Procedimentos Numéricos	25
2.1.3	Discussão de Resultados	26
2.1.3.1	Propriedades Dielétricas de Materiais Cerâmicos em Frequências de Micro-ondas	29
2.2	CDRAs Homogêneas	30
2.2.1	Configuração e Procedimento Experimental	31
2.2.2	Discussão de Resultados	32
2.3	Remodelagem da Largura de Banda	41
2.3.1	Configuração Experimental	41
2.3.2	Discussão de Resultados	42
2.4	Conclusão	48
<b>3</b>	<b>Acopladores Refletores de Bragg a Fibra</b>	<b>50</b>
3.1	Acopladores Direcionais	50
3.1.1	Aplicações	53
3.1.2	Teoria de Modos Acoplados: Acoplamento Codirecional	55
3.2	Redes de Bragg em Fibra	61
3.2.1	Aplicações	62
3.2.2	Teoria de Modos Acoplados: Acoplamento Contradirecional	64
3.3	FBGC Linear no Domínio da Frequência	67
3.3.1	Modelo Teórico	67
3.3.2	Exemplo Analítico	70
3.4	Síntese	72
<b>4</b>	<b>Interações entre Pulsos Ópticos e FBGCs Não Lineares</b>	<b>73</b>
4.1	Dinâmica de Pulsos Solitônicos em NLFBGC Uniforme e Gaussiano	73
4.1.1	Modelo Teórico	74
4.1.2	Procedimento Numérico	76
4.1.3	Distribuição de Energia: Características de Reflexão e Transmissão	79

---

4.1.4	Resposta Espectral . . . . .	80
4.1.5	Análise no Domínio do Tempo . . . . .	82
4.1.6	Conclusão . . . . .	87
4.2	Relações de Fase entre FBGs Adjacentes em NLFBGCs . . . . .	88
4.2.1	Discussão de Resultados . . . . .	89
4.2.2	Conclusão . . . . .	95
<b>Observações Finais</b>		<b>96</b>
<b>Referências</b>		<b>100</b>
<b>A Algoritmo Preditor-Corretor</b>		<b>115</b>
<b>Lista de Publicações</b>		<b>119</b>

# Lista de Figuras

1.1	CDRA e sistemas de coordenadas cartesianas e cilíndricas. . . . .	5
1.2	Esboço das distribuições de campo para o modo $\text{HEM}_{11\delta}$ . Linhas contínuas com setas representam campos elétricos e linhas pontilhadas com setas representam campos magnéticos. Sistema de coordenadas ilustrado na Fig. 1.1. . . . .	7
1.3	Sistema de coordenadas esféricas padrão usado na medida de antenas. . . . .	7
1.4	Lóbulos num diagrama de irradiação bidimensional. . . . .	8
1.5	Padrões de irradiação ideais (obtidos numa frequência fixa) do modo $\text{HEM}_{11\delta}$ . Linha contínua: componente $e_\theta$ (plano $xz$ ); linha tracejada: componente $e_\phi$ (plano $yz$ ). . . . .	8
1.6	Diferentes mecanismos propostos para a excitação de DRAs. . . . .	9
1.7	Representação de uma antena por circuito equivalente com base na impedância. Operando no modo transmissivo, $V_0$ é nula, e $V_{in}$ representa a voltagem de entrada da antena. Parte da potência é dissipada na resistência $R_p$ . A potência associada à resistência de irradiação ( $R_i$ ) é responsável pela onda irradiada que se desloca da antena para o espaço. $X_a$ é a reatância da antena. . . . .	10
1.8	Convenções para as ondas incidente ( $a$ ) e refletida ( $b$ ). . . . .	11
1.9	Pico ressonante do modo $\text{TE}_{01\delta}$ e parâmetros associados. . . . .	15
1.10	Configuração de um ressonador de Courtney: ressonador dielétrico entre dois pratos condutores plano-paralelos e próximo às sondas de pontas encurvadas posicionadas num suporte. . . . .	16
1.11	CDRAs empilhadas, cujas posições (em relação ao plano de terra) são intercambiáveis. . . . .	19
1.12	Exemplo de domínio bidimensional discretizado com malha não estruturada constituída por elementos finitos triangulares. Os pontos nos vértices dos triângulos representam os nós. . . . .	20

1.13	Representação de uma quantidade vetorial num elemento de aresta tetraédrico. (a) Em cada vértice, o HFSS armazena as componentes do campo que são tangenciais às arestas do tetraedro. O campo dentro de cada tetraedro é então interpolado a partir destes valores, denominados nodais. (b) A componente do campo vetorial no ponto intermediário das arestas selecionadas que for tangencial a uma face e normal à aresta também é armazenada. (c) O valor do vetor campo no interior de cada tetraedro é interpolado a partir dos valores obtidos nos vértices do tetraedro. . . . .	21
2.1	Parte do arranjo experimental empregado para caracterização das propriedades de ressoadores dielétricos na faixa das micro-ondas. . . . .	25
2.2	Ajuste de curva para determinação do coeficiente de temperatura na frequência ressonante das amostras (a) CRFO100 e (b) FCTO100. . . . .	28
2.3	Gráfico de $\log_{10}(Q_u \times f_r)$ contra $\epsilon_r$ para ressoadores comerciais com $\tau_f$ nulo (Base: Tab. 2.5). . . . .	30
2.4	Configuração experimental para análise das AUTs individuais. . . . .	31
2.5	Dados experimentais em confronto com resultados numéricos para a AUT CRFO100. . . . .	34
2.6	Dados experimentais em confronto com resultados numéricos para a AUT CRFO50. . . . .	35
2.7	Dados experimentais em confronto com resultados numéricos para a AUT FCTO100. . . . .	36
2.8	Influência da proporção geométrica das CDRAs sobre ( $y_1 \equiv Q_i$ ) e ( $y_2 \equiv k_0 a$ ) para um valor fixo de $\epsilon_r$ (CRFO100 (8,35), CRFO50 (11,77) e FCTO100 (13,25)). . . . .	37
2.9	Padrões de irradiação das AUTs obtidos por simulação (HFSS) no plano $xz$ (a, c, e) e no plano $yz$ (b, d, f). . . . .	40
2.10	Configuração do conjunto formado pelas CDRAs empilhadas sobre plano de terra retangular com alimentação monopolar. No detalhe, os intervalos de ar possíveis entre as partes no caso envolvendo empilhamento de CDRAs. São apresentadas as vistas em perspectiva, frontal e superior. . . . .	41
2.11	Confronto entre os resultados experimentais e numéricos obtidos para o empilhamento CRFO/FCTO. . . . .	43
2.12	Confronto entre os resultados experimentais e numéricos obtidos para o empilhamento FCTO/CRFO. . . . .	44
2.13	Padrões de irradiação simulados (HFSS) das CDRAs empilhadas no plano $xz$ (a, c) e no plano $yz$ (b, d). . . . .	47
3.1	Acoplador direcional duplo a fibra óptica: dois canais/quatro portas. Neste esboço os dois canais do acoplador são simétricos (mesmos materiais, geometria e dimensões) e distanciados uniformemente entre si. Em destaque, região onde ocorre o acoplamento modal. . . . .	51

3.2	Perfil do índice de refração de uma estrutura baseada em redes de Bragg com variação uniforme e estritamente positiva do índice ao longo do eixo longitudinal da fibra. . . .	61
3.3	Acoplador refletor de Bragg a fibra (FBGC). . . . .	67
3.4	Respostas do filtro óptico híbrido no domínio da frequência. . . . .	71
4.1	Delineamento de um acoplador refletor de Bragg a fibra não linear (NLFBGC). . . . .	74
4.2	Pulso de entrada num dispositivo inicialmente sem energia. . . . .	77
4.3	Sinais refletidos e transmitidos processados pelo NLFBGC. . . . .	77
4.4	Dinâmica de Pulsos Solitônicos em NLFBGC Uniforme e Gaussiano: configurações investigadas. . . . .	78
4.5	Reflexões e transmissões contra potência normalizada para pulso de entrada $s(t)$ . (i): Extração; (ii): Perda de Retorno; (iii): Transmissão em cruz; (iv): Transmissão em barra; (i)+(ii): reflexão total; (iii)+(iv): transmissão total. . . . .	79
4.6	Reflexões e transmissões contra potência normalizada para pulso de entrada $q(t)$ . (i): Extração; (ii): Perda de Retorno; (iii): Transmissão em cruz; (iv): Transmissão em barra; (i)+(ii): reflexão total; (iii)+(iv): transmissão total. . . . .	79
4.7	Espectros (em unidades arbitrárias, u.a.) associados aos dispositivos (i) e aos pulsos de entrada $s(t)$ (ii) e $q(t)$ (iii), nos regimes de potência pré-estabelecidos. . . . .	81
4.8	Processamento dos pulsos de entrada $s(t)$ (20 ps) e $q(t)$ (2 ps) no regime de baixa potência ( $P_N = 0,1$ ). . . . .	83
4.9	Processamento dos pulsos de entrada $s(t)$ (2 ps) e $q(t)$ (2 ps) na potência $P_N = 1,0$ . . .	85
4.10	Processamento dos pulsos de entrada $s(t)$ (1 ps) e $q(t)$ (2 ps) no regime de alta potência ( $P_N = 2,0$ ). . . . .	86
4.11	Esboço referencial das relações de fase entre FBGs adjacentes em NLFBGCs: configurações investigadas. . . . .	88
4.12	Reflexões e transmissões versus potência de entrada normalizada. . . . .	90
4.13	Processamento de pulso em regime de baixa potência ( $P_N = 0,1$ ). . . . .	91
4.14	Processamento de pulso em $P_N = 1,0$ . . . . .	92
4.15	Processamento de pulso em $P_N = 1,0$ . . . . .	93
4.16	Processamento de pulso em regime de alta potência ( $P_N = 2,0$ ). . . . .	94



- A.1 Domínio de integração nas coordenadas  $\zeta$  e  $\tau$ . As fronteiras deste domínio são determinadas por linhas sólidas espessas. Linhas pontilhadas indicam pontos de tempo iguais. No esquema de diferenças finitas a integração ocorre ao longo das linhas tracejadas. Nota-se nesta figura que os envelopes são amostrados em  $N + 1 = 5$  posições, apenas no interior do sistema. O parâmetro  $T_r$  designa um único tempo denominado "*round trip time*". . . . . 117

# Lista de Tabelas

2.1	Dimensões, massa e densidade dos DUTs. . . . .	26
2.2	Medidas de parâmetros dielétricos na faixa das micro-ondas pelo método do ressonador de Courtney. . . . .	27
2.3	Dados complementares das amostras investigadas. . . . .	28
2.4	Ajuste linear para obtenção do coeficiente de temperatura na frequência ressonante para os DUTs CRFO100 e FCTO100. . . . .	29
2.5	Lista de cerâmicas ressoadoras de micro-ondas comerciais com $\tau_f$ nulo. . . . .	30
2.6	Variabilidade das respostas em frequência das CDRA's homogêneas sob investigação. . . . .	32
2.7	Frequência de ressonância e perda de retorno dos CDRA's individuais. . . . .	32
2.8	Frequência de ressonância experimental comparada a valores obtidos por modelos empírico-analíticos. . . . .	33
2.9	Fator de qualidade de irradiação calculado a partir de modelos empírico-analíticos para as AUTs CRFO100, CRFO50 e FCTO100. . . . .	33
2.10	Largura de banda das CDRA's individuais. . . . .	38
2.11	Complemento da Tabela 2.10. . . . .	38
2.12	Resultados experimentais e simulados de $ Z_a $ e das suas partes real e imaginária para as CDRA's homogêneas nas suas correspondentes frequências de ressonância. . . . .	39
2.13	Parâmetros de irradiação, na frequência ressonante, dos lóbulos principais das CDRA's homogêneas, obtidos via simulação numérica. . . . .	39
2.14	Permissividades relativas e intervalos de ar observados na simulação (HFSS). . . . .	42
2.15	Primeira frequência de ressonância e perda de retorno das CDRA's empilhadas. . . . .	45
2.16	Largura de banda das CDRA's em configuração empilhada, considerando a primeira frequência de ressonância, de acordo com critérios específicos. . . . .	46
2.17	Complemento da Tabela 2.16. . . . .	46
2.18	Partes real e imaginária da impedância de entrada, e $ Z_a $ , na frequência de ressonância, obtida para as CDRA's empilhadas. . . . .	46

2.19	Parâmetros de irradiação, na frequência ressonante, dos lóbulos principais das CDRAs empilhados, obtidos via simulação numérica. . . . .	47
3.1	Portas lógicas: tipos básicos, suas representações (norma ANSI), função booleana e tabela verdade correspondentes, considerando entrada binária, exceto para o inversor “NOT”. . . . .	55
A.1	Valores dos coeficientes usados nos procedimentos de integração e extrapolação. . . .	118

# Acrônimos e Abreviaturas

ABC	condição de contorno absorvente ( <i>Absorbing Boundary Condition</i> )
ADM	multiplexador adicionador-extrator ( <i>Add-Drop Multiplexer</i> )
ANSI	<i>American National Standards Institute</i>
AUT	antena sob investigação ( <i>Antenna Under Test</i> )
BSC	estação base de controle ( <i>Base Station Controller</i> )
BW	largura de banda ( <i>Bandwidth</i> )
CDRA	antena ressoadora dielétrica cilíndrica ( <i>Cylindrical Dielectric Resonator Antenna</i> )
CRFO	óxido composto de $\text{Cr}_2\text{O}_3/\text{Fe}_2\text{O}_3$
CW	onda contínua ( <i>Continuous Wave</i> )
DC	acoplador direcional ( <i>Directional Coupler</i> )
DR	ressoador dielétrico ( <i>Dielectric Resonator</i> )
DRA	antena ressoadora dielétrica ( <i>Dielectric Resonator Antenna</i> )
DUT	dispositivo sob investigação ( <i>Device Under Test</i> )
DWM	modelo do guia de onda dielétrico ( <i>Dielectric Waveguide Model</i> )
FBG	rede de Bragg a fibra ( <i>Fiber Bragg Grating</i> )
FBGC	acoplador refletor de Bragg a fibra ( <i>Fiber Bragg Grating Coupler</i> )
FCC	<i>Federal Communications Commission</i>
FCTO	titanato ferro-cúprico
FEM	método dos elementos finitos ( <i>Finite Element Method</i> )
FORTTRAN	<i>IBM Mathematical FORMula TRANslation System</i>
GVD	dispersão da velocidade de grupo ( <i>Group-Velocity Dispersion</i> )

---

HEM	eletromagnético híbrido ( <i>Hybrid Electromagnetic</i> )
HFSS	<i>High Frequency Structure Simulator</i>
IBM	<i>International Business Machines</i>
INMETRO	Instituto Nacional de Metrologia, Normalização e Qualidade Industrial
IRS	espalhamento Raman intrapulso ( <i>Intrapulse Raman Scattering</i> )
IMD	dispersão intermodal ( <i>Intermodal Dispersion</i> )
LASER	amplificação da luz por emissão estimulada de radiação ( <i>Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation</i> )
MDRA	antena ressoadora magneto-dielétrica ( <i>Magneto-Dielectric Resonator Antenna</i> )
NLCME	equações não lineares de modos acoplados ( <i>Nonlinear Coupled Mode Equations</i> )
NLDC	acoplador direcional não linear ( <i>Nonlinear Directional Coupler</i> )
NLSE	equação não linear de Schrödinger ( <i>Nonlinear Schrödinger Equation</i> )
NLFBGC	acoplador refletor de Bragg a fibra não linear ( <i>Nonlinear Fiber Bragg Grating Coupler</i> )
OCDMA	acesso múltiplo por divisão de código no domínio óptico ( <i>Optical Code Division Multiple Access</i> )
PML	camadas perfeitamente ajustadas ( <i>Perfect Matched Layers</i> )
ppm	partes por milhão
RAU	unidade de antena remota ( <i>Remote Antenna Unit</i> )
RDRA	antena ressoadora dielétrica retangular ( <i>Rectangular Dielectric Resonator Antenna</i> )
RF	rádio-frequência
RoF	radio-sobre-fibra ( <i>Radio over Fiber</i> )
SPE	equação de pulsos curtos ( <i>Short Pulse Equation</i> )
SI	Sistema Internacional de Unidades ( <i>Système international d'unités</i> )
SMA	<i>SubMiniature A connector</i>
SPM	auto-modulação de fase ( <i>Self Phase Modulation</i> )
SS	<i>Self-Steepening</i>
SSFM	método de Fourier de passos divididos ( <i>Split-Step Fourier Method</i> )

---

<b>SSFS</b>	auto-deslocamento espectral solitônico ( <i>Soliton Self-Frequency Shift</i> )
<b>TE</b>	transversal elétrico ( <i>Transverse Electric</i> )
<b>TM</b>	transversal magnético ( <i>Transverse Magnetic</i> )
<b>VNA</b>	analisador de rede vetorial ( <i>Vectorial Network Analyzer</i> )
<b>VR</b>	variância residual
<b>XPM</b>	modulação de fase cruzada ( <i>Cross Phase Modulation</i> )
<b>YIG</b>	granada de ferro e ítrio ( <i>Yttrium Iron Garnet</i> )

Abreviaturas
--------------

<b>c.c.</b>	conjugado complexo
<b>Eq.</b>	equação, plural Eqs.
<b>Fig.</b>	figura, plural Figs.
<i>i.e.</i>	isto é, quer dizer ( <i>id est</i> )
<b>p. ex.</b>	por exemplo
<b>Tab.</b>	tabela, plural Tabs.
<b>u.a.</b>	unidades arbitrárias

# Lista de Símbolos

Neste documento é adotada a seguinte convenção tipográfica: valores escalares são redigidos em letras latinas ou gregas (maiúsculas ou minúsculas) e estilo itálico ( $\dots, f, \dots, F, \dots, \phi, \dots, \Phi, \dots$ ), sendo também empregadas letras gregas (maiúsculas ou minúsculas) em estilo "*upright*" (normal/vertical) ( $\dots, \phi, \dots, \Phi, \dots$ ). Vetores são representados por letras latinas minúsculas e estilo normal grafadas em negrito: ( $\dots, \mathbf{f}, \dots, \boldsymbol{\phi}, \dots$ ). Matrizes são representadas por letras latinas maiúsculas e estilo normal grafadas em negrito: ( $\dots, \mathbf{F}, \dots, \boldsymbol{\Phi}, \dots$ ). Subscritos são empregados quando complementam a identidade da variável, sendo preferencialmente grafados após a(s) letra(s) principal(is) em uma posição inferior ( $f_r, Q_i$ , etc), ou para particularizar a direção a que um escalar se refere (sendo o escalar um componente de um vetor:  $e_z, e_\phi$ , etc).

O Sistema Internacional de Unidades (SI)<sup>1</sup> (e seus múltiplos e submúltiplos decimais, cujos nomes são formados por meio dos prefixos SI) é adotado, assim como outras unidades fora da base de unidades SI [m, kg, s, A, K, mol, cd] mas de uso corrente com o SI: °C, dB, °, etc.

## Notação Matemática

$J$	unidade imaginária, $J = (-1)^{1/2}$
$J$	função de Bessel de primeira espécie
$K$	função de Bessel modificada de terceira espécie
$u$	raiz da equação característica (Eq. 1.4.15)
$v$	raiz da equação característica (Eq. 1.4.15)
$\nabla_{\perp}^2$	operador de Laplace transversal ( $\equiv \partial_x^2 + \partial_y^2$ ) [ $\text{m}^{-2}$ ]
$\partial$	operador derivada parcial

## Notação Matemática (Capítulos 3 e 4)

+	designativo de sentido positivo (progressivo ou propagante)
–	designativo de sentido negativo (regressivo ou contrapropagante)
$b$	designativo da fibra (canal) " $b$ "

<sup>1</sup>INMETRO. Sistema Internacional de Unidades – SI.. 8. ed.(rev.) Rio de Janeiro, 2007. 114 p.

$p$	designativo da fibra (canal) " $p$ "
$\tilde{b}_+$	envoltória de variação suave (lenta) progressiva no domínio da frequência, na fibra " $b$ "
$\tilde{b}_-$	envoltória de variação suave (lenta) regressiva no domínio da frequência, na fibra " $b$ "
$b_+$	envoltória de variação suave (lenta) progressiva no domínio do tempo, na fibra " $b$ "
$b_-$	envoltória de variação suave (lenta) regressiva no domínio do tempo, na fibra " $b$ "
$\tilde{p}_+$	envoltória de variação suave (lenta) progressiva no domínio da frequência, na fibra " $p$ "
$\tilde{p}_-$	envoltória de variação suave (lenta) regressiva no domínio da frequência, na fibra " $p$ "
$p_+$	envoltória de variação suave (lenta) progressiva no domínio do tempo, na fibra " $p$ "
$p_-$	envoltória de variação suave (lenta) regressiva no domínio do tempo, na fibra " $p$ "
$q(t)$	pulso óptico com perfil tipo solitônico independente da potência
$q(\omega)$	espectro associado ao pulso óptico $q(t)$
$r_\times$	extração
$r_=-$	retroreflexão
$s(t)$	pulso óptico com perfil tipo solitônico dependente da potência
$s(\omega)$	espectro associado ao pulso óptico $s(t)$
$t_\times$	transmissão em cruz
$t_=-$	transmissão em barra
$\psi(x, y)$	distribuição transversal modal
$\psi_b(x, y)$	distribuição transversal modal no canal $b$
$\psi_p(x, y)$	distribuição transversal modal no canal $p$

#### Grandezas Escalares

$a$	raio do dielétrico cilíndrico [m]
$A_{eff}$	área efetiva [m <sup>2</sup> ]
$c$	velocidade da luz [m s <sup>-1</sup> ]
$d$	diâmetro do dielétrico cilíndrico [m]
$d_i$	direção da irradiação do campo [°]
$d_p$	diâmetro da sonda monopolar [m]



---

$e_1$	intervalo de ar entre a sonda e a amostra [m]
$e_2$	intervalo de ar entre o plano de terra e a amostra [m]
$e_3$	intervalo de ar entre duas amostras empilhadas [m]
$e_z$	$\equiv \mathbf{e} \bullet \hat{\mathbf{z}}$ , componente do vetor $\mathbf{e}$ em termos da coordenada $z$ [ $1 \text{ V m}^{-1} = 1 \text{ N C}^{-1}$ ]
$e_\phi$	$\equiv \mathbf{e} \bullet \hat{\boldsymbol{\phi}}$ , componente do vetor $\mathbf{e}$ em termos da coordenada $\phi$ [ $1 \text{ V m}^{-1} = 1 \text{ N C}^{-1}$ ]
$e_\theta$	$\equiv \mathbf{e} \bullet \hat{\boldsymbol{\theta}}$ , componente do vetor $\mathbf{e}$ em termos da coordenada $\theta$ [ $1 \text{ V m}^{-1} = 1 \text{ N C}^{-1}$ ]
$e_\rho$	$\equiv \mathbf{e} \bullet \hat{\boldsymbol{\rho}}$ , componente do vetor $\mathbf{e}$ em termos da coordenada $\rho$ [ $1 \text{ V m}^{-1} = 1 \text{ N C}^{-1}$ ]
$f_l$	frequência de operação inferior [Hz]
$f_r$	frequência de ressonância [Hz]
$f_u$	frequência de operação superior [Hz]
$h$	altura do dielétrico cilíndrico [m]
$h_z$	$\equiv \mathbf{h} \bullet \hat{\mathbf{z}}$ , componente do vetor $\mathbf{h}$ em termos da coordenada $z$ [ $\text{A m}^{-1}$ ]
$h_\phi$	$\equiv \mathbf{h} \bullet \hat{\boldsymbol{\phi}}$ , componente do vetor $\mathbf{h}$ em termos da coordenada $\phi$ [ $\text{A m}^{-1}$ ]
$h_\rho$	$\equiv \mathbf{h} \bullet \hat{\boldsymbol{\rho}}$ , componente do vetor $\mathbf{h}$ em termos da coordenada $\rho$ [ $\text{A m}^{-1}$ ]
$I$	intensidade [ $\text{W m}^{-2}$ ]
$I_a$	corrente da antena [A]
$k_0$	constante de propagação (número de onda) no vácuo [ $\text{m}^{-1}$ ]
$k_B$	número de onda de Bragg [ $\text{m}^{-1}$ ]
$L$	comprimento total do dispositivo [m]
$L_1$	comprimento da primeira região de acoplamento (codirecional) [m]
$L_1^{opt}$	comprimento ótimo da primeira região de acoplamento (codirecional) [m]
$L_2$	comprimento da segunda região de acoplamentos (codirecional e contradirecional) [m]
$L_3$	comprimento da terceira região de acoplamento (codirecional) [m]
$L_c$	comprimento de acoplamento linear [m]
$L_D$	comprimento de dispersão [m]
$L_{NL}$	comprimento de não linearidade [m]
$l_p$	altura da sonda monopolar [m]

---

$m$	massa [g]
$m_i$	máxima magnitude de irradiação de campo [dB]
$n_2$	índice de refração não linear (dependente da intensidade) $[m^2 W^{-1}]$
$O$	período [s]
$P_c$	potência crítica do NLDC [W]
$P_{con}$	potência dissipada por condução [W]
$P_{die}$	potência dissipada devido ao dielétrico [W]
$P_{in}$	potência de pico do pulso entrada [W]
$P_{irr}$	potência dissipada por irradiação [W]
$P_N$	potência normalizada [W]
$P_s$	potência de um sólton fundamental [W]
$P_{t:2}$	potência crítica do NLFBGC [W]
$R_a$	resistência da antena ( $\text{Re}\{Z_a\}$ ) $[\Omega]$
$R_i$	resistência de irradiação $[\Omega]$
$R_p$	perda ôhmica $[\Omega]$
$R_s$	resistência superficial $[\Omega]$
$RL$	perda de retorno [dB]
$s$	automodo $[m^{-1}]$
$S_{11}$	parâmetro de espalhamento $S_{11}$ (equivalente à perda de retorno) [dB]
$s_k$	parâmetro designativo da força do acoplamento contradirecional $[m^{-1}]$
$t$	tempo [s]
$t_0$	largura temporal do pulso óptico [s]
$T$	temperatura $[^{\circ}C]$
$T_0$	temperatura ambiente $[^{\circ}C]$
$V$	voltagem [V]
$V^-$	sinal de voltagem refletido [V]
$V^+$	sinal de voltagem incidente [V]

---

$V_0$	voltagem da fonte [V]
$V_{in}$	voltagem de entrada da antena [V]
$W_1$	energia elétrica armazenada no interior do ressoador [J]
$x$	componente transversal na direção $x$ [m]
$X_a$	reatância da antena ( $\text{Im}\{Z_a\}$ ) [ $\Omega$ ]
$y$	componente transversal na direção $y$ [m]
$z$	componente longitudinal [m]
$Z_0$	impedância característica da linha de transmissão [ $\Omega$ ]
$Z_a$	impedância de entrada da antena [ $\Omega$ ]
$\alpha_l$	coeficiente de expansão linear [ $\text{ppm}^\circ\text{C}^{-1}$ ]
$\beta(\omega)$	número de onda [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\beta$	constante de propagação indeterminada [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\beta_1$	inverso da velocidade de grupo [ $\text{s m}^{-1}$ ]
$\beta_2$	dispersão da velocidade de grupo [ $\text{s}^2 \text{m}^{-1}$ ]
$\beta_b$	constante de propagação (não perturbada) na fibra $b$ [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\beta_p$	constante de propagação (não perturbada) na fibra $p$ [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\beta_B$	número de onda de Bragg [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\chi^{(3)}$	susceptibilidade de terceira ordem [ $\text{m}^2 \text{V}^{-2}$ ]
$\delta$	dessintonia da frequência de Bragg [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\Delta\beta$	termo não linear da expansão do número de onda [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\delta_b$	parâmetro de descasamento da fibra $b$ [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\delta_p$	parâmetro de descasamento da fibra $p$ [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\delta_{bp}$	parâmetro de descasamento entre as fibras $b$ e $p$ [ $\text{m}^{-1}$ ]
$\Delta f$	variação de frequência [Hz]
$\Delta n$	amplitude da modulação do índice de refração
$\Delta T$	variação de temperatura [ $^\circ\text{C}$ ]
$\Delta\theta$	largura angular em 3 dB [ $^\circ$ ]

---

$\gamma$	parâmetro de não linearidade $[\text{m W}^{-1}]$
$\kappa_g$	coeficiente de acoplamento linear da FBG $[\text{m}^{-1}]$
$\kappa_c$	coeficiente de acoplamento linear do acoplador direcional $[\text{m}^{-1}]$
$\kappa_g^*$	conjugado complexo do coeficiente de acoplamento linear da FBG $[\text{m}^{-1}]$
$\kappa_c^*$	conjugado complexo do coeficiente de acoplamento linear do acoplador direcional $[\text{m}^{-1}]$
$\lambda$	comprimento de onda $[\text{m}]$
$\lambda_0$	comprimento de onda no vácuo $[\text{m}]$
$\lambda_c$	comprimento de onda da portadora $[\text{m}]$
$\lambda_d$	comprimento de onda no dielétrico $[\text{m}]$
$\lambda_B$	comprimento de onda de Bragg $[\text{m}]$
$\Lambda$	período da rede de Bragg $[\text{m}]$
$\mu$	permeabilidade magnética $[1 \text{ H m}^{-1} = 1 \text{ N A}^{-2} = 1 \text{ V s A}^{-1} \text{ m}^{-1}]$
$v_g$	velocidade de grupo $[\text{m s}^{-1}]$
$\theta$	inclinação, elevação ou ângulo polar $[\text{rad}]$
$\phi$	azimute ou ângulo azimutal $[\text{rad}]$
$\varpi$	fase de $\Gamma_R$ $[\text{rad}]$
$\rho$	raio ou distância radial $[\text{m}]$
$\rho_R$	magnitude de $\Gamma_R$ $[\text{dB}]$
$\varrho_{exp}$	densidade experimental $[\text{g cm}^{-3}]$
$\varrho_{teo}$	densidade teórica $[\text{g cm}^{-3}]$
$\sigma$	condutividade $[\Omega]$
$\tau_f$	coeficiente de temperatura da frequência de ressonância $[\text{ppm}^\circ\text{C}^{-1}]$
$\tau_\epsilon$	coeficiente de temperatura da permissividade relativa $[\text{ppm}^\circ\text{C}^{-1}]$
$\omega_0$	frequência angular central $[\text{rad s}^{-1}]$
$\omega_r$	frequência angular de ressonância $[\text{rad s}^{-1}]$
$\omega$	frequência angular $[\text{rad s}^{-1}]$
$\omega_B$	frequência angular de Bragg $[\text{rad s}^{-1}]$

Grandezas Escalares Adimensionais
-----------------------------------

$k_0 a$	frequência de ressonância normalizada
$n$	índice de refração (no domínio do tempo)
$n_{eff}$	índice de refração efetivo do núcleo da fibra
$N$	ordem do sóliton
$\tilde{n}$	índice de refração (no domínio da frequência)
$Q_c$	fator-Q de condução
$Q_d$	fator-Q dielétrico
$Q_i$	fator-Q de irradiação
$Q_L$	fator-Q carregado
$Q_u$	fator-Q não carregado
$Q_c^{-1}$	perda por condução
$Q_d^{-1}$	perda dielétrica
$Q_{ext}^{-1}$	perda devido ao acoplamento externo
$Q_i^{-1}$	perda por irradiação
$Q_L^{-1}$	perda total do sistema
$Q_u^{-1}$	perda não carregada
$R$	refletividade
$\tan \delta$	tangente de perda
$W$	função descritiva da razão entre a energia do campo elétrico armazenada fora e dentro do ressoador
$\chi^{(n)}$	susceptibilidade elétrica de ordem $n$
$\chi^{(1)}$	susceptibilidade de primeira ordem
$\delta n_g$	variação do índice de refração
$\Delta \epsilon_r$	variação da permissividade relativa
$\epsilon_r$	permissividade relativa
$\phi(z)$	variação do período ao longo da rede

$\Gamma_R$  coeficiente de reflexão

$\mu_r$  permeabilidade relativa

$\varrho_{e:t}$  densificação

### Grandezas Vetoriais

**b** campo magnético (densidade de fluxo magnético ou indução magnética)  $[1\text{ T} = 1\text{ Wb m}^{-2}]$

**e** vetor intensidade de campo elétrico (no domínio do tempo)  $[1\text{ V m}^{-1} = 1\text{ N C}^{-1}]$

**$\tilde{\mathbf{e}}$**  vetor intensidade de campo elétrico (no domínio da frequência)  $[1\text{ V m}^{-1} = 1\text{ N C}^{-1}]$

**h** vetor intensidade de campo magnético (no domínio do tempo)  $[\text{A m}^{-1}]$

**$\mathbf{k}_g$**  vetor de onda da rede  $[\text{m}^{-1}]$

**$\mathbf{k}_i$**  vetor de onda associado à luz incidente  $[\text{m}^{-1}]$

**$\mathbf{k}_r$**  vetor de onda associado à luz refletida  $[\text{m}^{-1}]$

**$\tilde{\mathbf{p}}$**  polarização elétrica no domínio da frequência (momento de dipolo elétrico por unidade de volume)  $[\text{C m}^{-2}]$

**r** vetor de posição [m]

**$\hat{\mathbf{z}}$**  vetor unitário referente à coordenada  $z$

**$\hat{\Phi}$**  vetor unitário referente à coordenada  $\phi$

**$\hat{\theta}$**  vetor unitário referente à coordenada  $\theta$

**$\hat{\rho}$**  vetor unitário referente à coordenada  $\rho$

### Matrizes

**S** matriz de espalhamento (matriz-S)

### Constantes

$c_0$  velocidade da luz no vácuo:  $(\mu_0 \epsilon_0)^{-1/2} \approx 299\,792\,458\text{ m s}^{-1}$

$n_0$  índice de refração no vácuo  $\approx 1$

$\epsilon_0$  permissividade no vácuo:  $(1/36\pi) \times 10^{-9} \approx 8,85 \times 10^{-12}\text{ F m}^{-1}$

$\mu_0$  permeabilidade no vácuo:  $4\pi \times 10^{-7}\text{ N A}^{-2}$

$\pi$  constante matemática  $\approx 3,141\,592\,65$  [rad]

# Introdução

De notável representatividade tecnológica, particularmente no caso de sistemas operando na faixa das micro-ondas, as cerâmicas magnéticas, ou ferritas, compreendem um grupo de materiais magnéticos bem estabelecidos, continuamente aperfeiçoados, fruto de intensa e dinâmica atividade de pesquisa, a qual envolve domínios interdisciplinares e inerentemente complexos. Baseadas no óxido de ferro (III),  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ , sua aplicação em altas frequências deve-se à sua elevada resistividade elétrica e (por consequência) ao não desenvolvimento de correntes parasitas, responsáveis pelo aquecimento e perda de energia nos metais ferromagnéticos [1]. Decorrente da manifestação cooperante das propriedades magnéticas e dielétricas, as ferritas são propriamente materiais magneto-dielétricos [2]. Considerando a estrutura cristalina, as ferritas podem ser classificadas em: espinélios, ferritas hexagonais (ou hexaferritas) e granadas ferrimagnéticas, enquadradas como ferritas excepcionalmente devido às propriedades magnéticas semelhantes [1] às demais.

Como alternativa às granadas, na expectativa da manifestação cooperante de propriedades magneto-dielétricas, foi realizada uma investigação envolvendo a síntese de novos materiais, especificamente, duas soluções sólidas contendo  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ :

1.  $(\text{Fe}_{1/4}\text{Cu}_{3/8}\text{Ti}_{3/8})_2\text{O}_3$  ou " $\text{Cu}_3^{2+}\text{Ti}_3^{4+}\text{Fe}_2^{3+}\text{O}_{12}^{2-}$ ", e
2.  $(\text{Fe}_{5/8}\text{Cr}_{3/8})_2\text{O}_3$  ou " $\text{Cr}_3^{3+}\text{Fe}_2^{3+}\text{Fe}_3^{3+}\text{O}_{12}^{2-}$ ".

A primeira composição, um titanato de cobre e ferro identificada pela sigla **FCTO**, é alusiva uma fase estável do sistema ternário  $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{CuO}/\text{TiO}_2$ , representado por  $\text{Fe}_{2x}\text{Cu}_{1-x}\text{Ti}_{1-x}\text{O}_3$  [3], especificamente obtida para  $x = 0,25$ . A segunda composição, um óxido de ferro e cromo denotada pela sigla **CRFO**, representa uma fase estável do sistema binário isomórfico  $\text{Fe}_2\text{O}_3/\text{Cr}_2\text{O}_3$ , descrito por  $\text{Fe}_{2-2y}\text{Cr}_{2y}\text{O}_3$  [4], obtida para  $y = 0,375$ . Estas duas composições distintas e insolúveis entre si foram combinadas uniformemente (considerando proporções pré-determinadas de cada uma), no sentido de não se fazer possível controlar e mesmo definir uma interface entre elas, derivando deste procedimento uma série de materiais compósitos. Dos protocolos experimentais e de determinação de propriedades específicas de materiais praticados, seguidos da análise dos resultados obtidos, resultou, então, o estudo espectroscópico e estrutural das cerâmicas  $(\text{Fe}_{5/8}\text{Cr}_{3/8})_2\text{O}_3$ ,  $(\text{Fe}_{1/4}\text{Cu}_{3/8}\text{Ti}_{3/8})_2\text{O}_3$  e compósitos derivados [5].

Em certa medida, antecipado pelos resultados do estudo precursor [5]–[7], o potencial para geração de conhecimentos visando aplicação prática e conduzindo à solução de problemas específicos era evidente. E assim, como primeira parte da presente pesquisa, foi verificada a utilização

dos materiais sintetizados (e um dos seus compósitos) como antenas ressoadoras dielétricas (DRAs), dispositivos passivos fabricados a partir de materiais com baixa perda que irradiam energia para o meio externo quando apropriadamente excitadas, as quais representam um dos mais importantes [8, 9] progressos na tecnologia de antenas.

Ainda no que diz respeito ao domínio tecnológico do espectro eletromagnético, desta vez no contexto dos guias de ondas dielétricos em frequências ópticas, o segundo tema a ser tratado no presente trabalho versa sobre acopladores refletores de Bragg a fibra (FBGCs), resultado da combinação entre dois dispositivos reconhecidamente versáteis e de ampla aplicação, redes de Bragg (FBGs) e acopladores direcionais (DCs), numa única estrutura híbrida. Além das aplicações bem estabelecidas, e da possibilidade de maior controle devido à maior quantidade de parâmetros disponíveis, os fenômenos observados são de grande interesse do ponto de vista fundamentalmente físico. Neste caso, a investigação detém-se exclusivamente a simulações numéricas, a partir das quais foram considerados estudos de caso específicos.

Nos Capítulos 1 e 3, que constituem instrumental básico no que diz respeito à fundamentação teórica, a pesquisa é enquadrada numa discussão da literatura científica precedente, de tal forma que são fornecidas as informações relevantes necessárias. Nos Capítulos 2 e 4 são apresentados e discutidos os resultados das propostas de pesquisa, sendo expostos elementos complementares à continuidade da investigação, o que, eventualmente, pode conferir ao trabalho a sua contestação ou confirmação. No quadro teórico, comum a todos os capítulos, são explicados os critérios observados assim como a exclusão de certos fenômenos do campo de pesquisa. Categoricamente, nos Capítulos 1 e 2 é abordado o tema antenas ressoadoras dielétricas cilíndricas (CDRAs), sendo os Capítulos 3 e 4 dedicados ao tópico acopladores refletores de Bragg em fibra (FBGCs). Finalmente, os principais resultados são assinalados e propostas para futuras realizações são estabelecidas.

Portanto, é considerado que as principais contribuições da presente pesquisa consistem na discussão e elucidação de problemas, formulados segundo os seguintes questionamentos:

- Em análise realizada na faixa espectral correspondente às micro-ondas, quais são as características dielétricas dos materiais CRFO100, CRFO50, e FCTO100? [10, 11];
- Quais são as respostas obtidas, quanto a critérios de irradiação específicos, por parte das CDRAs homogêneas baseadas nos novos materiais desenvolvidos? [12];
- Considerando o empilhamento intercambiável envolvendo exclusivamente as duas fases originais (sem misturas) CRFO e FCTO, afora os critérios de irradiação observados, o que se verifica em termos da remodelagem da largura de banda? [13];
- Dadas as restrições estruturais e relativas aos sinais examinados, qual é o comportamento de acopladores refletores de Bragg em fibra não lineares (NLFBGCs) iluminados por pulsos ópticos curtos? [14, 15].



# Antenas Ressonadoras Dielétricas Cilíndricas

Ressonadores de micro-ondas baseados em materiais dielétricos (DRs) nos formatos toroidal, esférico e anelar foram originalmente demonstrados, do ponto de vista teórico, por Richtmeyer [16] no ano de 1939. Em 1962, as distribuições de campos eletromagnéticos devido ao suporte de ondas estacionárias por parte das estruturas estimuladas, chamadas modos, em certos valores discretos, chamados auto-valores ou valores característicos, foram analisadas por Okaya e Barash [17]. Apesar do suporte teórico estabelecido, somente após o desenvolvimento de materiais cerâmicos com baixa perda [18] é que se decorreu o emprego de ressonadores dielétricos como elementos para aplicações em circuitaria, tais como filtros e osciladores, por se tratarem de uma alternativa mais compacta em comparação aos guias de onda de cavidades metálicas ressoantes. Os componentes podem ser produzidos segundo vários padrões geométricos (sendo canônicos os formatos retangular, cilíndrico e hemisférico), baseados em materiais que apresentem permissividade dielétrica relativa ( $\epsilon_r$ ) com valores no intervalo [5, 120], sendo, portanto, operacionais na importante faixa de frequência que se estende, aproximadamente, de 1 GHz (banda L) a 44 GHz (banda V) [19]. A inclusão de ressonadores dielétricos em cavidades metálicas (blindagem) constitui prática usual quando se pretende prevenir a perda por irradiação e assim manter um elevado fator de qualidade.

Desprovido de blindagem e em sendo adequadamente excitado de tal forma que se carregue um modo específico na estrutura dielétrica, no qual estará baseada a sua operação, estes elementos podem se tornar eficientes irradiadores ao invés de dispositivos exclusivamente armazenadores de energia. Além disto, pelo emprego de materiais com baixa  $\epsilon_r$ , em detrimento da compactação, a irradiação pode ser mantida numa faixa espectral relativamente larga. Seus modos excitados, frequências de ressonância e características de irradiação são determinadas por sua geometria, permissividade dielétrica e mecanismo de acoplamento. Tais observações motivaram investigações de DRs como antenas ressoadoras dielétricas (DRAs). O estudo pioneiro, realizado no início dos anos 1980, versou sobre as características de antenas ressoadoras dielétricas retangulares (RDRAs) [8] e cilíndricas (CDRAs) [9]. A partir do início dos anos 1990 foram enfatizados temas sobre as estruturas de excitação de DRAs, sendo propostos diversos mecanismos de alimentação, e acerca da aplicação de

várias técnicas analíticas e numéricas com vistas à determinação da impedância de entrada e do fator de qualidade da **DRA** [20], sobretudo, focando elementos individuais. A investigação numérica da **DRA** iniciou como uma tentativa de se determinar as frequências naturais de um **DR** isolado, sem qualquer outro objeto adjacente ou mecanismo de excitação [21]. Após o cálculo da frequência de ressonância complexa, a partir do mesmo procedimento numérico se faz possível a determinação de todos os padrões ou distribuições de campo próximo (campos elétrico e magnético no interior e/ou nas vizinhanças imediatas do ressonador), assim como a estimativa do padrão de irradiação em campo distante (conforme modo operacional dominante) [22].

O estudo das linhas de campo e a análise de rede são as abordagens mais empregadas, por vezes em conjunto, no estudo dos princípios de operação de **DRA**s. O segundo enfoque é devido à percepção da antena como um circuito eletromagnético irradiador.

A redução de tamanho [23]-[25] e o estudo de novos formatos [26]-[28], ou mesmo de estruturas heterogêneas em formatos convencionais [29]-[49], consistem em importantes propostas ao desenvolvimento no âmbito da tecnologia de **DRA**s, com vistas ao atendimento de demandas específicas, como a manutenção do desenho compacto para aplicações portáteis e a melhoria do desempenho operacional em termos da largura de banda, respectivamente.

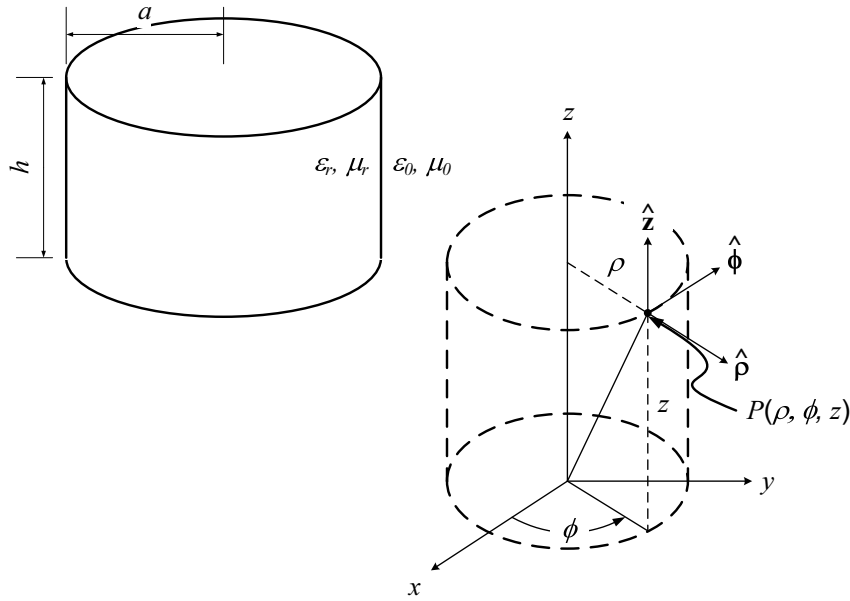
A fundamentação teórica pertinente ao estudo realizado versando sobre **DRA**s de formação cilíndrica compreenderá os seguintes assuntos: a frequência de ressonância e o fator-Q de irradiação, parâmetros fundamentais no seu projeto e correlacionáveis ao padrão de irradiação em campo distante, a questão do acoplamento de energia, em geral realizado por estrutura dita primária, outras grandezas de suma importância, tais como impedância de entrada da antena, perda de retorno, largura de banda, e o formalismo dos parâmetros de espalhamento, enquadrados sob a perspectiva de antenas como circuitos ressoadores, as propriedades e protocolos de caracterização das principais figuras de mérito dielétricas, a remodelagem da largura de banda, e aspectos qualitativos acerca do método dos elementos finitos, enfatizando o programa utilizado na simulação dos protótipos de antenas realizados.

## 1.1 Parâmetros Fundamentais: Frequência de Ressonância e Fator-Q de Irradiação

No projeto de **DRA**s é pressuposto que se tenha uma razoável ideia da frequência de ressonância ( $f_r$ ), fator-Q de irradiação ( $Q_i$ ), e do modo operacional da estrutura ressonante. Embora do ponto de vista geométrico um ressonador dielétrico canônico represente uma estrutura simples, a obtenção de uma solução exata para as equações de Maxwell é consideravelmente mais difícil do que no caso de cavidades metálicas ocas de mesmo formato. Esta dificuldade persiste ainda que se trate de um **DR** isolado [22]. Por esta razão, os valores de  $f_r$  e  $Q_i$  dos modos operantes foram derivados a partir da combinação do modelo dos guias de onda dielétricos (**DWM**) e ajuste de curvas ( $k_0 a \times a/h$ ), com base em investigações numéricas <sup>1</sup> e experimentais empreendidas [50].

<sup>1</sup>  $f_r$  e  $Q_i$  para uma configuração particular podem ser calculados numericamente através da busca da  $f_r$  natural (para um sistema sem fontes) no plano de frequência complexo conforme descrito em [21]. Uma vez que tenha sido obtida  $f_r$ , o modo associado à sua frequência natural pode ser identificado a partir da sua distribuição de campo.

Na discussão a seguir, as formulações apresentadas foram obtidas considerando apenas o modo  $\text{HEM}_{11\delta}$ <sup>2</sup> de uma CDRA com permissividade dielétrica relativa  $\epsilon_r$ , raio  $a$  e altura  $h$  (Fig. 1.1) posicionada sobre um plano de terra (teoricamente um condutor elétrico perfeito e infinito). Conforme



**Figura 1.1:** CDRA e sistemas de coordenadas cartesianas e cilíndricas.

apresentado em [20, 26, 50], as equações para  $k_0 a$  e  $Q_i$ , obtidas considerando diferentes proporções geométricas ( $x = a : 2h$ )<sup>3</sup>, para valores de  $\epsilon_r$  iguais a 10, 22 e 38, são expressas por:

$$k_0 a = 2,735\epsilon_r^{-0,436} \left( 0,543 + 0,589 \cdot x - 0,050 \cdot x^2 \right), \quad (1.1.1)$$

$$f_r = \frac{c}{2\pi a} k_0 a, \quad (1.1.2)$$

$$Q_i = 0,013\epsilon_r^{1,202} \left[ 2,135 \cdot x + 228,043 \cdot x \cdot \exp \left( -2,046 \cdot x + 0,111 \cdot x^2 \right) \right]. \quad (1.1.3)$$

Neste estudo, os resultados previstos teoricamente concordam satisfatoriamente com os resultados numéricos obtidos. Na expressão acima,  $k_0$  é a constante de propagação no vácuo, e o produto  $k_0 a$  é denominado frequência normalizada.

Em [20], foi apresentado outro modelo aproximado para a frequência ressonante de um DR irradiador isolado:

$$k_0 a = \epsilon_r^{-0,42} \left( 1,6 + 0,513 \cdot x + 1,392 \cdot x^2 - 0,575 \cdot x^3 + 0,088 \cdot x^4 \right), \quad (1.1.4)$$

$$f_r = \frac{c}{2\pi a} k_0 a, \quad (1.1.5)$$

<sup>2</sup> Os modos que podem ser suportados por um corpo de revolução dielétrico de geometria cilíndrica são de três tipos: elétrico transversal  $\text{TE}_{nmp}$ , magnético transversal  $\text{TM}_{nmp}$ , e híbrido  $\text{HEM}_{nmp}$ . Neste contexto, os índices  $m$ ,  $n$  e  $p$  denotam os número de "full-period field variations" nas direções azimutal ( $m \rightarrow \phi$ ), radial ( $n \rightarrow \rho$ ) e axial ( $p \rightarrow z$ ), respectivamente [51]. O índice  $\delta$  denota que o ressonador dielétrico é menor do que a metade de um comprimento de onda. Isto se justifica pelo fato de que a DRA é uma estrutura irradiadora aberta e assim os campos não estão completamente confinados no interior do volume do dielétrico [51].

<sup>3</sup> Nas Eqs. 1.1.1, 1.1.4, 1.1.7 e 1.1.10, a altura é multiplicada por dois para levar em consideração o efeito de imagem (*image effect*) devido ao plano de terra [20].

sendo os valores para o  $Q_i$  calculados por [20]

$$Q_i = \epsilon_r^{1,2} \cdot x \{0,01893 + 2,925 \cdot \exp[-2,08 \cdot x \cdot (1 - 0,08 \cdot x)]\}. \quad (1.1.6)$$

Visando adicionais comparações, outros dois modelos são apresentados:

$$k_0 a = \frac{6,324}{(2 + \epsilon_r)^{1/2}} (0,27 + 0,36 \cdot x + 0,02 \cdot x^2), \quad (1.1.7)$$

$$f_r = \frac{c}{2\pi a} k_0 a, \quad (1.1.8)$$

$$Q_i = 0,010 \epsilon_r^{1,3} \cdot x \{1 + 100 \cdot \exp[-2,05 (0,5 \cdot x - 0,0125 \cdot x^2)]\}, \quad (1.1.9)$$

reportado em [52] e

$$k_0 a = \epsilon_r^{-1/2} (1,71 + 2 \cdot x + 0,1578 \cdot x^2), \quad (1.1.10)$$

$$f_r = \frac{c}{2\pi a} k_0 a, \quad (1.1.11)$$

$$Q_i = \epsilon_r \cdot x \{0,0382 + 5,266 \cdot \exp[-2,0856 (x - 0,07642 \cdot x^2)]\}, \quad (1.1.12)$$

relatado em [53, 33].

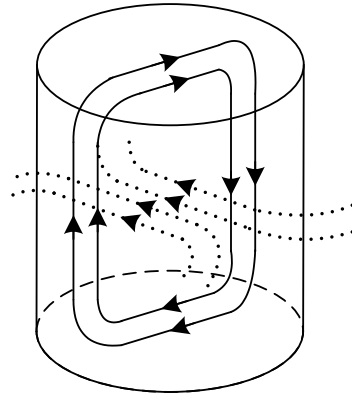
Conforme demonstrado teoricamente [22], os campos de uma DRA cilíndrica operando no modo  $\text{HEM}_{11\delta}$  podem ser aproximados por [54, 55]:

$$e_z \propto J_1(u\rho) \cos\left(\frac{\pi}{2h}z\right) \phi_1, \quad (1.1.13.a) \quad h_z \approx 0, \quad (1.1.13.b)$$

$$e_\rho \propto \frac{\partial J_1(u\rho)}{\partial(u\rho)} \sin\left(\frac{\pi}{2h}z\right) \phi_1, \quad (1.1.14.a) \quad h_\rho \propto J_1(u\rho) \cos\left(\frac{\pi}{2h}z\right) \phi_2, \quad (1.1.14.b)$$

$$e_\phi \propto J_1(u\rho) \sin\left(\frac{\pi}{2h}z\right) \phi_2, \quad (1.1.15.a) \quad h_\phi \propto \frac{\partial J_1(u\rho)}{\partial(u\rho)} \cos\left(\frac{\pi}{2h}z\right) \phi_1, \quad (1.1.15.b)$$

em que  $J_1$  é a função de Bessel de primeira espécie, o argumento  $u$  representa uma solução para  $J_1(ua) = 0$ , e  $\phi_1 = \begin{Bmatrix} \cos(\phi) \\ \sin(\phi) \end{Bmatrix}$ ,  $\phi_2 = \begin{Bmatrix} \sin(\phi) \\ \cos(\phi) \end{Bmatrix}$ . A escolha de  $\cos(\phi)$  ou  $\sin(\phi)$  depende da localização da alimentação. As distribuições de campo para DRs cilíndricos são apresentadas na Fig. 1.2. Qualitativamente, a intensidade dos campos dependerá da permissividade dielétrica relativa e do raio da DRA; contudo, a Fig. 1.2 é útil visto que ilustra a localização de campos elétricos e magnéticos no interior de DRAs, conforme os operacionais que vigem, auxiliando na determinação de qual tipo de alimentação mostra-se mais adequada assim como a sua localização em relação à antena dielétrica, com vistas à otimizar a sua excitação [55].

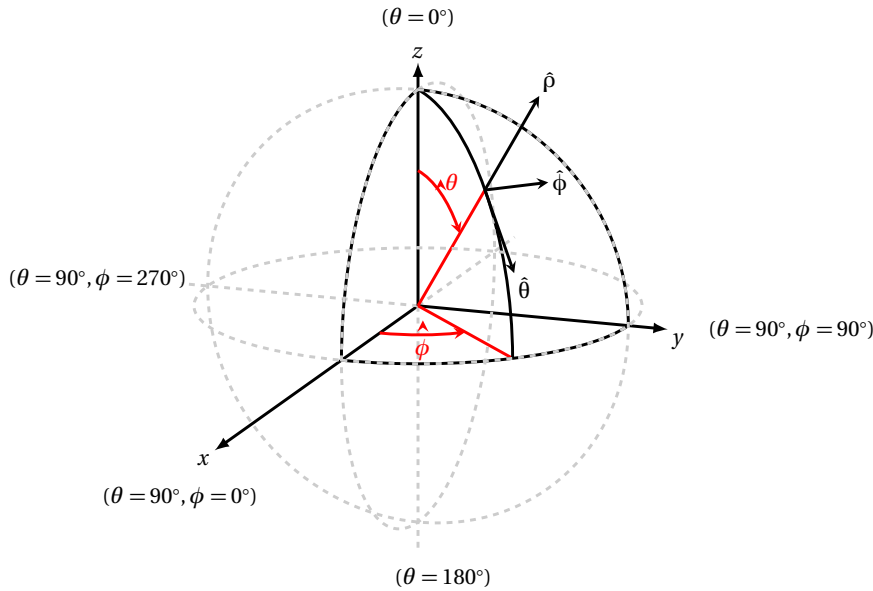


**Figura 1.2:** Esboço das distribuições de campo para o modo  $\text{HEM}_{11\delta}$ . Linhas contínuas com setas representam campos elétricos e linhas pontilhadas com setas representam campos magnéticos <sup>a</sup>. Sistema de coordenadas ilustrado na Fig. 1.1.

<sup>a</sup> Fonte: Referência [51].

### 1.1.1 Padrão de Irradiação em Campo Distante

O padrão ou diagrama de irradiação representa uma descrição gráfica da intensidade relativa do campo transmitido ou recebido por uma antena. Os padrões de irradiação são registrados considerando uma frequência, uma polarização, e um plano de corte. Usualmente são apresentados na forma polar ou retilinear com escala de intensidade de campo em decibel (dB). A propriedade de irradiação de maior importância é a distribuição espacial em duas ou três dimensões da energia irradiada, tomada em função da posição de um observador ao longo de um caminho ou superfície de raio constante. O sistema de coordenadas esférico  $(\rho, \theta, \phi)$  <sup>4</sup>, conforme apresentado na Fig. 1.3, é usado. Neste sistema, a antena é situada no centro da esfera. O ângulo  $\theta$  é relativo ao padrão do plano de elevação e  $\phi$  representa o padrão do plano azimutal. O lóbulo de irradiação é a porção do

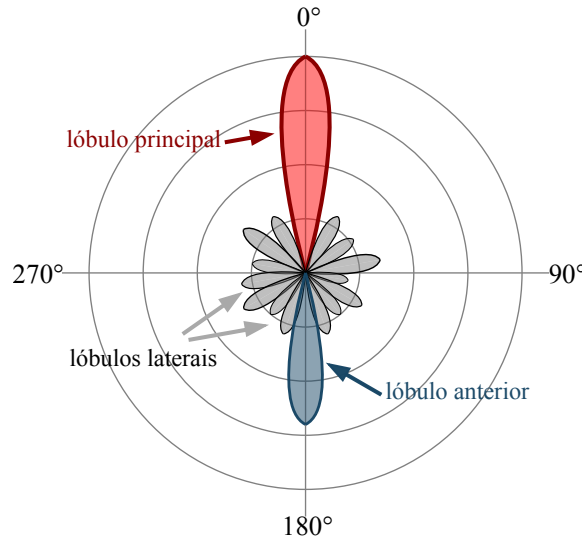


**Figura 1.3:** Sistema de coordenadas esféricas padrão empregado na medida de antenas <sup>a</sup>.

<sup>a</sup> Fonte: Referência [56].

padrão cercado por regiões de intensidade de irradiação relativamente fracas. Os lóbulos ilustrados na Fig. 1.4 podem ser subclassificados em principal e secundários (laterais e anterior). Em termos de padrões, um irradiador isotrópico pode ser definido como uma antena hipotética (ideal) sem perdas e que irradia igualmente em todas as direções, sempre tomado como referência para expressar as propriedades diretivas de antenas realizáveis. Por exemplo, uma antena direcional é aquela que possui a propriedade de irradiar ou ser irradiada por ondas eletromagnéticas mais eficientemente

<sup>4</sup>em que  $\rho \in [0, +\infty)$ ,  $\theta \in [0^\circ, \pi]$ ,  $\phi \in [0^\circ, 2\pi]$ .

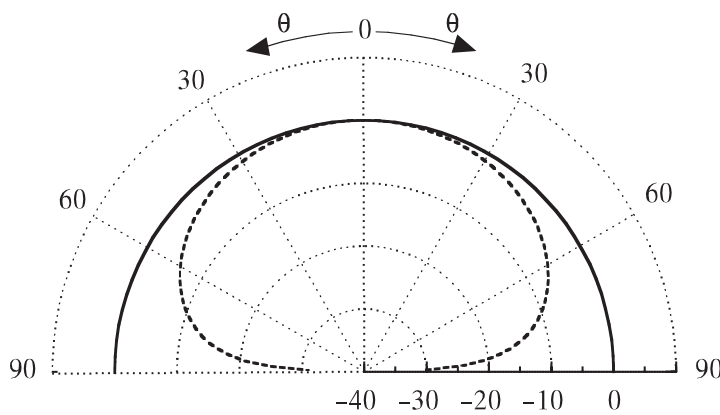


**Figura 1.4:** Lóbulos num diagrama de irradiação bidimensional.

em determinadas direções. Contrariamente, uma antena omnidirecional irradia ou recebe o sinal eletromagnético em todas as direções.

A caracterização do diagrama de irradiação de uma antena pode ser realizada mediante análise, em separado, das componentes  $e_\theta$  e  $e_\phi$ . Assim, são definidos dois tipos de diagramas de irradiação: co-polar, aquele no qual apenas a influência de  $e_\theta$  é medida, e de polarização cruzada (ou *cross-polar*) no qual se caracteriza o padrão da componente  $e_\phi$ .

A descrição precisa do padrão de irradiação em campo distante de ressoadores dielétricos aplicados como antenas se faz possível a partir do conhecimento do(s) modo(s) excitado(s) nestas estruturas. Por exemplo, é sabido que o modo  $\text{HEM}_{11\delta}$  irradia como um dipolo magnético horizontal [20, 55]; seu padrão de irradiação ideal (quando o mesmo é cortado pela metade e posicionado num plano de terra [51]) está ilustrado na Fig. 1.5.



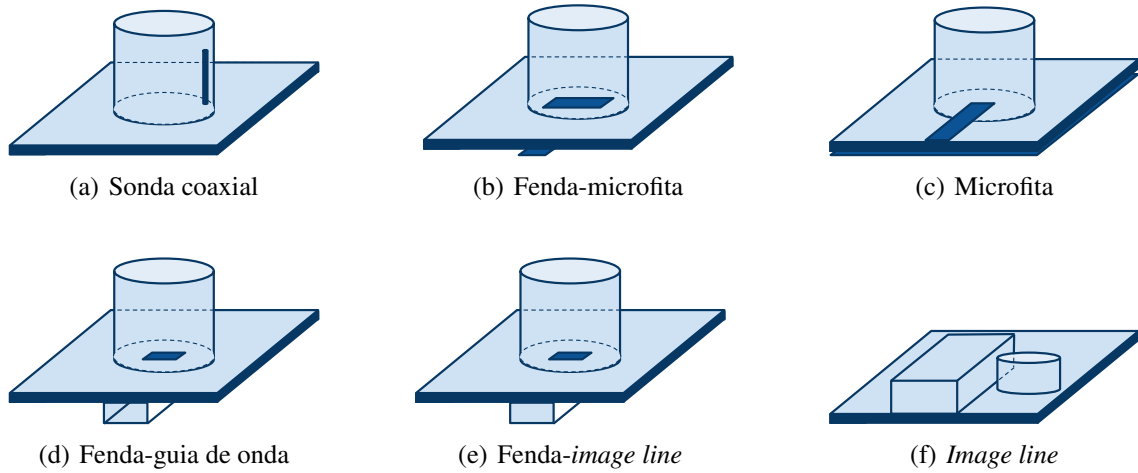
**Figura 1.5:** Padrão de irradiação ideal (numa frequência fixa) do modo  $\text{HEM}_{11\delta}$ . Linha contínua: componente  $e_\theta$  (plano  $xz$ ); linha tracejada: componente  $e_\phi$  (plano  $yz$ )<sup>a</sup>.

<sup>a</sup> Fonte: Referência [51].

## 1.2 Acoplamento de Energia a DRAs: Sonda Coaxial Monopolar

A seleção de um mecanismo para o acoplamento de energia a uma DRA é parte crucial do seu projeto. Fundamentalmente, uma antena de alimentação primária [57] supre energia a uma

antena secundária, neste caso uma CDRA (Fig. 1.6). O método pelo qual se realiza o acoplamento impacta significativamente no desempenho da antenna conjugada em termos de largura de banda de impedância, polarização e padrão de irradiação. Assim, a proposta de alimentação pode ser determinante tanto no quantitativo de energia acoplada como em relação aos modos que serão excitados [55] e, conseqüentemente, no padrão de resposta irradiante.



**Figura 1.6:** Diferentes mecanismos propostos para a excitação de DRAs <sup>a</sup>.

<sup>a</sup> Fonte: Referência [50].

Um método de acoplamento de DRAs de simples implementação consiste num pino metálico (monopolo) no centro de uma linha de transmissão coaxial que estende-se através de um plano de terra condutor, conforme ilustrado na Fig. 1.6 (a). Neste arranjo, a sonda (ponta de prova) pode ser considerada como equivalente a uma corrente elétrica vertical, devendo estar localizada numa região da DRA que possua distribuição de campo elétrico para assegurar um forte acoplamento [55].

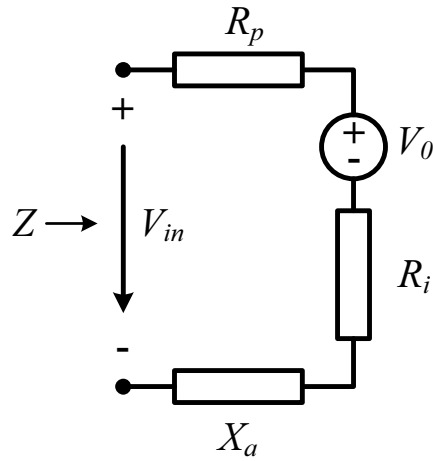
Uma vantagem da alimentação por sonda coaxial é o acoplamento direto a um sistema de  $50\Omega$  sem a necessidade de ajustes [55]. Em geral, a sonda é menor do que a altura do DRA, para evitar a irradiação devida exclusivamente ao monopolo.

### 1.3 Antenas como Circuitos Eletromagnéticos

Modelos de circuitos equivalentes podem ser empregados para representar o comportamento de antenas operando próximo da  $f_r$  [58], conforme exemplo ilustrado na Fig. 1.7, no qual a antenna passa a ser caracterizada em termos da impedância de entrada  $Z_a$  e de uma fonte de tensão  $V_0$  [59].

A impedância representa, no domínio da frequência, a razão entre a voltagem no ponto de alimentação e a corrente nos terminais da antenna [60]:

$$Z_a = \frac{V(0)}{I_a}. \quad (1.3.1)$$



**Figura 1.7:** Representação de uma antena por circuito equivalente com base na impedância. Operando no modo transmissivo,  $V_0$  é nula, e  $V_{in}$  representa a voltagem de entrada da antena. Parte da potência é dissipada na resistência  $R_p$ . A potência associada à resistência de irradiação ( $R_i$ ) é responsável pela onda irradiada que se desloca da antena para o espaço.  $X_a$  é a reatância da antena <sup>a</sup>.

<sup>a</sup> Fonte: Referência [59].

É uma medida da oposição global de um circuito irradiador à passagem de corrente. A parte real desta grandeza complexa, denominada resistência ( $R_a$ ), denota a potência que é irradiada ou absorvida pela antena. A parte imaginária de  $Z_a$ , denominada reatância ( $X_a$ ), é descritiva da potência armazenada nas adjacências da antena (potência não irradiada ao campo distante, presente no campo próximo). Em termos destas quantidades, a impedância de entrada da antena pode ser definida como [61]

$$Z_a = R_a + jX_a = (R_i + R_p) + jX_a, \quad (1.3.2)$$

em que  $R_i$  é a resistência de irradiação e  $R_p$  representa a perda ôhmica que ocorre na antena. Devido a efeitos indutivos e capacitivos por parte da resistência e da reatância, a impedância de uma antena varia com a frequência. A maioria das antenas opera no ponto em que a parte imaginária de  $Z_a$  é nula e a parte real de  $Z_a$  é um máximo. Neste ponto, a antena ressoa. A razão para esta resposta reside no fato de que a impedância característica da linha de transmissão ( $Z_0$ ) não possui reatância, o que por consequência faz resultar num melhor casamento entre a antena e a linha de transmissão.

Uma antena perfeitamente ajustada (casada) irradiará toda potencia que receber por meio de uma linha de transmissão. Tal idealização ocorre quando a impedância da antena é igual à impedância característica da linha de transmissão. Devido às perdas ôhmicas a potência não é totalmente transferida à antena, sendo a fração não transmitida à antena refletida de volta à linha de transmissão. A razão entre o sinal refletido e o sinal incidente é expressa pelo coeficiente de reflexão ( $\Gamma_R$ ) [61]

$$\Gamma_R = \frac{V^-}{V^+} = \rho_R \angle \varpi, \quad (1.3.3)$$

representado pelos sinais de voltagem refletida ( $V^-$ ) e incidente ( $V^+$ ), sendo caracterizado por uma magnitude  $\rho_R$  e uma fase  $\varpi$ . Assim como ocorre para a impedância de entrada da antena, o coeficiente de reflexão também sofrerá variações com a frequência <sup>5</sup>.

<sup>5</sup> A ideia da representação gráfica do coeficiente de reflexão com a impedância normalizada como um parâmetro fez da carta de Smith uma ferramenta auxiliar para projetos envolvendo o casamento de circuitos.

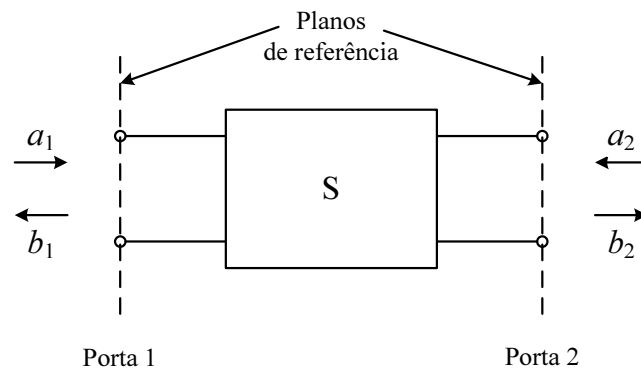


Baseada no coeficiente de reflexão,  $\Gamma_R$ , a perda de retorno ( $RL$ ) representa a magnitude do coeficiente de reflexão em decibéis (dB), *i.e.* [61]

$$RL = -20 \log_{10} |\rho_R|. \quad (1.3.4)$$

A perda de retorno caracteriza a habilidade por parte da antena de irradiar a potência ao invés de refleti-la de volta ao gerador. O valor mínimo da perda de retorno ocorre a uma frequência dita ressonante.

Não sendo de ordem prática a medida de correntes e voltagens discretas em altas frequências, a medição de ondas propagantes constitui prática comum na avaliação do comportamento de redes. Por isto, os parâmetros de espalhamento ou parâmetros-S foram desenvolvidos. Conforme



**Figura 1.8:** Convenções para as ondas incidente ( $a$ ) e refletida ( $b$ ).

ilustrado na Fig. 1.8, considerando um dispositivo de duas portas, as respostas de uma rede a circuitos externos também podem ser descritas pelas micro-ondas de entrada (designadas por  $a_i$ , sendo  $i = (1, 2)$  o número da porta) e de saída (designadas por  $b_i$ ). A numeração convencional para os parâmetros-S está baseada nas portas pelas quais o sinal é aplicado (primeiro número subscrito) e refletido (segundo número subscrito). Quando os números são os mesmos tal fato indica uma medida de reflexão, na medida em que as portas de entrada e saída são as mesmas (p. ex.  $S_{11}$ ).

As relações entre as ondas de entrada  $[\mathbf{a}]$  e de saída  $[\mathbf{b}]$  são descritas pelos parâmetros de espalhamento  $[\mathbf{S}]$

$$[\mathbf{b}] = [\mathbf{S}][\mathbf{a}], \quad (1.3.5)$$

em que  $[\mathbf{a}] = [a_1, a_2]^T$ ,  $[\mathbf{b}] = [b_1, b_2]^T$ , e a matriz de espalhamento  $[\mathbf{S}]$  (matriz-S) assume forma

$$[\mathbf{S}] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix}. \quad (1.3.6)$$

Para o parâmetro de espalhamento  $S_{ij}$ , se  $a_i = 0$  ( $i \neq j$ ), então pela Eq. 1.3.5 tem-se

$$S_{jj} = \frac{b_j}{a_j} \quad (j = 1, 2), \quad (1.3.7)$$

$$S_{ij} = \frac{b_i}{a_j} \quad (i \neq j; i = 1, 2; j = 1, 2). \quad (1.3.8)$$

Em termos práticos,  $S_{11}$  representa quanta potência recebida pela antena é por ela refletida.  $S_{11} = 0$  dB é indicativo de que toda a potência é refletida pela antena, de tal forma que nada é irradiado.  $S_{11} = -10$  dB significa que se 3 dB de potência é entregue à antena,  $-7$  dB representa a quantidade de potência refletida. De fato,  $S_{11}$  significa a perda de retorno [62], sendo identicamente expressa por

$$S_{11} = -20 \log_{10} |\Gamma_R|. \quad (1.3.9)$$

Usualmente, antenas ressonadoras operam em determinadas frequências. A largura de banda (BW) é definida como a banda ou intervalo de frequência na qual o desempenho da antena, operando eficientemente, obedece a padrões específicos, como  $S_{11} \leq -10$  dB, por exemplo. Denota-se por  $f_u$  e  $f_l$  as frequências de operação superior e inferior, respectivamente, para as quais um desempenho satisfatório é obtido. Assim, a largura de banda expressa como uma porcentagem da frequência ressonante é dada por [63]

$$BW = \frac{f_u - f_l}{f_r} \times 100\% = \frac{\Delta f}{f_r} \times 100\%. \quad (1.3.10)$$

em que  $f_r$  denota a frequência de ressonância (podendo ser ou não igual à frequência central em relação a  $f_u$  e  $f_l$ ). De acordo com [63], esta definição é adequada apenas para antenas de banda estreita.

Para antenas de banda larga, a largura de banda pode ser definida pela seguinte razão [63]

$$BW = \frac{f_u}{f_l}. \quad (1.3.11)$$

Embora esta definição seja arbitrária, tem-se que antenas que apresentem  $f_u/f_l \geq 2$  sejam classificadas como antenas de banda larga [63].

Sistemas de banda ultra larga podem ser caracterizados tanto por uma banda relativamente larga ou absolutamente larga [64]. De acordo com definição da FCC [65] para irradiação em banda ultra-larga, sistemas de banda absolutamente larga apresentam largura de banda  $BW \geq 500$  MHz. De acordo a mesma definição da FCC, é considerado que um sistema com largura de banda relativa  $\geq 20\%$  opera em banda ultra-larga. A fórmula proposta pela comissão para o cálculo da largura de banda fracionária é dada por [65]

$$BW = 2 \frac{\Delta f}{(f_u + f_l)} \times 100\%. \quad (1.3.12)$$

A frequência média foi definida como a média aritmética dos termos  $f_u$  e  $f_l$  (em  $S_{11} \leq -10$  dB), *i.e.*,  $(f_u + f_l)/2$ .

## 1.4 Dielétricos em Micro-ondas: Propriedades e Caracterização

**Permissividade dielétrica relativa ( $\epsilon_r$ ).** A permissividade dielétrica relativa manifesta a capacidade que um meio material tem para armazenar energia quando submetido à aplicação de um potencial. É relacionada a propriedades macroscópicas como polarização ou capacitância. Para

miniaturização de circuitos, usualmente são empregados materiais com alta permissividade, pois, considerando materiais não magnéticos [66]

$$\lambda_d \approx \frac{\lambda_0}{\epsilon_r^{1/2}}, \quad (1.4.1)$$

em que  $\lambda_d$  é o comprimento de onda no dielétrico,  $\lambda_0$  é o comprimento de onda no vácuo na frequência de ressonância [67].

Não obstante, algumas das propriedades das DRAs podem ser ativamente controladas mediante emprego de materiais ferrimagnéticos que apresentem baixa perda. Não polarizadas (*unbiased*), antenas baseadas em materiais magneto-dielétricos (MDRAs) exibem comportamento similar a DRAs. Contudo, quando influenciadas por um campo magnético dc (magnetoestático) aplicado, sua permeabilidade relativa ( $\mu_r$ ) pode ser controlada [68], o que possibilita (entre outros efeitos) sintonizar magneticamente a frequência de ressonância da antena [69]. Assim, explicitando  $\mu_r$ , a Eq. 1.4.1 assume a seguinte representação

$$\lambda_d \approx \frac{\lambda_0}{(\epsilon_r \cdot \mu_r)^{1/2}}. \quad (1.4.2)$$

Em outras palavras, enquanto numa DRA  $\epsilon_r > 1$  e  $\mu_r = 1$ , numa MDRA tem-se  $\epsilon_r > 1$  e  $\mu_r > 1$ . Evidentemente, a miniaturização passa a ser planificada em termos da permissividade e da permeabilidade do material.

**Fator de Qualidade.** O fator de qualidade, fator-Q (ou simplesmente  $Q$ ) de um ressonador, representativo da medida do quanto um ressonador "ressoa" quando submetido a uma excitação, pode ser expresso como [66]

$$Q = 2\pi \frac{\text{máxima energia armazenada por ciclo}}{\text{Média de energia dissipada por ciclo}}. \quad (1.4.3)$$

O termo fator de qualidade é mais comumente associado a ressoadores de micro-ondas, representando a medida da perda de potência de um sistema operante em micro-ondas [66]. Para o ressonador de micro-ondas, há quatro tipos de perdas: dielétrica <sup>6</sup>, de condução, de irradiação e externa. Os fatores

<sup>6</sup> A tangente de perda dielétrica ( $\tan \delta$ ) de um material denota quantitativamente a dissipação da energia elétrica devido a diferentes processos físicos tais como condução elétrica, relaxação dielétrica, ressonância dielétrica e perda a partir de processos não lineares. O termo refere-se à tangente do ângulo (em um plano complexo) entre as componentes resistiva e reativa de um campo eletromagnético. A perda dielétrica total é a soma de perdas intrínsecas e extrínsecas. Perdas dielétricas intrínsecas são perdas em cristais perfeitos as quais dependem da estrutura cristalina e podem ser descritas pela interação do sistema de fônons com o campo incidente [70]. As perdas extrínsecas são causadas por defeitos da estrutura cristalina e, portanto, podem ser, em princípio, eliminadas ou reduzidas ao mínimo por processamento material apropriado.

de qualidade dielétrico ( $Q_d$ ), de condução ( $Q_c$ ) e de irradiação ( $Q_i$ ) são dados, respectivamente, por [66]

$$Q_d = 2\pi \frac{W_1}{P_{die}O} = \frac{\omega_0 W_1}{P_{die}}, \quad (1.4.4)$$

$$Q_c = \frac{\omega_r W_1}{P_{con}}, \quad (1.4.5)$$

$$Q_i = \frac{\omega_r W_1}{P_{irr}}, \quad (1.4.6)$$

em que  $W_1$  é a energia elétrica armazenada no ressonador,  $\omega_r$  é a frequência (angular) de ressonância,  $P_{die}$ ,  $P_{con}$  e  $P_{irr}$  representam as potências dissipadas dielétrica, por condução e por irradiação, respectivamente, sendo o período  $O$  dado por

$$O = \frac{2\pi}{\omega_r}. \quad (1.4.7)$$

O fator de qualidade não carregado (*unloaded*)  $Q_u$  é relacionado a outros fatores-Q por [66]

$$\frac{1}{Q_u} = \frac{1}{Q_d} + \frac{1}{Q_c} + \frac{1}{Q_i} \quad (1.4.8)$$

em que  $Q_d^{-1}$  representa a perda dielétrica,  $Q_c^{-1}$  é a perda devido à condutividade dos pratos metálicos e  $Q_i^{-1}$  expressa a perda devido à irradiação. No caso das cavidades ressoantes completamente blindadas, em não havendo efeito devido à irradiação, este termo pode ser ignorado.

Perdas externas ( $Q_{ext}^{-1}$ ) podem surgir devido ao acoplamento. Para introduzir um campo eletromagnético num ressonador, sondas condutoras de micro-ondas são aproximadas do ressonador de alta permissividade, sendo que quanto maior a permissividade do ressonador, mais próximas devem estar as sondas. Os campos eletromagnéticos no entorno dos ressoadores induzem campos eletromagnéticos no dielétrico, e assim se dá o seu acoplamento; contudo, a presença de sondas condutoras nas linhas de campo eletromagnético do ressonador pode acarretar em perdas adicionais. O fator-Q total ou carregado é definido como [66]

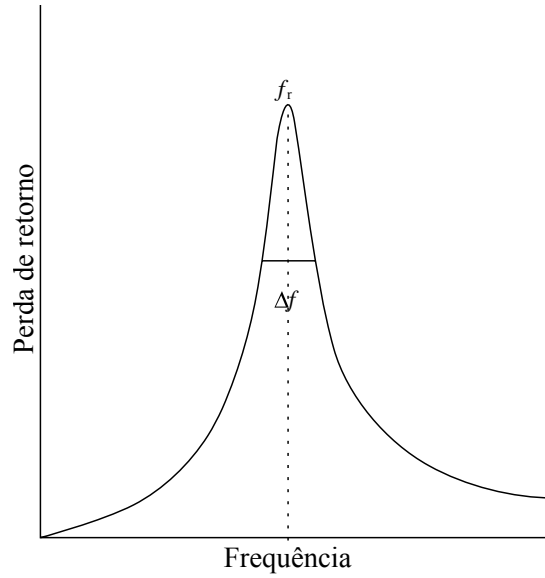
$$Q_L^{-1} = Q_d^{-1} + Q_c^{-1} + Q_i^{-1} + Q_{ext}^{-1} \quad (1.4.9)$$

$$= Q_u^{-1} + Q_{ext}^{-1} \quad (1.4.10)$$

em que  $Q_L^{-1}$  é a perda total do sistema e  $Q_{ext}^{-1}$  é a perda devido ao acoplamento externo.

A largura de banda também pode ser definida como a largura a meia potência (3dB abaixo do pico) da curva de ressonância (Fig. 1.9). O  $Q_L$  é obtido pela razão entre a frequência de ressonância medida e a largura de banda a meia potência, considerando a ressonância do modo TE<sub>011</sub> [71]:

$$Q_L = \frac{f_r}{\Delta f}. \quad (1.4.11)$$



**Figura 1.9:** Pico ressonante do modo  $TE_{01\delta}$  e parâmetros associados.

A largura de banda do ressonador é inversamente proporcional ao  $Q_L$ . Por esta definição, torna-se aparente  $Q_L$  como uma medida da seletividade do ressonador numa dada frequência [71].  $Q_L$  diminui com o aumento da frequência e a relação teórica entre os dois é tal que  $Q_u \times f_r$  deve se manter constante para qualquer material<sup>7</sup>, sendo este produto tomado como critério de comparação entre cerâmicas distintas.

**Coefficiente de temperatura da frequência ressonante ( $\tau_f$ ).**  $\tau_f$  é o parâmetro que indica a estabilidade térmica do ressonador. A partir de  $\tau_f$  fica estabelecido o quanto a frequência de ressonância varia com a temperatura. Um dispositivo eletrônico contendo ressonadores de micro-ondas requer que  $\tau_f$  assuma valor o mais próximo possível de zero (expresso em ppm °C<sup>-1</sup>). O ajuste deste parâmetro é provavelmente o aspecto de maior complexidade no desenvolvimento de cerâmicas para aplicações em micro-ondas [73].

$\tau_f$  é um padrão composto geralmente expresso por [71, 66]

$$\tau_f = - \left( \alpha_l + \frac{\tau_\epsilon}{2} \right). \quad (1.4.12)$$

Dois principais mecanismos causam a variação da frequência de ressonância com a temperatura. Primeiro, as dimensões  $l_i$  das várias partes constituintes do ressonador expandem com temperatura  $T$ . Isto se descreve pelo coeficiente de expansão linear  $\alpha_i$  da  $i$ -ésima parte [74]:

$$\alpha_i = \frac{1}{l_i} \left. \frac{\Delta l_i}{\Delta T} \right|_{T=T_0}. \quad (1.4.13)$$

Como as dimensões do ressonador são proporcionais ao comprimento de onda ressonante, a frequência ressonante tipicamente diminuirá com o aumento nas dimensões.

<sup>7</sup> Amostras medidas a frequências mais altas, 5–10 GHz, rotineiramente apresentam valores mais elevados para o produto  $Q_u \times f_r$  do que aqueles obtidos com os mesmos materiais em medidas realizadas na faixa de 1–3 GHz [71], possivelmente devido a questões de processamento material, e portanto relativas à sua micro-estrutura [72].

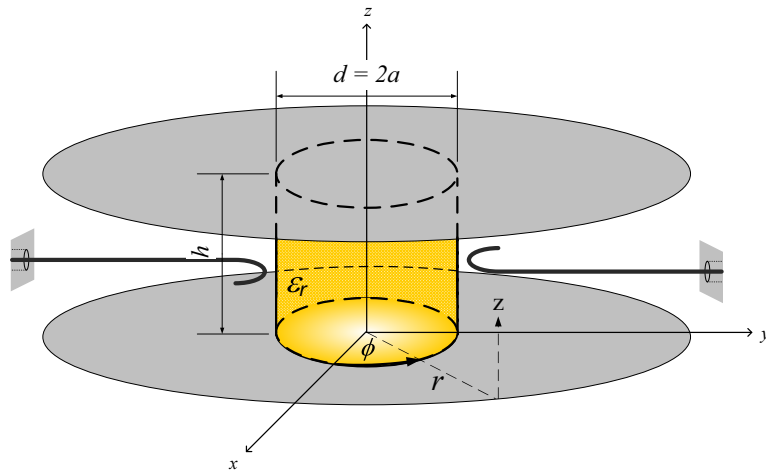
Em segundo lugar,  $\epsilon_r$  também varia com  $T$ . O termo linear desta variação é o coeficiente de temperatura da permissividade relativa,  $\tau_\epsilon$  [74]:

$$\tau_\epsilon = \frac{1}{\epsilon_r} \frac{\Delta \epsilon_r}{\Delta T} \bigg|_{T=T_0}. \quad (1.4.14)$$

A maioria dos dielétricos empregados na fabricação de DRs exibe um decréscimo em  $\epsilon_r$  com um aumento na  $T$ , de tal forma que  $\tau_\epsilon$  é tipicamente um número negativo. Dado que  $f_r \propto \epsilon_r^{1/2}$ , uma diminuição em  $\epsilon_r$  causa um aumento da  $f_r$  com  $T$ . Assim, é possível projetar uma cavidade ressoadora compósita, consistindo de vários dielétricos e partes condutoras, tal que os incrementos em frequência compensam uns aos outros e a variação da frequência global à temperatura ambiente  $T_0$  se torna estacionária [74].

### 1.4.1 Método de Courtney

A permissividade complexa de um ressoador dielétrico pode ser obtida pelo método desenvolvido por Hakki e Coleman [75] e modificado por Courtney [76]<sup>8</sup>, no qual um disco cilíndrico do material a ser avaliado é inserido entre dois pratos condutores de dimensões idealmente infinitas (isto significa que o plano condutor deve possuir diâmetro suficientemente maior do que o diâmetro do ressoador de tal forma que o efeito de borda possa ser desconsiderado), conforme ilustrado na Fig. 1.10. Os pratos planos de cobre são bem polidos e revestidos com prata ou ouro. Considera-se



**Figura 1.10:** Configuração de um ressoador de Courtney: ressoador dielétrico entre dois pratos condutores plano-paralelos e próximo às sondas de pontas encurvadas posicionadas num suporte.

um dielétrico circular cilíndrico de permissividade relativa  $\epsilon_r$ , altura  $h$  e diâmetro  $d$  posicionado entre os dois pratos condutores. Nesta configuração, o modo  $TE_{011}$  é normalmente estimulado para realização das medidas.

A razão geométrica entre o diâmetro e a altura da peça dielétrica deve ser cerca de dois ( $2a/h \approx 2$ ) para que se obtenha uma maior separação entre os modos excitados, de tal forma que o modo  $TE_{011}$  não seja perturbado por outros modos adjacentes<sup>9</sup> [75]. Sendo o material um dielétrico

<sup>8</sup> revisto por Pospieszalski [77], Kobayashi e Katoh [78].

<sup>9</sup>Na carta de modos apresentada em [76] está determinado que a ressonância de interesse ( $TE_{011}$ ) ocorre como sendo a segunda de menor frequência, e se uma separação maior entre os modos se fizer necessária, um maior valor para a proporção  $d:h$  deve ser considerado.

isotrópico, a equação característica para tal estrutura ressoante, considerando o modo  $TE_{mnp}$ , é dada por [66, 78]

$$u \frac{J_0(u)}{J_1(u)} = -v \frac{K_0(v)}{K_1(v)}, \quad (1.4.15)$$

sendo

$$u = \frac{\pi d}{\lambda_0} \left[ \epsilon_r - \left( \frac{p\lambda_0}{2h} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (1.4.16)$$

$$v = \frac{\pi d}{\lambda_0} \left[ \left( \frac{p\lambda_0}{2h} \right)^2 - 1 \right]^{1/2}, \quad (1.4.17)$$

em que  $J_0(u)$  e  $J_1(u)$  são funções de Bessel de primeira espécie e ordens zero e um, e  $K_0(v)$  e  $K_1(v)$  são funções de Bessel de terceira espécie (ou funções de Hankel modificadas) e ordens zero e um, respectivamente,  $p = 1, 2, 3 \dots$  corresponde ao número de variações longitudinais do campo ao longo do eixo,  $h$  representa o comprimento (altura) do DR,  $d (= 2a)$  é o diâmetro,  $a$  representa o raio do DR e  $\lambda_0$  denota o comprimento de onda no espaço livre. Os parâmetros  $u$  e  $v$  dependem da geometria, do comprimento de onda ressoante dentro do DR, e das propriedades dielétricas [66]. As equações que expressam  $u$  e  $v$  (Eqs. 1.4.16 e 1.4.17) podem ser combinadas e reescritas como a seguir para o modo  $TE_{011}$  [66, 76]

$$\epsilon_r = 1.0 + \left( \frac{c_0}{\pi d f_{r1}} \right)^2 (u_1^2 + v_1^2). \quad (1.4.18)$$

na qual  $u_1$  e  $v_1$  são as primeiras raízes da equação característica (Eq. 1.4.15) com  $n = p = 1$ , e  $f_{r1}$  é a correspondente frequência de ressonância. Portanto, pela medição da frequência do modo  $TE_{011}$  e em se conhecendo as dimensões da amostra, a parte real da permissividade dielétrica pode ser obtida.

O fator de qualidade pode também ser medido pelo método de Courtney [75]–[78]. O fator de qualidade medido por este método será baixo visto que a perda que ocorre é devida aos pratos condutores e efeitos de irradiação. Contudo, a correção das perdas de condução pode ser aplicada conhecendo-se o valor da resistência da superfície dos pratos condutores. O fator-Q não carregado,  $Q_u$ , pode ser obtido a partir de medição da frequência ressonante a meia potência (−3 dB) da largura de banda  $\Delta f$  do modo ressonante  $TE_{011}$  pela Eq. 1.4.11.

A tangente de perda,  $\tan \delta$ , pode ser calculada pela seguinte expressão [66, 79]

$$\tan \delta = \frac{A}{Q_u} - BR_s, \quad (1.4.19)$$

em que [66, 79]

$$A = 1 + \frac{W}{\epsilon_r}, \quad (1.4.20)$$

$$B = \left( \frac{p\lambda_0}{2h} \right)^3 \frac{1+W}{30\pi^2\epsilon_r p}, \quad (1.4.21)$$

$$W = \frac{J_1^2(u_1)}{K_1^2(v_1)} \cdot \frac{K_0(v_1)K_2(v_1) - K_1^2(v_1)}{J_1^2(u_1) - J_0(u_1)J_2(u_1)}, \quad (1.4.22)$$

$$R_s = \left( \frac{\pi f_r \mu}{\sigma} \right)^{\frac{1}{2}} = 0,825 \times 10^{-2} \left( \frac{f_r}{\bar{\sigma}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad \bar{\sigma} = \frac{\sigma}{\sigma_0}, \quad (1.4.23)$$

sendo  $R_s$  a resistência da superfície dos pratos condutores,  $\sigma$  a condutividade dos pratos condutores,  $Q_u$  é o fator de qualidade não carregado, e  $W$  é a razão entre a energia do campo elétrico armazenada fora e dentro do ressonador,  $\bar{\sigma}$  representa a condutividade relativa (sendo  $\sigma_0$  a condutividade do cobre, igual a  $5,8 \times 10^7 \text{ Sm}^{-1}$ ). A permeabilidade para uma metal não magnético é  $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ henry/m}$ . Usando as Eqs. 1.4.19–1.4.23, a tangente de perda pode ser calculada a partir do conhecimento da frequência de ressonância, fator de qualidade não carregado, e dimensões da amostra.

Experimentalmente  $\tau_f$  é medido seguindo-se a variação no pico da frequência ressonante à medida que a temperatura é lentamente variada. Para medir  $\tau_f$ , o DR é mantido em curto entre dois pratos de cobre conforme configuração proposta por Courtney. Este arranjo, por sua vez, é mantido no interior de um forno com controle de temperatura. A sonda excitadora é mantida próximo ao DR de tal forma que o mesmo seja excitado e ressoe. O modo  $\text{TE}_{011}$  é identificado e a configuração é lentamente aquecida ( $1^\circ\text{C min}^{-1}$ ) no intervalo  $[T_1, T_2]$  °C. O termopar é mantido fora do forno de forma a não perturbar a frequência ressonante. O deslocamento na  $f_r$  como resultado do aquecimento no modo reflexivo é observado pelo uso de um analisador de rede vetorial (VNA) no momento em que a temperatura é mantida estacionária. A variação da frequência ressonante é plotada em função da temperatura. O  $\tau_f$  é calculado considerando a inclinação da curva obtida mediante a seguinte equação [71, 74]

$$\tau_f = \frac{f_r(T_2) - f_r(T_1)}{f_r(T_1)} \frac{1}{(T_2 - T_1)} = \frac{\Delta f}{f_r(T_1)} \frac{1}{\Delta T}. \quad (1.4.24)$$

## 1.5 Remodelagem da Largura de Banda

Antenas ressoadoras são elementos irradiadores que apresentam inerente limitação quanto a sua largura de banda. Isto se deve à variação da impedância de entrada da antena com a frequência. Por isso, um ajuste (casamento) satisfatório é restrito apenas à faixa espectral próxima à frequência de ressonância. Adicionalmente, a largura de banda de impedância sofre de forte dependência em relação à permissividade do material que constitui a DRA. Uma maior permissividade redundo no aumento do fator-Q de irradiação dos modos excitados da DRA e como consequência na diminuição da largura de banda da impedância, a qual se torna mais seletiva.

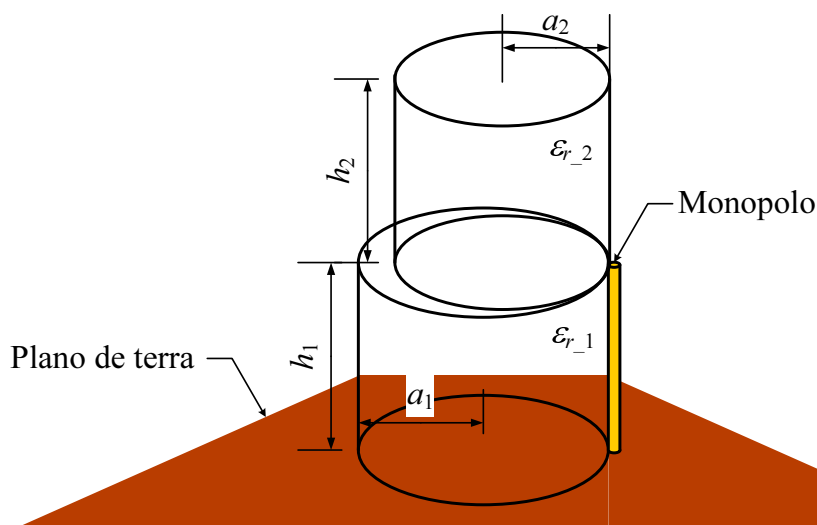


Para remodelar a resposta espectral de DRAs<sup>10</sup>, são propostas várias técnicas, as quais detêm-se na melhoria da resposta de impedância da antena, classificadas conforme três diretivas [20]:

- Uma rede de casamento externa, tal como um transformador de quarto de onda ou um adaptador *stub* podem ser utilizados. Esta técnica é conceitualmente simples, embora possa implicar numa maior complexidade de fabricação, o que acarreta na potencial degradação da eficiência e do ganho da antena devido ao aumento da perda de inserção.
- A largura de banda de uma antena ressoadora pode ser remodelada mediante combinação de ressonâncias múltiplas. É possível excitar modos de ordens mais elevadas em frequências próximas da frequência de ressonância fundamental. A polarização e o padrão de irradiação não sofrem alterações.
- A terceira técnica para remodelagem da largura de banda envolve a redução do fator-Q de irradiação do modo excitado da DRA por meio da (1) inserção de intervalos de ar, mediante (2) redução do valor da permissividade dielétrica ou, mantido fixo o valor da permissividade, através de (3) modificações da geometria do ressoador. Disto resulta um menor confinamento de energia no ressoador dielétrico e uma maior largura de banda. Portanto, conforme o projeto e sua otimização, se faz possível maximizar a quantidade de energia irradiada, em detrimento da quantidade de energia armazenada na estrutura da antena dielétrica.

A combinação de múltiplos ressoadores em pilhas e/ou contíguos no mesmo plano, cada qual projetado para ressoar numa frequência distinta, favorece o alargamento e/ou a multiplicidade da banda espectral. Vantajosamente, a sintonia em que cada ressoador pode ser ajustado é realizada de forma aproximadamente independente.

Uma configuração típica é apresentada na Fig. 1.11 envolvendo duas CDRAs. A CDRA sobre o plano de terra é excitada por uma sonda de alimentação, enquanto a CDRA empilhada é acoplada eletromagneticamente ao sistema inferior.

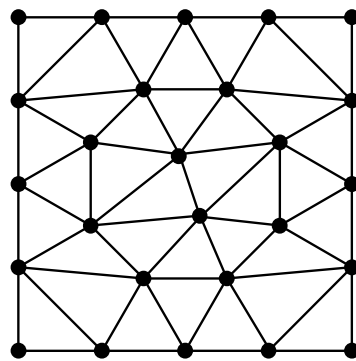


**Figura 1.11:** CDRAs empilhadas, cujas posições (em relação ao plano de terra) são intercambiáveis.

<sup>10</sup>Aumentar a largura de banda, obter múltiplas bandas, ou ambos.

## 1.6 Método dos Elementos Finitos: Considerações Gerais

O método dos elementos finitos (FEM) [80]–[81] é empregado com grande sucesso na análise, simulação e otimização de problemas de eletromagnetismo. A estrutura a ser analisada é dividida (o que representa a discretização do domínio contínuo) em um grande número de elementos de geometria bem definida. O conjunto destes elementos, os quais compartilham nós e/ou arestas (e faces em três dimensões) entre si, é denominado malha, a qual é diretamente relacionada com qualidade das soluções dos problemas obtida. Dentro de cada elemento, os valores dos campos são calculados por meio de funções de interpolação. A forma da função de interpolação nos elementos é definida pelos valores dos campos, e algumas vezes por suas derivadas, nos pontos nodais. O relacionamento entre os constituintes (nós e/ou arestas e faces) de uma malha, denominado conectividade, é estabelecido mediante uma numeração global do conjunto destas entidades e de uma numeração local dos vértices de cada elemento [82]. Uma vantagem do FEM é a capacidade para lidar com geometrias arbitrárias. Para geometrias muito complexas, o tipo mais flexível de malhas é o que consegue adaptar-se sem quaisquer limitações à fronteira do domínio de solução, como é o caso, por exemplo, das malhas não estruturadas (Fig. 1.12).



**Figura 1.12:** Exemplo de domínio bidimensional discretizado com malha não estruturada constituída por elementos finitos triangulares. Os pontos nos vértices dos triângulos representam os nós.

Especificamente, vários problemas foram identificados quando do emprego de elementos finitos baseados em nós em problemas eletromagnéticos, entre eles a ocorrência de modos espúrios [83]. Ao contrário das funções de base nodal (funções de interpolação escalares), um conjunto de funções de base vetorial (funções de interpolação vetoriais) foi desenvolvido para garantir que os divergentes dos campos elétrico e magnético sejam respeitados, eliminando-se por completo a ocorrência dos modos espúrios [84, 85]. O conjunto de funções de base vetorial ou elementos vetoriais considera as arestas de cada elemento, ao invés dos nós, sendo por isto chamadas de funções de base de arestas. Bem sucedidamente aplicado em problemas envolvendo o guiamento em estruturas fechadas, havia ainda a complicação na solução de problemas envolvendo irradiação e espalhamento [86, 80]. Visto que a condição de irradiação não está explícita em sua formulação, o FEM carecia de estruturas (paredes) absorventes para simular, ou melhor, limitar (truncar) o espaço livre adjacente.

Equações de onda requerem uma fronteira que de alguma forma absorva as ondas que nela impingem, ao mesmo tempo sem refleti-las, e que seja computacionalmente viável [87]. Uma das primeiras tentativas para tratar esta questão envolveu as denominadas condições de contorno absorventes (ABCs) [88, 89]. A estabilidade numérica de métodos baseados nas ABCs foi estudada por Ramahi [90]. Métodos baseados nas ABCs estão (1) restritos à absorção de ondas exatamente (e

apenas) em alguns ângulos, especialmente em incidência normal, e são (2) formulados apenas para materiais homogêneos nas fronteiras [87].

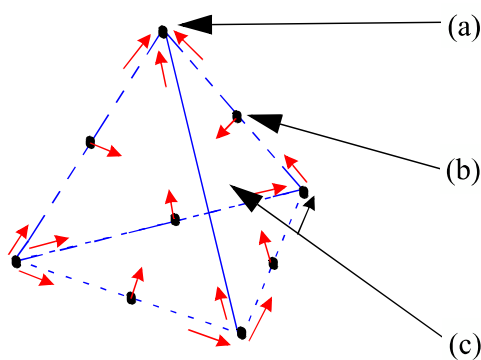
Em 1994, o problema das fronteiras absorventes para equações de ondas foi originalmente reformulado por Berenger [91], na medida em que ele alterou o foco da questão: ao invés de buscar por uma condição de contorno absorvente, ele encontrou uma camada de fronteira absorvente. Berenger demonstrou que um meio absorvente especial poderia ser construído de tal forma que ondas não refletiriam na interface: uma camada perfeitamente casada (PML). Uma PML representa uma camada absorvente artificial para equações de onda, usada com intuito de limitar (truncar) regiões computacionais em métodos numéricos, como é o caso do FEM, para simular problemas com fronteiras abertas. Outras formulações baseadas nas PMLs foram propostas posteriormente [92]–[94].

### 1.6.1 Simulador Numérico: Resumo Técnico

HFSS<sup>11</sup>, acrônimo de *High Frequency Structure Simulator*, é um programa comercial para a simulação do funcionamento de estruturas eletromagnéticas. Este simulador numérico faz uso do FEM para a geração de uma solução dos campos eletromagnéticos de componentes e dispositivos operando em altas frequências. A partir desta solução, os parâmetros-S podem ser calculados<sup>12</sup>.

São necessários o desenho da estrutura investigada e a especificação das características materiais para cada objeto, além da identificação das portas, fontes, ou características especiais da superfície.

Este modelo geométrico, o qual representa a estrutura sob investigação, é automaticamente dividido em um grande número de tetraedros. Sinteticamente, o procedimento é descrito com auxílio da Fig. 1.13.



**Figura 1.13:** Representação de uma quantidade vetorial num elemento de aresta tetraédrico. (a) Em cada vértice, o HFSS armazena as componentes do campo que são tangenciais às arestas do tetraedro. O campo dentro de cada tetraedro é então interpolado a partir destes valores, denominados nodais. (b) A componente do campo vetorial no ponto intermediário das arestas selecionadas que for tangencial a uma face e normal à aresta também é armazenada. (c) O valor do vetor campo no interior de cada tetraedro é interpolado a partir dos valores obtidos nos vértices do tetraedro.

Por assim representar as quantidades de campo, o sistema pode transformar as equações de Maxwell em equações matriciais, resolvidas mediante métodos numéricos tradicionais.

<sup>11</sup> HFSS é uma marca comercial da ANSOFT, LCC.

<sup>12</sup> Para o cálculo da matriz S associada a uma estrutura tridimensional são seguidos os seguintes procedimentos: (1) a estrutura é dividida numa malha de elementos finitos, (2) a forma de onda dos campos de interesse suportados por cada porta da estrutura é obtida, (3) o diagrama de campo eletromagnético completo dentro da estrutura é realizado de modo a satisfazer às condições de contorno impostas por cada porta da estrutura, (4) a matriz S generalizada é gerada, então, a partir da relação entre as potências refletida e transmitida.

Há um compromisso a ser mantido envolvendo o tamanho da malha, o nível de precisão requerido, e a quantidade de recursos computacionais disponíveis. Visando à produção da malha ótima, o **HFSS** emprega um processo iterativo, denominado análise adaptativa, no qual a malha é automaticamente refinada em regiões críticas. Primeiro, é gerada uma solução baseada numa malha inicial de qualidade inferior. Em seguida, o programa refina a malha nas áreas de maior densidade de erros e gera uma nova solução. Quando os parâmetros selecionados convergem para o limite desejado, o processo iterativo (laço) é encerrado.

Os padrões de campo excitados em cada porta podem ser calculados anterior ao cálculo do campo eletromagnético tridimensional no interior da estrutura. O **HFSS** calcula o padrões de campo naturais (ou modos) que podem existir dentro de uma estrutura.

Para gerar uma solução numa determinada faixa espectral, realiza-se uma varredura que pode ser de três tipos: rápida, discreta ou interpoladora. A varredura rápida gera uma solução de campo completa e única para cada divisão na faixa de frequência. A escolha pela varredura rápida é adequada se o modelo ressoa abruptamente ou altera operação na banda de frequência. Pela varredura rápida será obtida uma representação precisa do comportamento próximo à ressonância da estrutura.

Mediante condições de contorno (ou de fronteira), o comportamento do campo é especificado nas superfícies da região limítrofe do problema e interfaces do objeto. Quando o problema possui naturalmente limites geométricos, a região dentro da qual o campo será calculado já está bem definida e é igual à própria região do modelo geométrico. Quando a geometria da estrutura é aberta, caso de **CDRAs** sob plano de terra alimentadas por monopolo, é necessário delimitar a região do problema (pois deve-se considerar o espaço adjacente ao arranjo). Interior a esta região será obtida a solução de campo.

Quando o **HFSS** calcula campos irradiados, os valores dos campos sobre a superfície de irradiação são usados para calcular os campos no espaço ao redor do dispositivo. Este espaço é tipicamente dividido em duas regiões – a região de campo próximo e a região de campo distante. Na solução de estruturas irradiadoras e espalhadoras num domínio classificado como irrestrito e infinito, o aplicativo trunca o problema num domínio restrito e finito. Teoricamente, uma condição de contorno deve ser transparente, ou seja, não deve produzir qualquer reflexão não física como resultado do truncamento artificial. O **HFSS** trabalha com dois tipos de condições de fronteira de irradiação: condição de contorno absorvente (**ABC**) de primeira ordem e camadas perfeitamente ajustadas (**PMLs**).

## 1.7 Síntese

Neste Capítulo, foram delineados os tópicos fundamentais para o estudo versando sobre antenas ressonadoras dielétricas cilíndricas. Mais do que uma revisão bibliográfica, os assuntos foram apresentados de forma coerente, embora não exaustiva, no intuito de servir como rápida referência ao trabalho prático realizado. Foram tratados os parâmetros frequência de ressonância e fator-Q de irradiação, e, devido à correspondência existente, o padrão de irradiação em campo distante, que, por sua vez, é identicamente relacionado à questão da alimentação de **CDRAs**. As

variáveis impedância de entrada da antena, perda de retorno, largura de banda, e o formalismo dos parâmetros de espalhamentos foram abordados considerando a antena como um circuito irradiador; as propriedades e caracterizações da permissividade relativa, tangente de perda e coeficiente de temperatura na frequência de ressonância foram tratadas; a remodelagem da largura de banda, que diz respeito ao aumento ou à formação de múltiplas bandas, foi discutida; e, por fim, o método dos elementos finitos foi examinado simplesmente em termos qualitativos, destacando-se o programa comercial empregado para geração de resultado numéricos com vistas a sua posterior comparação com dados obtidos experimentalmente.

Na concatenação apresentada, foi pretendido evidenciar que, além das DRAs serem caracterizadas pela elevada eficiência de irradiação, tamanho compacto e satisfatória resposta em termos da largura de banda operacional, seus modos excitados, frequências de ressonância e características de irradiação são determinadas pela sua geometria, permissividade dielétrica e mecanismos de acoplamento.

□

## Caracterização e Operação de CDRAs Alimentadas por Monopolo em Plano de Terra Retangular

A análise e discussão dos resultados decorrentes da caracterização dielétrica na faixa das micro-ondas dos novos materiais desenvolvidos (CRFO100, FCTO100 e o compósito CRFO50<sup>1</sup>), conformados em corpos de prova cilíndricos e a subsequente avaliação do seu desempenho como antenas ressoadoras, segundo determinados critérios de irradiação, constituem o objetivo deste Capítulo. A técnica de empilhamento de CDRAs é implementada com intuito de se remodelar a largura de banda operacional em relação àquela observada no caso homogêneo. Os protótipos das antenas fabricados e medidos experimentalmente têm seus resultados confrontados com aqueles obtidos por simulação numérica mediante emprego do aplicativo comercial HFSS, o qual faz uso do método dos elementos finitos para modelagem eletromagnética destas estruturas irradiadoras cilíndricas.

### 2.1 Caracterização de Ressonadores Dielétricos em Micro-ondas

A fundamentação teórica pertinente às seções específicas deste tópico encontra-se discutida nas seções 1.4 e 1.4.1.

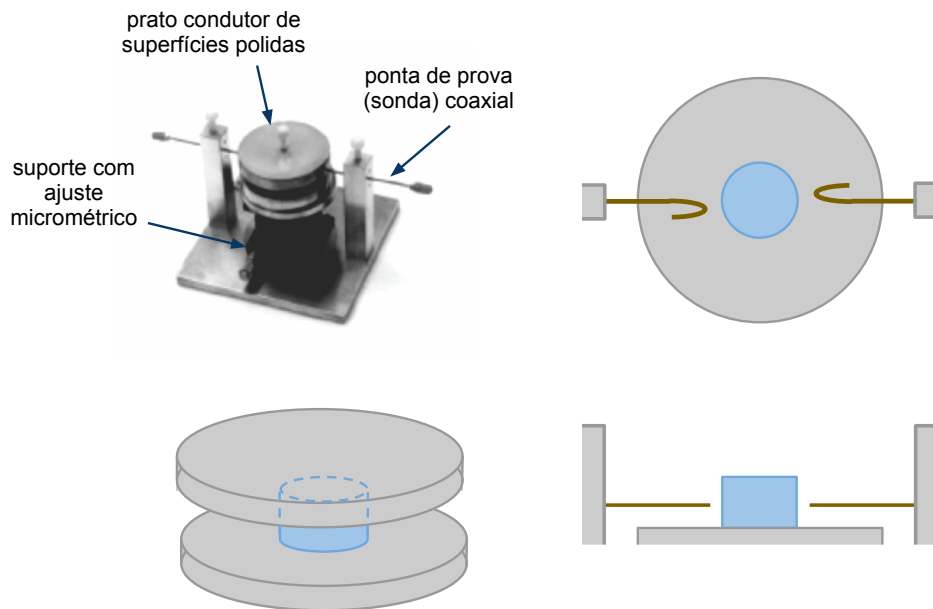
#### 2.1.1 Configuração e Procedimentos Experimentais

As propriedades dielétricas dos materiais CRFO100, CRFO50 e FCTO100 dispostos como corpos de prova cilíndricos foram investigadas na faixa das micro-ondas mediante metodologia proposta por Courtney (seção 1.4.1, [76, 66]). O instrumental necessário para as medidas em temperatura ambiente ( $T_0 = 22 \pm 1^\circ\text{C}$ ) é constituído por um par de cabos coaxiais, um analisador de rede vetorial (VNA) modelo Agilent HP 8719ET [95] interligado a um computador IBM-compatível,

<sup>1</sup> Detalhes sobre o processamento dos materiais nos quais se baseiam os dispositivos sob investigação (DUTs) são obtidos em [5, 7].

pela configuração de Courtney, e por programas específicos para o cálculo das figuras de mérito dielétricas (permissividade relativa ( $\epsilon_r$ ), tangente de perda ( $\tan \delta$ ), etc). Considerando o intervalo [25, 80] °C, o arranjo contou ainda com uma estufa elétrica compacta da marca Icamo, assistida por controlador Coel HW4200 e sensor de temperatura PT-100 visando à obtenção do coeficiente de temperatura na frequência ressonante ( $\tau_f$ ).

Sendo de uso específico para o modelo de VNA empregado, o arranjo consta de um instrumento de precisão para a medida de  $\epsilon_r$  e  $\tan \delta$  de materiais com baixa perda e geometria cilíndrica nas faixas de frequência e de temperatura de interesse. O ressonador suporta vários modos ressonantes; contudo, o artefato é projetado para operação no modo  $TE_{01p}$  (especificamente no modo  $TE_{011}$ ). Tal configuração é constituída por dois pratos condutores, cujas superfícies polidas foram recobertas com prata, duas sondas coaxiais com pontas metálicas encurvadas, e um suporte para ajustes de altura. De acordo com a Fig. 2.1, a amostra deve ser posicionada na parte central dos pratos deste arranjo. Contanto que a altura do dielétrico seja menor do que meio comprimento de onda no espaço livre, a irradiação do modo  $TE_{011}$  é insignificante, e o tamanho dos pratos paralelos possui pequeno efeito nos resultados medidos [74]. Ainda, as sondas encurvadas devem estar dispostas paralelamente em relação aos pratos condutores. Para realizar o acoplamento de energia, a parte mais próxima das pontas encurvadas deve estar a cerca de 1 mm de distância da amostra. E tendo em conta a excitação do modo  $TE_{011}$ , as sondas devem ser posicionadas aproximadamente à distância média entre os pratos inferior e superior, o que corresponde à metade da altura da amostra, a qual deve apresentar uma razão entre diâmetro e altura aproximadamente igual a dois.



**Figura 2.1:** Parte do arranjo experimental empregado para caracterização das propriedades de ressoadores dielétricos na faixa das micro-ondas.

### 2.1.2 Procedimentos Numéricos

A configuração descrita na seção anterior permite a identificação da frequência na qual o modo  $TE_{011}$  é excitado. Se faz imprescindível verificar o perfil da curva de ressonância observada, o qual deve ser o mais simétrico possível. De posse deste resultado, e adicionalmente dispondo dos



dados dimensionais (altura e raio) da peça em análise, o aplicativo HakCol v.2.0 é empregado para uma estimativa do valor de  $\epsilon_r$ . Adicionalmente, HakCol realiza o cálculo de  $u$ ,  $v$ , e das funções de Bessel pertinentes (Eq. 1.4.15). De posse do valor estimado de  $\epsilon_r$ , o procedimento subsequente visa ao refinamento deste resultado e à obtenção da  $\tan \delta$  do ressonador à temperatura ambiente.

Assim, na próxima etapa dispõem-se de um programa que passa a controlar o analisador, o qual promove inicialmente uma varredura espectral, visando à focalização do pico referente à frequência na qual o modo  $TE_{011}$  foi excitado. Efetivamente, o programa precisa de um valor para  $\epsilon_r$  do material sob investigação, daí a importância da estimativa realizada pelo programa HakCol. A partir deste e de outros dados (dimensões e o modo de operação desejado, neste caso o modo  $TE_{011}$ ), são calculados <sup>2</sup> os valores para  $\epsilon_r$ ,  $\tan \delta$  e fator de qualidade não carregado ( $Q_u$ ) do DUT.

Adicionalmente, contou-se com um programa auxiliar para a confirmação dos valores da  $\tan \delta$  e outras informações relativas ao ressonador operando nos modos  $TE_{01p}$ . Para este programa, devem ser fornecidos o diâmetro ( $d$ ), a altura ( $h$ ), a frequência de ressonância ( $f_r$ ), o fator de qualidade não carregado ( $Q_u$ ), o índice modal  $p$  ( $p = 1$ ),  $\epsilon_r$  da amostra e a condutividade do prato do arranjo experimental em relação à condutividade do cobre. São calculados o percentual de energia elétrica armazenada na amostra, a razão entre a energia nas adjacências e no interior do ressonador, a  $\tan \delta$  considerando o valor da condutividade do prato condutor utilizado em relação ao cobre (neste caso, prata,  $\sigma_{rel} = 1.063793$ ) e a  $\tan \delta$  caso todas as perdas fossem devido unicamente à amostra (interações entre o sinal e o material dielétrico).

### 2.1.3 Discussão de Resultados

Por se tratar de materiais novos, os dados obtidos são imprescindíveis aos estudos relatados nas próximas seções, visto que alguns destes parâmetros, indisponíveis até então, serão considerados na análise numérica destes DRs atuando como antenas. Na presente etapa experimental, a informação acerca da geometria ( $a$  e  $h$ ), massa ( $m$ ), densidade experimental ( $\rho_{exp}$ ), densidade teórica ( $\rho_{teo}$ ) e densificação ( $\rho_{et} = \rho_{exp} \cdot \rho_{teo}$ ) das amostras investigadas encontram-se na Tab. 2.1.

**Tabela 2.1:** Dimensões, massa e densidade dos DUTs.

	$a$	$h$	$2a:h$	$m$	$\rho_{exp}$	$\rho_{teo}$	$\rho_{et}$
DUT	mm	mm		g	gcm <sup>-3</sup>	gcm <sup>-3</sup>	%
CRFO100	8,84	9,20	1,92	10,049	5,130	5,524	97,3
CRFO50	8,89	8,43	2,11	9,413	4,817	5,142	95,2
FCTO100	8,79	8,37	2,10	8,916	4,528	5,043	89,8

Todas as amostras apresentam proporção geométrica (razão entre diâmetro e altura) próxima a 2, com variação máxima de 5,50 %, principalmente pelos valores obtidos referentes a altura das peças. A determinação da densidade das cerâmicas sinterizadas foi realizada experimentalmente pelo

<sup>2</sup>Uma dificuldade prática na realização da medida é o fato do ressonador de pratos paralelos suportar muitos modos ressonantes. Caso a identificação do modo específico seja bem sucedida, há, naturalmente, boa concordância entre os valores de permissividade calculados pelos dois programas. A propósito, os valores calculados para  $\epsilon_r$  das cerâmicas CRFO100, CRFO50 e FCTO100 pelo programa HakCol usados como estimativa foram, respectivamente, 8,343, 11,753 e 13,261.



método picnométrico (Arquimedes). Os resultados teóricos foram obtidos por meio de refinamento da estrutura cristalina das amostras pelo método de Rietveld [7]. A densificação observada, tomada como a razão entre os valores experimental e teórico, decorre principalmente da resposta dos corpos de prova aos tratamentos térmicos praticados, distintos para cada amostra. Em suma, a fase **CRFO100** foi submetida a temperaturas mais elevadas no processo de sinterização [7], o que aparentemente se refletiu na mais alta densificação observada neste estudo. A fase **FCTO100** apresentou a menor densificação, ainda assim, próxima de 90%. A mistura entre as fases (**CRFO50**) aparenta ser o reflexo das fases presentes (**CRFO100** e **FCTO100**), apresentando valor de densificação intermediário em relação àqueles observados para elas.

Os resultados relativos à caracterização destes ressoadores na faixa das micro-ondas à temperatura ambiente são apresentados na [Tab. 2.2](#).

**Tabela 2.2:** Medidas de parâmetros dielétricos na faixa das micro-ondas pelo método do ressonador de Courtney.

	$f_r$	$\epsilon_r$	$\tan \delta$	$Q_u$	$Q_u \times f_r$
DUT	GHz				GHz
<b>CRFO100</b>	7,94	8,35	$1,0 \times 10^{-3}$	951,20	7551
<b>CRFO50</b>	7,05	11,77	$4,9 \times 10^{-3}$	201,08	1417
<b>FCTO100</b>	6,70	13,25	$1,8 \times 10^{-3}$	535,12	3567

O compósito, composto por aproximadamente 50% de cada uma das fases puras distribuídas uniformemente em seu volume, comparado às seus complementos, apresenta valores intermediários para a frequência de ressonância, e, portanto, para  $\epsilon_r$ . Contudo, dentre as amostras investigadas, é a que apresenta maior perda dielétrica, e correspondentemente menor fator de qualidade carregado. Não obstante, é de se esperar que o valor de  $\epsilon_r$  das amostras, sobretudo do **FCTO100**, aumente na medida em que se disponha de peças mais densas, pois invariavelmente conta-se com dois dielétricos: o material propriamente dito e supostas vacâncias (poros), cuja formação ocorreu de forma não controlada. Embora se faça possível obter uma expressão matemática (denominada regra de misturas) a partir da qual seja permitida a seleção de um valor específico de  $\epsilon_r$  para materiais mistos em termos da  $\epsilon_r$ , quantidade e arranjo dos seus constituintes, o mesmo não é tão evidente para a figura de mérito  $\tan \delta$ .

De forma complementar, a [Tab. 2.3](#) encerra os resultados obtidos pelo programa auxiliar para informações e comparações adicionais entre os mesmos parâmetros calculados por programas distintos.

**Tabela 2.3:** Dados complementares das amostras investigadas.

	(i)	(ii)	(iii)	(iv)
DUT	%	%		
CRFO100	97,91	2,14	$1,0 \times 10^{-3}$	$1,1 \times 10^{-3}$
CRFO50	98,84	1,17	$4,9 \times 10^{-3}$	$5,0 \times 10^{-3}$
FCTO100	98,99	1,03	$1,8 \times 10^{-3}$	$1,9 \times 10^{-3}$

Legenda da Tabela 2.3.

(i): % de energia elétrica armazenada na amostra

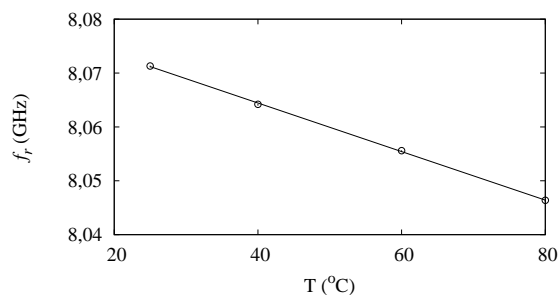
(ii): Razão entre a energia irradiada (nas proximidades) e a energia armazenada no interior da amostra

(iii):  $\tan \delta$

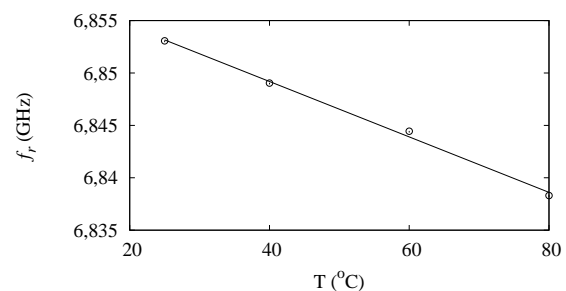
(iv):  $\tan \delta$  devida exclusivamente ao dielétrico.

O ressonador baseado em FCTO100 que apresenta a maior  $\epsilon_r$  possui maior capacidade para armazenamento de energia entre as amostras analisadas neste trabalho. O ressonador constituído pelo dielétrico CRFO100 apresenta a menor relação entre a energia armazenada no interior e o próximo ao seu corpo. Novamente, a composição de cada fase constituintes demonstra sua influência na resposta observada para o composto CRFO50 no que diz respeito aos itens (i) e (ii) da Tab. 2.3, nos quais são verificados valores intermediários. No caso das amostras analisadas, não houve diferença significativa entre os valores calculados para  $\tan \delta$  pelo programa que promoveu o refinamento dos resultados de permissividade obtidos pelo aplicativo HakCol (apresentada na Tab. 2.2) e pelo programa auxiliar (itens (iii) e (iv) da Tab. 2.3).

Na Fig. 2.2 estão ilustrados os ajustes de curva verificados no cálculo dos coeficientes de temperatura na frequência ressonante unicamente das amostras constituídas pelas amostras CRFO100 e FCTO100, com vistas a comparações com outras soluções sólidas e óxidos simples.



(a) Variação da frequência de ressonância em função da temperatura observada para CRFO100.



(b) Variação da frequência de ressonância em função da temperatura observada para FCTO100.

**Figura 2.2:** Ajuste de curva para determinação do coeficiente de temperatura na frequência ressonante das amostras (a) CRFO100 e (b) FCTO100.

O método de Courtney é empregado para medição da frequência ressonante do modo  $TE_{011}$ , e portanto da permissividade relativa do material. O aparato ilustrado na Fig. 2.1 é completamente posicionado numa estufa controlada, sendo a frequência ressonante medida em função da temperatura. Para determinação do valor do coeficiente de temperatura na frequência ressonante, foram coletados os valores das frequências de ressonância das amostras sob investigação em função

da Temperatura no intervalo [25, 80] °C. No intervalo [0, 100] °C, a maior parte dos dielétricos exibe uma variação linear da permissividade dielétrica com a temperatura [74]. A regressão por mínimos quadrados foi a técnica analítica empregada para determinar o quanto o modelo explica os dados experimentais. O modelo linear possui a seguinte forma paramétrica:

$$\begin{aligned} f_r &= f(T) \\ &= u_1 + u_2 T. \end{aligned} \quad (2.1.1)$$

Inicialmente, deve-se encontrar os melhores valores para os parâmetros (no caso linear,  $u_1$  e  $u_2$ ). Em seguida, é determinado o quanto este modelo fornece uma explicação razoável para os dados. A primeira meta é atingida pelo cálculo dos valores dos parâmetros que resultam numa curva que se ajusta, da melhor forma possível, aos dados experimentais. Para determinação da adequabilidade do modelo, interpretam-se os parâmetros estatísticos obtidos. O R-quadrado, também conhecido como coeficiente de determinação, é comumente usado para calcular o ajuste do modelo, sendo equivalente a 1 menos a variância (ou variabilidade, VR) residual. Sendo VR pequena (próxima de zero), conforme observado nos ajustes das amostras analisadas, a previsão pela equação de regressão será satisfatória. Os valores dos parâmetros do modelo linear ( $u_1$  e  $u_2$ ), da variância residual (VR)<sup>3</sup> e do coeficiente  $\tau_f$ , calculado de acordo com a Eq. 1.4.24, são apresentados na Tab. 2.4.

**Tabela 2.4:** Ajuste linear para obtenção do coeficiente de temperatura na frequência ressonante para os DUTs CRFO100 e FCTO100.

	$u_1$	$u_2$	VR	$\tau_f$
DUT	GHz	GHz °C <sup>-1</sup>		ppm °C <sup>-1</sup>
CRFO100	8,0825	$-4,5056 \times 10^{-4}$	$5,18 \times 10^{-8}$	-56,2
FCTO100	6,8598	$-2,6444 \times 10^{-4}$	$2,07 \times 10^{-7}$	-36,6

Uma significativa quantidade de pesquisas vem sendo desenvolvida com vistas ao controle de  $\tau_f$ , a partir das quais são obtidas informações relevantes acerca de fatores que afetam este parâmetro [73], sobretudo em termos de transformações na micro-estrutura dos materiais investigados. Por não ser este o foco, o presente trabalho destina-se apenas à realização de exemplificações, conforme a seguir.

### 2.1.3.1 Propriedades Dielétricas de Materiais Cerâmicos em Frequências de Micro-ondas

O dióxido de titânio (TiO<sub>2</sub>) possui elevada permissividade dielétrica ( $\epsilon_r = 104$  @ 3 GHz), mas elevada instabilidade (flutuação) térmica visto que seu  $\tau_f$  é +427 ppm K<sup>-1</sup> [73]. Outros exemplos de materiais que possuem elevada permissividade relativa nas micro-ondas e variabilidade térmica incluem o titanato de estrôncio (SrTiO<sub>3</sub>) com  $\epsilon_r = 190$  e  $\tau_f = +1600$  ppm K<sup>-1</sup> e o titanato de cálcio (CaTiO<sub>3</sub>), com  $\epsilon_r = 170$  e  $\tau_f = +800$  ppm K<sup>-1</sup> [73]. Apresentam permissividade relativa intermediária e parâmetro de estabilidade térmica negativo, por exemplo, o aluminato de lantânio

<sup>3</sup> A variância residual foi uma estatística arbitrariamente escolhida. Outros resultados, tais como rms dos resíduos, erro padrão assintótico, e a matriz de correlação de ajuste dos parâmetros do modelo, são obtidos pelo método dos mínimos quadrados. O ajuste linear foi realizado utilizando o programa gnuplot.

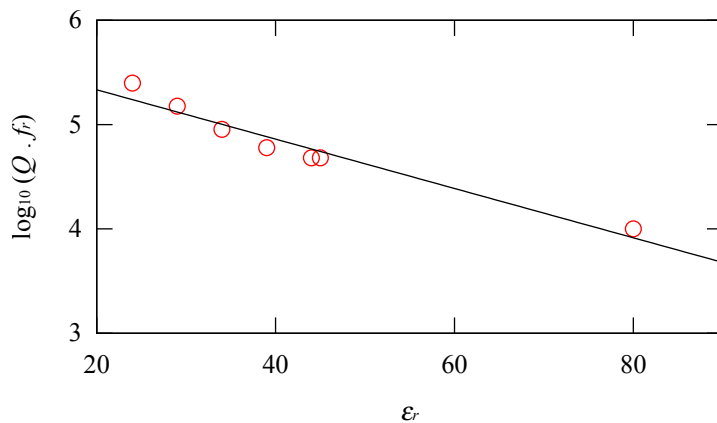
( $\text{LaAlO}_3$ ,  $\epsilon_r = 23$ ,  $\tau_f = -44 \text{ ppm K}^{-1}$ ), o aluminato de neodímio ( $\text{NdAlO}_3$ ,  $\epsilon_r = 22$ ,  $\tau_f = -33 \text{ ppm K}^{-1}$ ) [73], e o titanoniobato de gadolínio ( $\text{GdTiNbO}_6$ ,  $\epsilon_r = 20$ ,  $\tau_f = -52 \text{ ppm } ^\circ\text{C}^{-1}$ ) [66]. O titanoniobato de praseodímio ( $\text{PrTiNbO}_6$ ) apresenta permissividade relativa igual a 53 e  $\tau_f = +56 \text{ ppm } ^\circ\text{C}^{-1}$ , o que em teoria possibilita o controle das propriedades dielétricas a partir da formação de uma solução sólida com  $\text{GdTiNbO}_6$  [66]. A hexaferrita tipo-Z apresenta  $\epsilon_r = \mu_r \approx 16$  e tangente de perda aproximadamente igual a  $2 \times 10^{-3}$  [2], enquanto a granada de ferro e ítrio (YIG) apresenta  $\epsilon_r = 9,189$ ,  $\tan \delta = 1 \times 10^{-3}$  @ 7,69 GHz e  $\tau_f$  igual a  $-283,82 \text{ ppm } ^\circ\text{C}^{-1}$  [96]. No caso da YIG, Krupka e colaboradores [97] reportaram valores próximos a 16 para a permissividade efetiva e tangente de perda dielétrica aproximadamente igual a  $5 \times 10^{-5}$  (@ 6 GHz,  $\mathbf{b} = 2 \text{ T}$ ).

Na Tab. 2.5 estão listados soluções sólidas e compósitos comerciais com seus respectivos valores de  $\epsilon_r$  e  $Q_u \times f_r$ , para os quais é alegado que  $\tau_f = 0 \text{ ppm } ^\circ\text{C}^{-1}$  [71].

**Tabela 2.5:** Lista de cerâmicas ressoadoras de micro-ondas comerciais com  $\tau_f$  nulo.

Material (Abreviatura)	$\epsilon_r$	$Q_u \times f_r$
		GHz
$\text{BaMg}_{1/3}\text{Ta}_{2/3}\text{O}_3$ (BMT)	24	$250 \times 10^3$
$\text{BaZn}_{1/3}\text{Ta}_{2/3}\text{O}_3$ (BZT)	29	$150 \times 10^3$
$\text{Ba}(\text{Co,Zn})_{1/3}\text{Nb}_{2/3}\text{O}_3$ (BCZN)	34	$90 \times 10^3$
$\text{SrTiO}_3\text{--LaAlO}_3$ (STLA)	39	$60 \times 10^3$
$\text{CaTiO}_3\text{--NdAlO}_3$ (CTNA)	45	$48 \times 10^3$
$\text{ZrTiO}_4\text{--ZnNb}_2\text{O}_6$ (ZTZN)	44	$48 \times 10^3$
$\text{Ba}_4\text{Nd}_{9,333}\text{Ti}_{18}\text{O}_{54}$ (BNT)	80	$10 \times 10^3$

Interessantemente, em se plotando o gráfico de  $\log_{10}(Q_u \times f_r)$  contra  $\epsilon_r$ , é obtida uma linha reta, ilustrando o princípio físico de que a perda e a permissividade dielétrica não são variáveis independentes [71, 72].



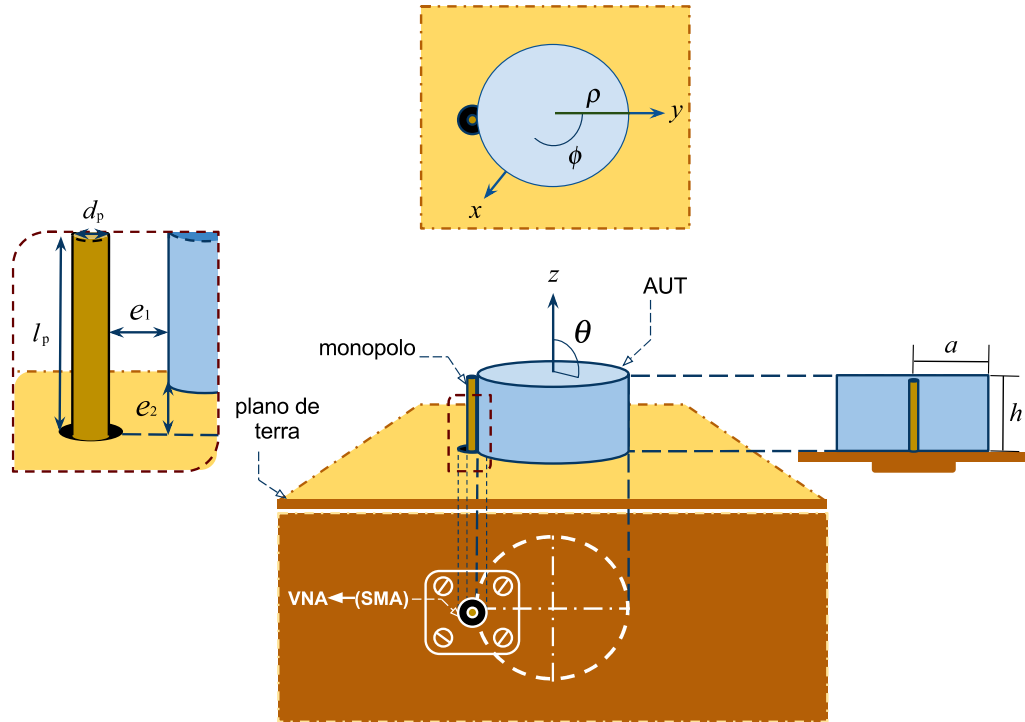
**Figura 2.3:** Gráfico de  $\log_{10}(Q_u \times f_r)$  contra  $\epsilon_r$  para ressoadores comerciais com  $\tau_f$  nulo (Base: Tab. 2.5).

## 2.2 CDRAs Homogêneas

CDRAs homogêneas referem-se a antenas cuja constituição compreende apenas um dos materiais desenvolvidos, atuando individualmente, de forma que não há interação com qualquer outro meio dielétrico que não seja o ar na vizinhança do arranjo experimental. A base teórica para as próximas seções encontra-se relatada nas seções 1.1, 1.1.1, 1.2, 1.3, 1.6 e 1.6.1.

### 2.2.1 Configuração e Procedimento Experimental

Nesta seção, os dielétricos serão analisados individualmente como antenas ressoadoras. Portanto, seguindo o experimento introduzido por Long e colaboradores [9], as antenas sob investigação (AUTs) são posicionadas na superfície de um plano de terra retangular e próximas ao condutor central (monopolo) de um conector SMA, o qual atua propriamente como antena primária supridora de energia, sendo este conector interligado ao VNA por cabo coaxial. Nesta nova configuração, ilustrada na Fig. 2.4, o híbrido  $\text{HEM}_{11\delta}$  será o modo fundamental excitado, resultante do acoplamento de energia à CDRa. O plano de terra de cobre, medindo  $355 \text{ mm} \times 300 \text{ mm} \times 2,14 \text{ mm}$ , é suportado em estrutura de polietileno; a ponta de prova do cabo coaxial recoberta com ouro é normal ao plano de terra e transpassa-o através de orifício circular maior do que o diâmetro externo do conector; o conector SMA é aparafusado na superfície anterior do plano de terra. O monopolo de alimentação mede  $l_p = 9 \text{ mm}$  de comprimento, possui diâmetro (padrão) igual a  $d_p \approx 1,27 \text{ mm}$  e está localizado em  $\phi = 0^\circ$ ,  $\rho = a$  e  $z = 0$  (Fig. 2.4)<sup>3</sup>. Os CDRAs possuem raio  $a$ , altura  $h$  e permissividade dielétrica relativa  $\epsilon_r$ , conforme especificado nas Tabs. 2.1 e 2.2.



**Figura 2.4:** Configuração experimental para análise das AUTs individuais.

Todos os protótipos fabricados e examinados experimentalmente foram verificados por simulação computacional via HFSS, no que foi promovido o confronto entre ambos resultados. Um dos objetivos deste estudo consiste na validação numérica do arranjo experimental. Vantajosamente, a alta sensibilidade dos resultados em função do intervalo de ar  $e_1$  e  $e_2$  (detalhados na Fig. 2.4) pode ser confirmada. Portanto, foram considerados no procedimento computacional valores para ambos intervalos de ar iguais a  $50 \mu\text{m}$  [98, 99].

<sup>3</sup> Destarte, o gráfico do padrão de irradiação da componente  $e_\theta$  contra  $\theta$  para  $\phi = 0^\circ$  é de interesse, assim como o padrão da componente  $e_\phi$  fixando  $\phi$  em  $90^\circ$ . As principais características de irradiação da antena são apresentadas nestes dois padrões [9].

### 2.2.2 Discussão de Resultados

Num primeiro momento, visando à observação da variabilidade da resposta ressonante decorrente do acoplamento da energia proveniente da alimentação monopolar à CDRa, a mesma deve ser posicionada em diferentes posições até que se obtenha uma resposta satisfatória. Considerando que no procedimento experimental as AUTs sobre o plano de terra são encostadas no monopolo, foi observada uma dispersão do parâmetro frequência de ressonância de aproximadamente 35 MHz relativa ao valor médio, em treze variações de posição, devido fundamentalmente à presença de intervalos de ar entre o plano de terra e a amostra, e entre o monopolo e a amostra [98, 99]. A faixa espectral, média aritmética e desvio padrão de  $f_r$  são reportados na Tab. 2.6.

**Tabela 2.6:** Variabilidade das respostas em frequência das CDRAs homogêneas sob investigação.

	Intervalo	Média	Desvio padrão
AUT	GHz	GHz	MHz
CRFO100	[4,61, 4,73]	4,69	32
CRFO50	[4,29, 4,41]	4,36	38
FCTO100	[3,99, 4,09]	4,04	35

O desempenho de irradiação das CDRAs é analisado em termos da frequência de ressonância, largura de banda, impedância de entrada e padrão de irradiação. Os parâmetros perda de retorno da impedância de entrada na frequência de ressonância ( $S_{11} \leq -10$  dB) e impedância de entrada das antenas (partes real e imaginária) (1) em função da frequência e (2) na carta de Smith, obtidos experimentalmente (EXP) e por simulação numérica pelo programa HFSS (SIM), são ilustrados nas Figs. 2.5(a)–2.7(c). A faixa de frequência comum observada na análise de todas as amostras estende-se de 3,6 GHz a aproximadamente 5,0 GHz.

Em torno da frequência de ressonância, os valores numéricos e experimentais concordam satisfatoriamente bem (Tab. 2.7). Não obstante, conforme apresentado nas Figs. 2.5–2.7, sobretudo no caso da impedância, à medida que se afasta deste intervalo, há a tendência de divergência, indicativo de que a eficácia do procedimento numérico, considerados os parâmetros observados, é restrita a faixa relativamente estreita. Os valores das frequências ressonantes deste conjunto de antenas variaram entre [4,00, 4,67] GHz, com a maior frequência ressonante ocorrendo para o menor valor de  $\epsilon_r$  (amostra CRFO100).

**Tabela 2.7:** Frequência de ressonância e perda de retorno dos CDRAs individuais.

AUT	$f_r$			$S_{11} @ f_r$	
	EXP	SIM	erro	EXP	SIM
	GHz	GHz	%	dB	dB
CRFO100	4,67	4,67	0,00	−43,41	−43,41
CRFO50	4,29	4,29	0,00	−36,75	−48,84
FCTO100	4,00	4,00	0,00	−50,61	−44,61

A frequência de ressonância obtida experimentalmente foi comparada a valores calculados mediante emprego de modelos empírico-analíticos (seção 1.1). Os resultados encontram-se

encerrados na Tab. 2.8. Excetuando-se o modelo da Eq. 1.1.11, pode-se considerar que houve satisfatória concordância por parte dos demais modelos.

Nos gráficos da Fig. 2.8, os quais resultam do cálculo dos modelos propostos pelas Eqs. 1.1.1–1.1.11, estão delineadas, para diferentes proporções geométricas dos materiais examinados, os valores para  $k_0a$  e  $Q_i$ ; em cada curva,  $\epsilon_r$  é constante. Está evidenciada a proporcionalidade direta entre  $\epsilon_r$  e  $Q_i$ . Por exemplo, o material que possui a maior  $\epsilon_r$  (FCTO100) apresenta o maior  $Q_i$ . Considerando as dimensões dos protótipos fabricados, os valores de  $a : 2h$  nos gráficos da Fig. 2.8 são 0,4804 para CRFO100, 0,5273 para CRFO50 e 0,5251 para FCTO100. De acordo com os gráficos na Fig. 2.8(a) e na Fig. 2.8(d), considerando a faixa reproduzida e supondo boa reprodutibilidade por parte dos modelos pertinentes, resulta que para peças que possuam maior diâmetro, é possível operar, a frequências mais elevadas, em bandas mais largas. Por apresentarem valores próximos de  $\epsilon_r$ , há uma tendência à convergência, à medida que se avança na frequência, em relação ao parâmetro  $Q_i$ , observado nos modelos expressos pelas Eqs. 1.1.3 e 1.1.12. O modelo expresso pela Eq. 1.1.6, plotado na Fig. 2.8(b) apresenta um valor mínimo (no intervalo [1,5, 2,0] de  $a : 2h$ ) para o qual se observa a operação na banda mais larga o possível.

**Tabela 2.8:** Frequência de ressonância experimental comparada a valores obtidos por modelos empírico-analíticos.

AUT	$f_r$							
	Eq. 1.1.2	erro	Eq. 1.1.5	erro	Eq. 1.1.8	erro	Eq. 1.1.11	erro
	GHz	%	GHz	%	GHz	%	GHz	%
CRFO100	4,766	1,89	4,668	0,18	4,749	1,53	5,057	7,53
CRFO50	4,207	1,99	4,154	3,28	4,257	0,79	4,394	2,35
FCTO100	4,035	0,86	3,991	0,22	4,084	2,05	4,181	4,33

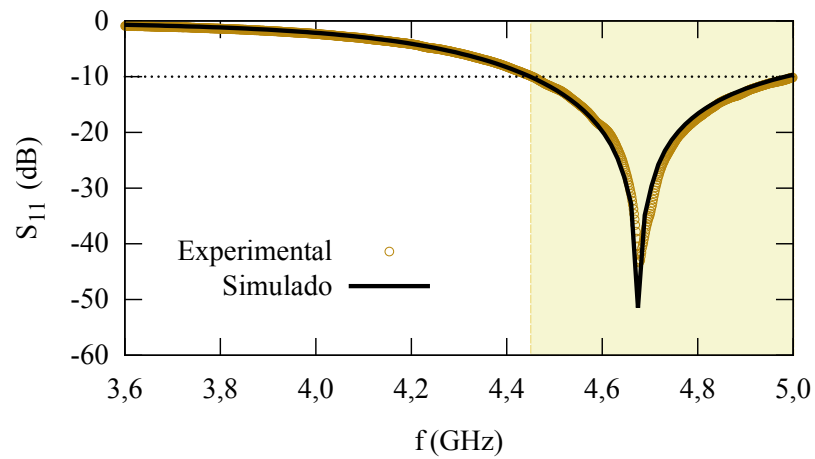
Na Tab. 2.9, constam os valores calculados para  $Q_i$  de acordo com os modelos correspondentes. Não foram feitas medições experimentais do  $Q_i$ .

**Tabela 2.9:** Fator de qualidade de irradiação calculado a partir de modelos empírico-analíticos para as AUTs CRFO100, CRFO50 e FCTO100.

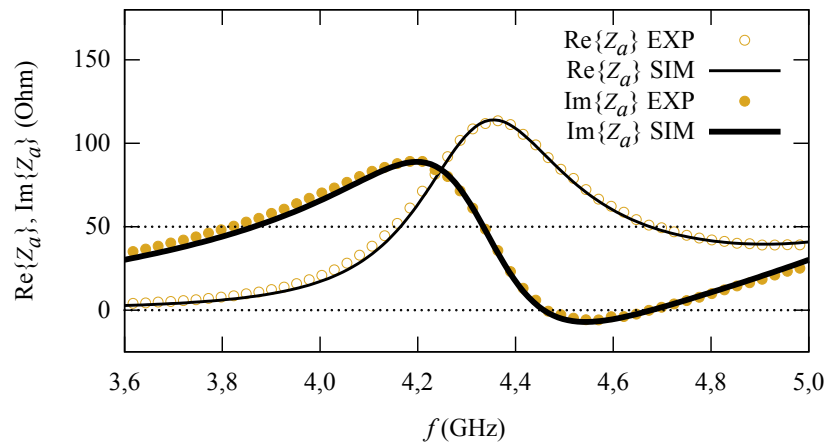
AUT	$Q_i$			
	Eq. 1.1.3	Eq. 1.1.6	Eq. 1.1.9	Eq. 1.1.12
CRFO100	6,96	6,98	4,74	8,20
CRFO50	10,56	10,59	7,76	11,61
FCTO100	12,18	12,21	9,03	13,07

A largura de banda, segundo critérios observados (seção 1.3), é apresentada na Tab. 2.10. É considerado que a antena funciona quando  $S_{11} \leq -10$  dB. Em teoria, a otimização da largura de banda implica em minimizar a energia armazenada pelo ressoador, e maximizar da potência irradiada.

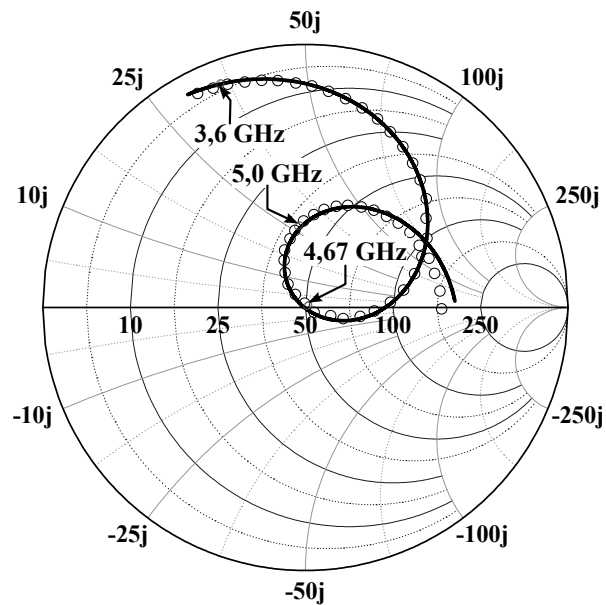




(a) Perda de retorno em função da frequência.



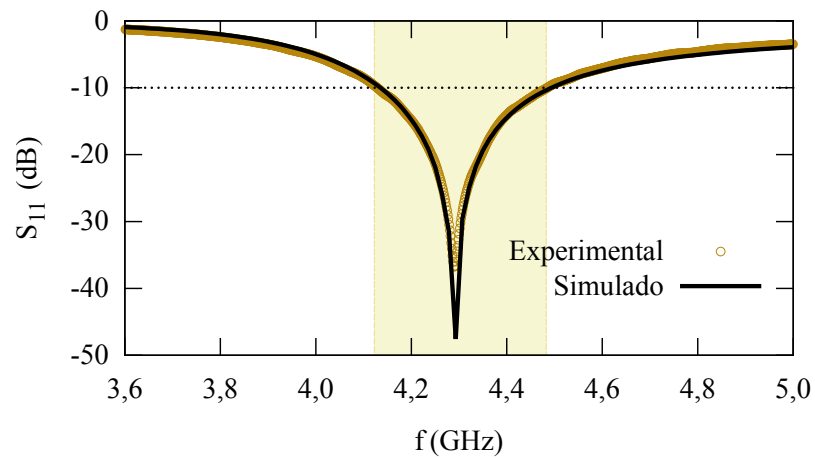
(b) Partes real e imaginária da impedância de entrada em função da frequência.



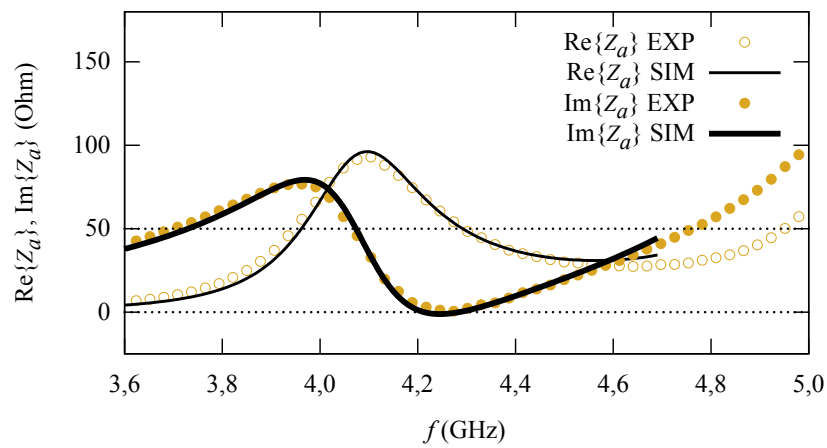
(c) Impedância de entrada da antena na carta de Smith (experimento: círculos; simulado: linha).

**Figura 2.5:** Dados experimentais em confronto com resultados numéricos para a [AUT CRFO100](#).

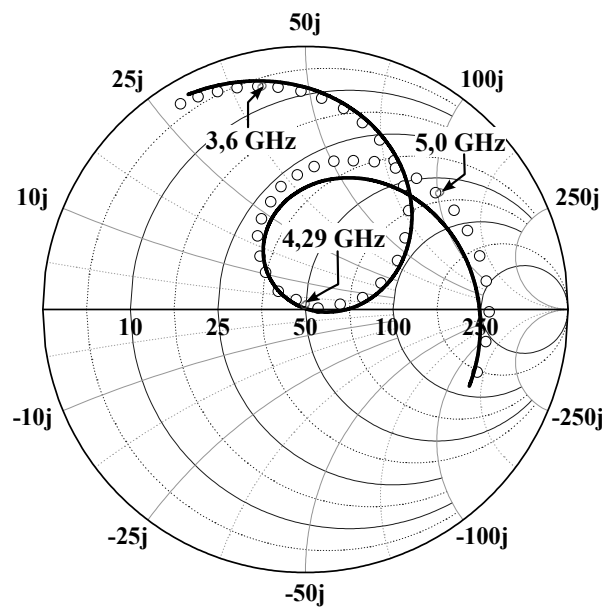




(a) Perda de retorno em função da frequência.

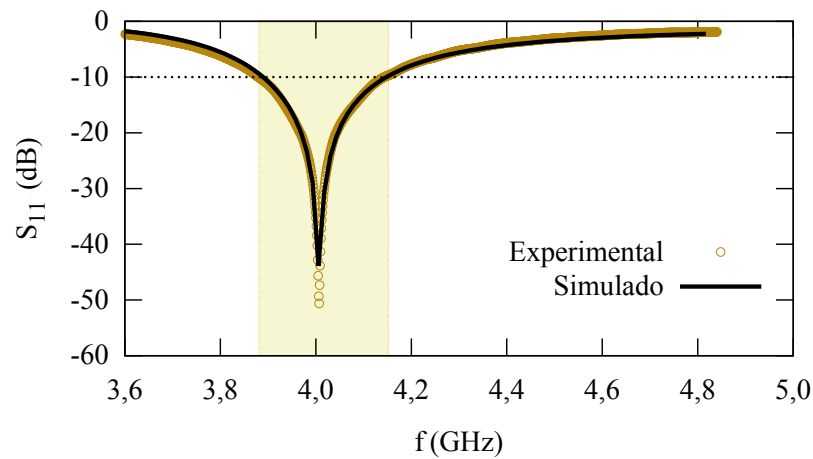


(b) Partes real e imaginária da impedância de entrada em função da frequência.

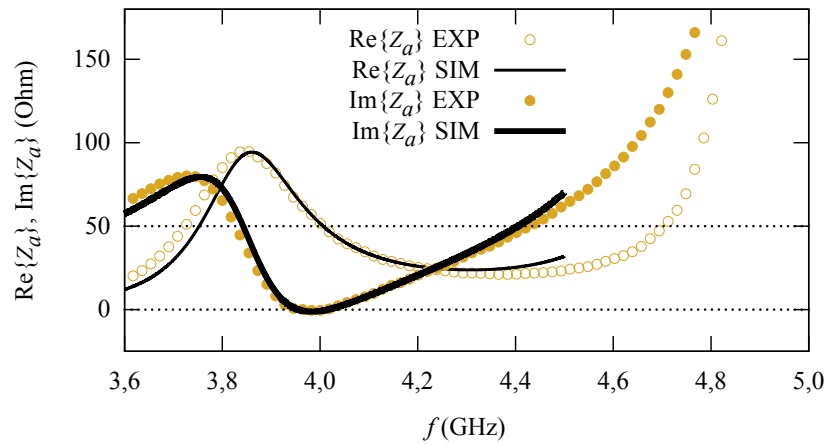


(c) Impedância de entrada da antena na carta de Smith (experimento: círculos; simulado: linha).

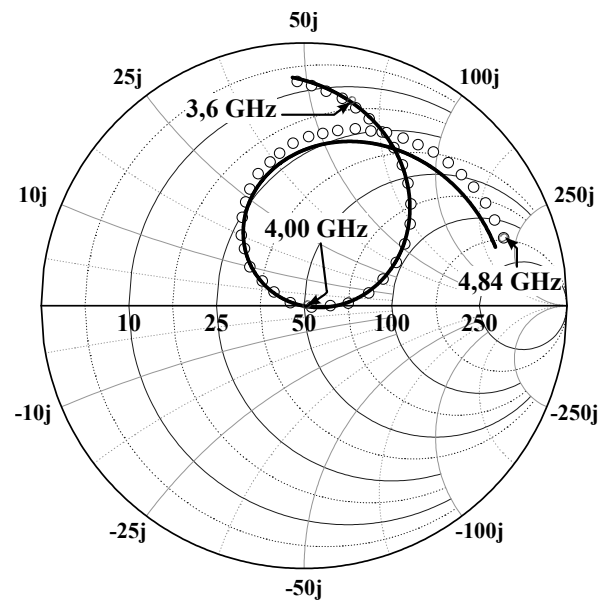
**Figura 2.6:** Dados experimentais em confronto com resultados numéricos para a [AUT CRFO50](#).



(a) Perda de retorno em função da frequência.

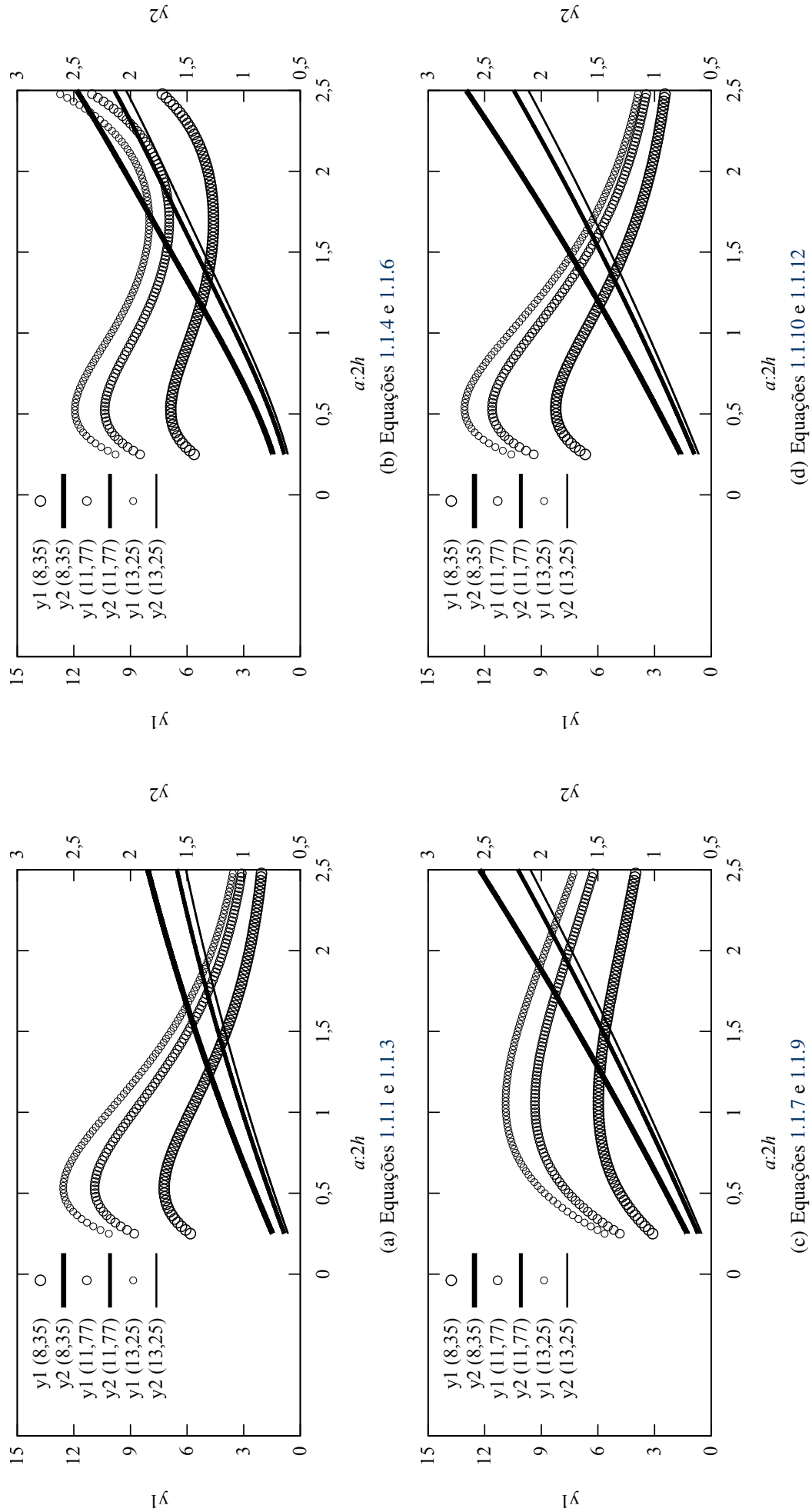


(b) Partes real e imaginária da impedância de entrada em função da frequência.



(c) Impedância de entrada da antena na carta de Smith (experimento: círculos; simulado: linha).

**Figura 2.7:** Dados experimentais em confronto com resultados numéricos para a AUT FCTO100.



**Figura 2.8:** Influência da proporção geométrica das **CDRAs** sobre ( $y_1 \equiv Q_i$ ) e ( $y_2 \equiv k_0 a$ ) para um valor fixo de  $\epsilon_r$  (**CRFO100** (8,35), **CRFO50** (11,77) e **FCTO100** (13,25)).

**Tabela 2.10:** Largura de banda das CDRA's individuais.

AUT	BW (Eq. 1.3.10)		BW (Eq. 1.3.11)		BW (Eq. 1.3.12)		BW (FCC)	
	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM
	%	%			%	%	MHz	MHz
CRFO100	11,70	11,62	1,12	1,12	11,58	11,50	547,13	543,48
CRFO50	8,27	8,37	1,09	1,09	8,24	8,32	354,88	358,94
FCTO100	6,53	6,43	1,07	1,07	6,52	6,41	261,59	257,54

Conforme exposto nos resultados obtidos, como as maiores larguras de banda, enquanto critério, estão associadas aos materiais que possuem menores valores de  $\epsilon_r$ , uma possível estratégia de otimização implica na minimização de  $Q_i$ , e portanto de  $\epsilon_r$ . Como BW é inversamente proporcional a  $Q_i$ , para o menor valor de  $Q_i$  observado, foi obtida a maior largura de banda (CRFO100) dentre as amostras de antena investigadas.

**Tabela 2.11:** Complemento da Tabela 2.10.

AUT	$f_l$			$f_u$		
	EXP	SIM	erro	EXP	SIM	erro
	GHz	GHz	%	GHz	GHz	%
CRFO100	4,45	4,46	0,22	5,00	5,00	0,00
CRFO50	4,13	4,14	0,24	4,48	4,50	0,45
FCTO100	3,88	3,89	0,26	4,14	4,15	0,24

Para se ter uma ideia mais precisa do comportamento da antena, foram comparados os valores obtidos experimentalmente e por simulação, em termos do confronto entre as partes real e imaginária de  $Z_a$  e  $f_r$ , e na carta de Smith (Figs. 2.5(b)–2.7(c)). Quanto mais elevado o valor no qual se dá a  $f_r$ , maiores são os valores de pico observados para a resistência da antena (Figs. 2.5(b), 2.6(b) e 2.7(b)). Possuindo o conector SMA uma impedância característica de aproximadamente 50Ω, o ponto de melhor casamento, o qual coincide na frequência de ressonância da antena, ocorre numa frequência acima do ponto de máxima resistência. Este é um resultado geral para antenas alimentadas por conectores SMA [100]. Quanto à natureza da resposta de impedância nas diferentes regiões da carta de Smith, verifica-se que na faixa espectral considerada, todas as antenas estão situadas predominantemente na região indutiva (Figs. 2.5(c), 2.6(c) e 2.7(c)). Um satisfatório casamento de impedância também pode ser verificado no ponto em que a antena ressoa devido à excitação do modo  $HEM_{11\delta}$ , na qual a parte real da impedância está próxima do valor 50Ω, e a parte imaginária próxima a zero. Esta é uma das vantagens do uso de CDRA's [55].

Conforme observado em todos os casos analisados, a curva (em formato de laço) observada nas cartas de Smith, formada por valores de frequências, ocorre predominantemente na região indutiva da carta. Na medida em que a frequência de ressonância avança para maiores valores, estas curvas fechadas tendem a diminuir a sua abertura. Na Tab. 2.12 constam os dados experimentais obtidos para a impedância complexa, sendo comparados ao resultado da validação numérica executada pelo HFSS, no que foi observada boa concordância entre valores teóricos e experimentais.

**Tabela 2.12:** Resultados experimentais e simulados de  $|Z_a|$  e das suas partes real e imaginária para as CDRAs homogêneas nas suas correspondentes frequências de ressonância.

	Re $\{Z_a\}$		Im $\{Z_a\}$		$ Z_a $		
	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM	erro
AUT	$\Omega$	$\Omega$	$\Omega$	$\Omega$	$\Omega$	$\Omega$	%
CRFO100	50,40	49,37	0,24	-0,14	50,40	49,37	2,09
CRFO50	50,42	49,96	1,41	0,29	50,44	49,96	0,96
FCTO100	49,67	49,37	-0,20	-0,85	49,67	49,96	0,59

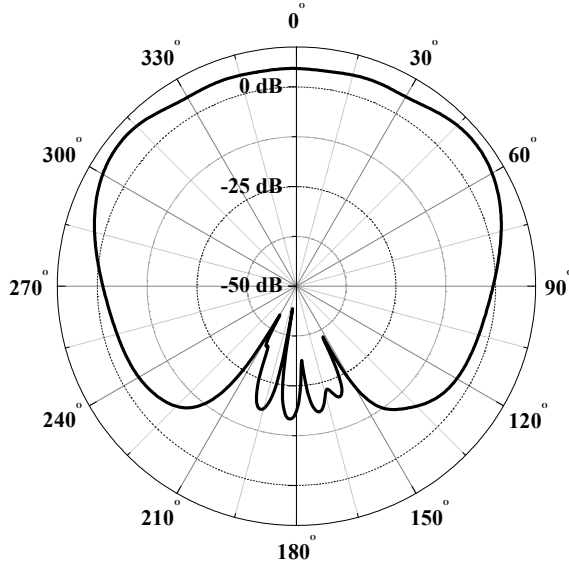
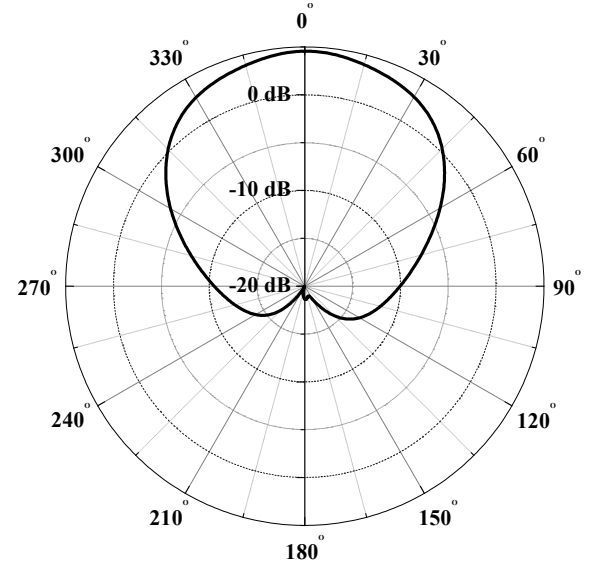
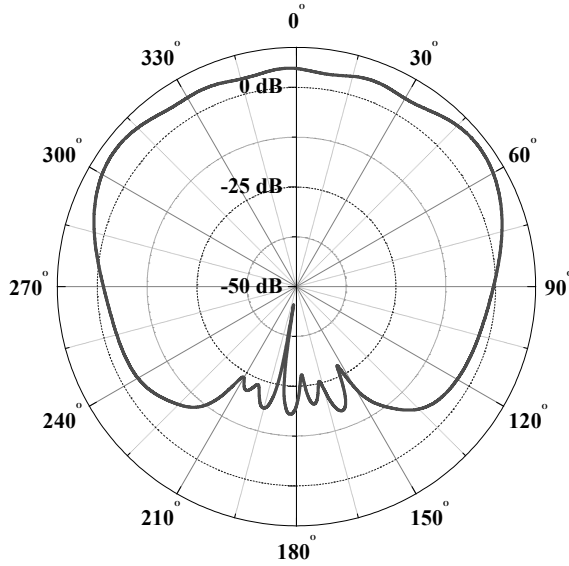
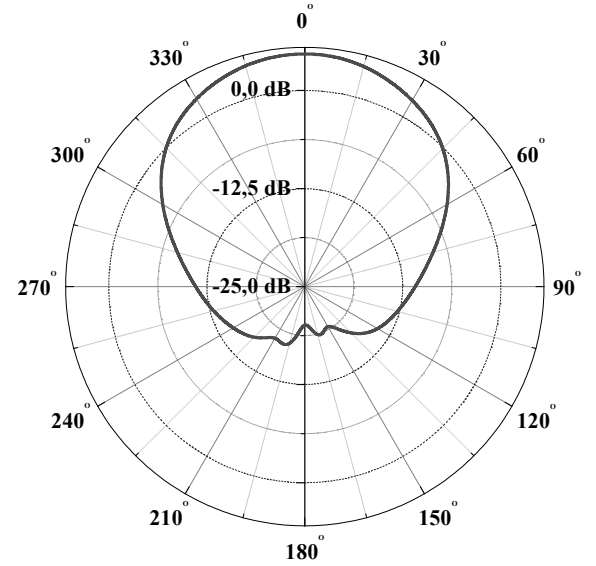
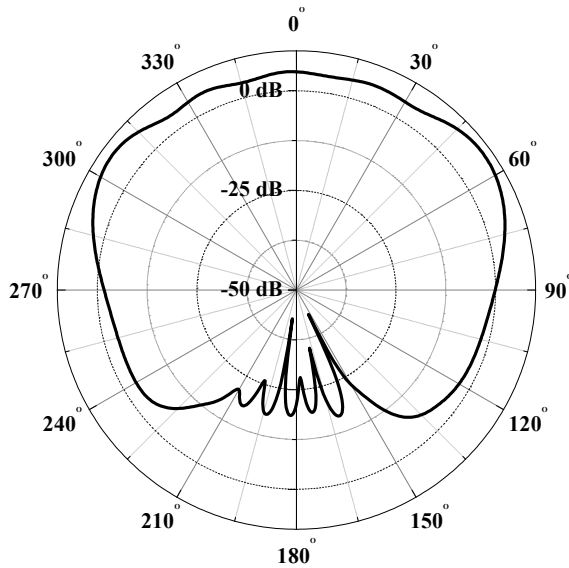
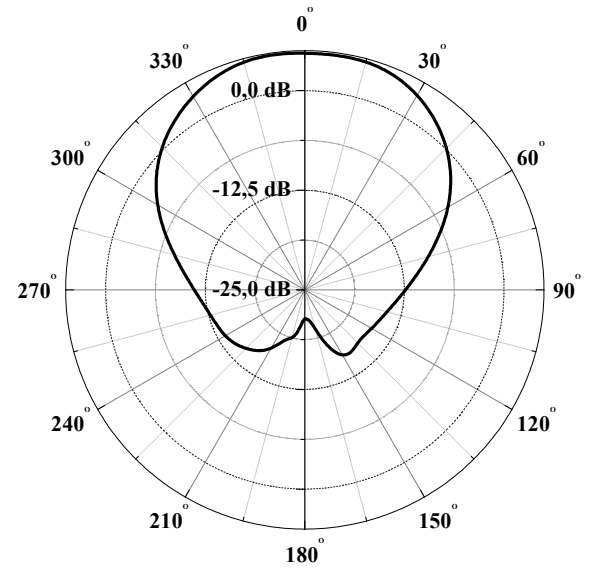
Os diagramas de irradiação em campo distante foram obtidos na frequência de ressonância do protótipo em questão. Considerando o plano  $xy$  (componente  $e_\phi$ , Figs. 2.9(a), 2.9(c) e 2.9(e)) e o plano  $xz$  (componente  $e_\theta$ , Figs. 2.9(b), 2.9(d) e 2.9(f)), os diagramas foram obtidos exclusivamente por simulação. O padrão de irradiação  $e_\phi$  é obtido fixando-se o valor da frequência (no caso, fixa-se a frequência de ressonância da AUT) e de  $\phi$  enquanto  $\theta$  é variado. Semelhantemente, o padrão de irradiação  $e_\theta$  é obtido fixando-se o valor da frequência e de  $\phi$  enquanto  $\theta$  é variado.

O padrão de irradiação do modo  $HEM_{11\delta}$  assemelham-se idealmente ao padrão de meio dipolo paralelo ao plano de terra [51]. De fato, o mecanismo de irradiação pode excitar mais do que um modo, de tal forma que o padrão não se assemelhará ao ideal. Além disso, na prática o plano de terra de extensão finita causará ao padrão que seu perfil afaste-se do ideal. Assim sendo, esta é uma diferença crucial em comparação ao padrão simulado, no qual é considerado plano de terra infinito.

Para os três dielétricos, considerando separadamente o plano  $xz$  e o plano  $yz$ , os padrões de irradiação são idênticos. A simetria dos padrões está relacionada à localização da alimentação monopolar em  $\phi = 0^\circ$ , sendo também diretamente relacionados ao modo excitado nas CDRAs. Em comum, apresentam lóbulos anteriores com menor intensidade em relação aos lóbulos principais. No caso dos padrões  $e_\phi$  ( $\phi = 0^\circ$ ), os lóbulos anteriores tendem a formar nulos em determinadas direções no intervalo compreendido entre  $[150, 210]^\circ$ , apresentam lóbulo principal consideravelmente mais largo do que aqueles observados no padrão  $e_\phi$  ( $\phi = 90^\circ$ ). Por isso, o lóbulo observado no padrão  $e_\phi$  ( $\phi = 90^\circ$ ) das amostras investigadas é moderadamente direcional, e assemelha-se à uma curva cardioide, principalmente aquele da amostra CRFO100. De maneira geral, a grande semelhança percebida entre os padrões das amostras deve-se ao fato da constituição ( $\epsilon_r$ ) e geometria das amostras analisadas apresentarem valores próximos. A largura angular em 3 dB ( $\Delta\theta$ ) e a direção ( $d_i$ ) em que se dá a máxima magnitude ( $m_i$ ) pertinentes aos padrões de irradiação da Fig. 2.9 são apresentadas na Tab. 2.13.

**Tabela 2.13:** Parâmetros de irradiação, na frequência ressonante, dos lóbulos principais das CDRAs homogêneas, obtidos via simulação numérica.

	Plano $xz$ : $e_\phi$ ( $\phi = 0^\circ$ )			Plano $yz$ : $e_\phi$ ( $\phi = 90^\circ$ )		
	$\Delta\theta$	$d_i$	$m_i$	$\Delta\theta$	$d_i$	$m_i$
AUT	$^\circ$	$^\circ$	dB	$^\circ$	$^\circ$	dB
CRFO100	152,5	54	7,94	61	352,5	4,72
CRFO50	149	52	7,60	51	0	4,62
FCTO100	149	51,5	7,35	54,5	0,5	4,61

(a)  $e_\phi(\phi = 0^\circ)$ , CRFO100 @  $f_r = 4,67$  GHz(b)  $e_\phi(\phi = 90^\circ)$ , CRFO100 @  $f_r = 4,67$  GHz(c)  $e_\phi(\phi = 0^\circ)$ , CRFO50 @  $f_r = 4,29$  GHz(d)  $e_\phi(\phi = 90^\circ)$ , CRFO50 @  $f_r = 4,29$  GHz(e)  $e_\phi(\phi = 0^\circ)$ , FCTO100 @  $f_r = 4,00$  GHz(f)  $e_\phi(\phi = 90^\circ)$ , FCTO100 @  $f_r = 4,00$  GHz

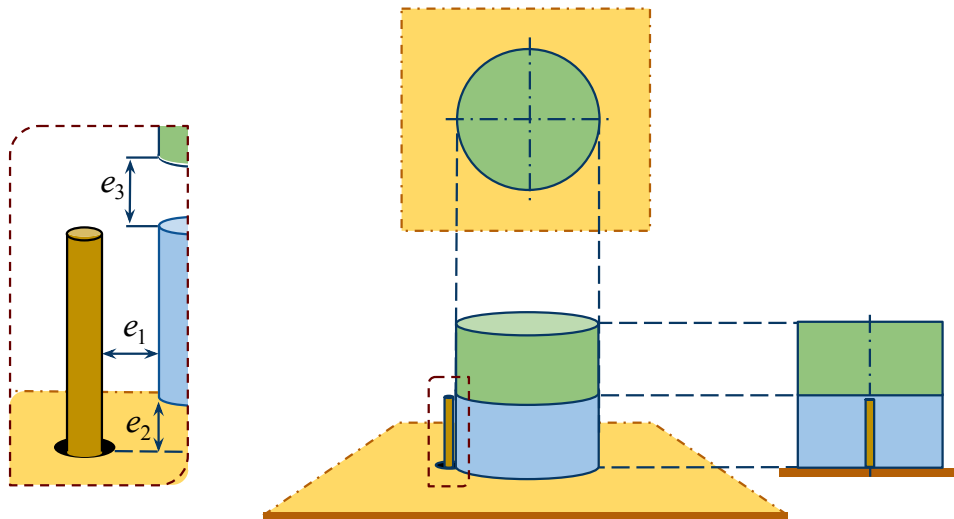
**Figura 2.9:** Padrões de irradiação das AUTs obtidos por simulação (HFSS) no plano  $xz$  (a, c, e) e no plano  $yz$  (b, d, f).

## 2.3 Remodelagem da Largura de Banda

Em geral, antenas ressoantes apresentam, intrinsecamente, largura de banda limitada [20]. Várias pesquisas têm como meta justamente a remodelagem da largura de banda de *DRAs*. Nestes trabalhos são levados em consideração aspectos geométricos, combinação de substâncias distintas e arranjos de alimentação diversos [26]–[49]. Trabalhar com múltiplos ressoadores, cada qual projetado para ressoar numa frequência específica, permite que da sua combinação faça resultar numa operação em banda larga [29] ou mesmo em múltiplas bandas, devido à excitação de outros modos no interior do volume das *CDRAs*. Cada ressoador pode ser sintonizado aproximadamente de forma independente dos demais, e esta possibilidade aumenta a flexibilidade do projeto. Uma configuração típica envolve o empilhamento de *CDRAs* de constituição material distinta, mesma geometria e aproximadamente as mesmas dimensões. Considerando, *p. ex.*, alimentação monopolar e como suporte um plano de terra, uma *CDRA* em contato com o plano de terra é excitada pela sonda, enquanto a segunda *CDRA*, no topo da primeira, é eletromagneticamente acoplada à inferior, de tal forma que o efeito da ponta de prova é reduzido. Esta parte da pesquisa representa uma extensão do trabalho originalmente desenvolvido em [12], apresentado nas seções anteriores sobre a caracterização e operacionalidade de *CDRAs* individuais.

### 2.3.1 Configuração Experimental

O esquema proposto na presente investigação compreende o empilhamento intercambiável de duas *CDRAs* com permissividade distintas e aproximadamente as mesmas dimensões. O arranjo experimental, conforme ilustrado na Fig. 2.10, é essencialmente o mesmo empregado na análise das *CDRAs* homogêneas descrito na Fig. 2.4.



**Figura 2.10:** Configuração do conjunto formado pelas *CDRAs* empilhadas sobre plano de terra retangular com alimentação monopolar. No detalhe, os intervalos de ar possíveis entre as partes no caso envolvendo empilhamento de *CDRAs*. São apresentadas as vistas em perspectiva, frontal e superior.



### 2.3.2 Discussão de Resultados

Em primeiro lugar, nesta seção são analisadas exclusivamente as peças baseadas nas fases designadas por **CRFO** e **FCTO** (por não haver possibilidade de equívocos, a numeração complementar é omitida). São observados, portanto, dois empilhamento distintos: cada corpo de prova é alternadamente é posicionado sobre o plano de terra e encostado no monopolo. Por exemplo, a sequência descrita por **CRFO/FCTO** significa que **CRFO** está posicionado sobre o plano de terra e encostado no monopolo ao passo que **FCTO** está posicionado sobre **CRFO**. Intercambiando o empilhamento, a outra sequência analisada foi **FCTO/CRFO**.

Para ilustrar a possível variabilidade experimental em função da posição da *CDRA* em relação à sonda e ao plano de terra, os parâmetros correspondentes aos intervalos de ar  $e_i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), ilustrados na Fig. 2.10. Dada a dificuldade de medição dos intervalos de ar entre a *CDRA* inferior e as partes metálicas, foi realizado um estudo paramétrico considerando unicamente valores para estes dois intervalos <sup>4</sup>, sendo os resultados que apresentaram melhor ajuste em relação às práticas experimentais reportados na Tab. 2.14.

**Tabela 2.14:** Permissividades relativas e intervalos de ar observados na simulação (HFSS).

Empilhamento	$\epsilon_r$		$e_1$		$e_2$	
			$\mu\text{m}$		$\mu\text{m}$	
	CRFO	FCTO	CRFO	FCTO	CRFO	FCTO
CRFO/FCTO	8,31	13,25	2	49	45,00	11,39
FCTO/CRFO	8,31	13,25	50	50	10,61	50,00

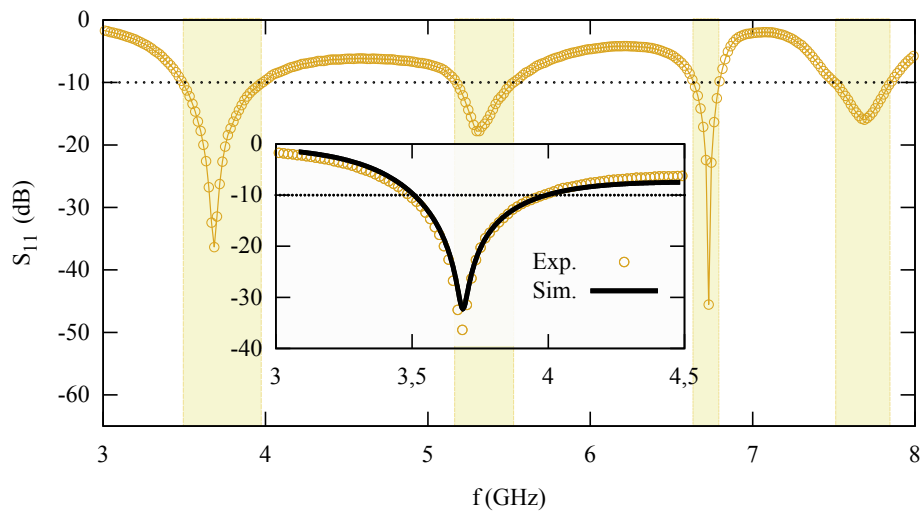
Deve-se observar que o valor da permissividade da amostra **CRFO** considerado no procedimento computacional é menor do que aquele obtido experimentalmente.

Os mesmos critérios de desempenho de irradiação analisados no estudo das *CDRAs* individuais são observados para os empilhamentos: frequência de ressonância, largura de banda, impedância de entrada e padrão de irradiação. A perda de retorno da impedância de entrada na frequência de ressonância ( $S_{11} \leq -10\text{ dB}$ ) e a impedância de entrada das antenas (partes real e imaginária) em função da frequência e na carta de Smith, obtidos experimentalmente (EXP) e por simulação numérica (SIM), são ilustrados nas Figs. 2.11–2.12. A comparação entre os resultados numéricos e as medidas dos protótipos fabricados, no intuito de validar experimentalmente a operação dos dispositivos descritos, é realizada numa faixa que se estende de 3,0GHz a aproximadamente 4,5GHz. A faixa de frequência observada experimentalmente, comum a todos os empilhamentos, varia de 3,0GHz a 8,0GHz.

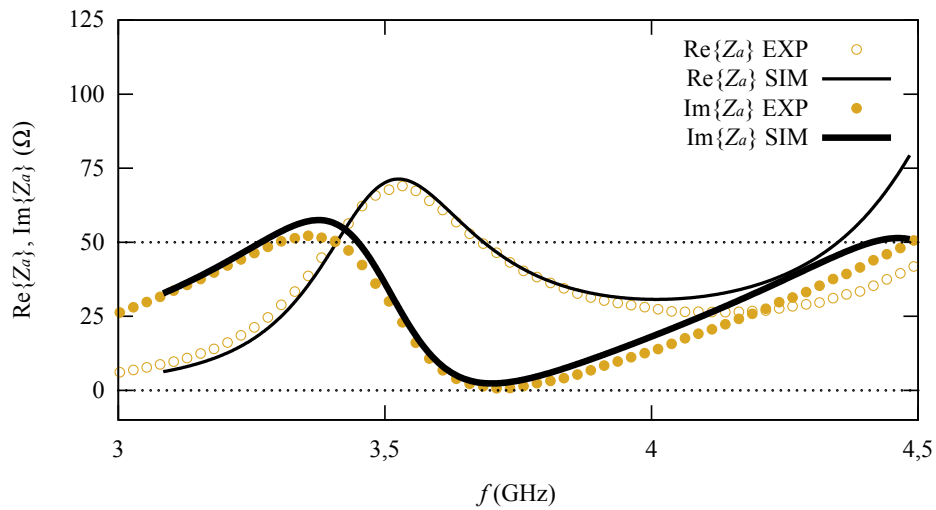
Em ambos empilhamentos, é observado que a ocorrência da primeira ressonância se dá num valor inferior àquele observado para as  $f_r$ s das *CDRAs* homogêneas. Sendo mantidos fixos o plano de terra e o comprimento/diâmetro da sonda de alimentação, o acoplamento de energia ocorrido

<sup>4</sup> O intervalo de ar entre os dois ressoadores,  $e_3$ , não foi considerado no estudo paramétrico; ainda assim, conforme será apresentado, a qualidade dos resultados obtidos não foi comprometida.

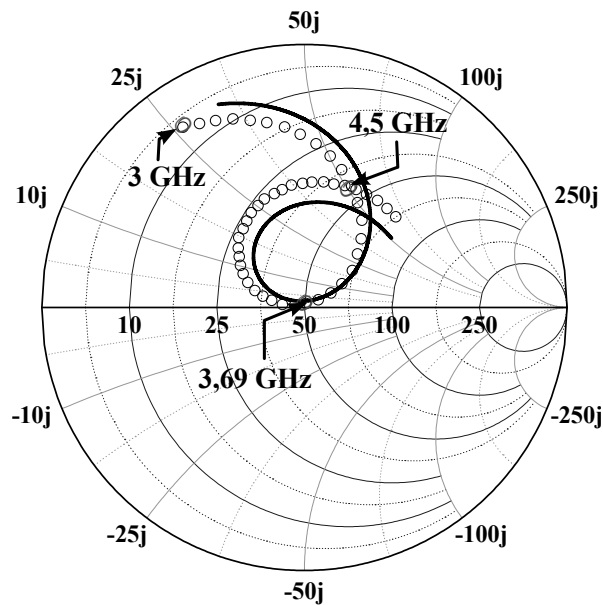




(a) Perda de retorno em função da frequência. Inserção: comparação entre os resultados experimentais e simulados verificados na faixa compreendida entre 3 GHz e 4,5 GHz

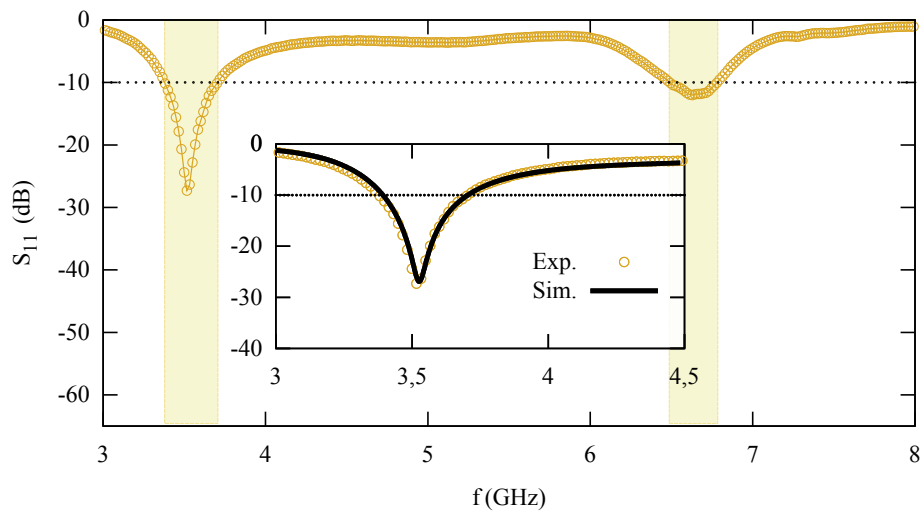


(b) Partes real e imaginária da impedância de entrada em função da frequência.

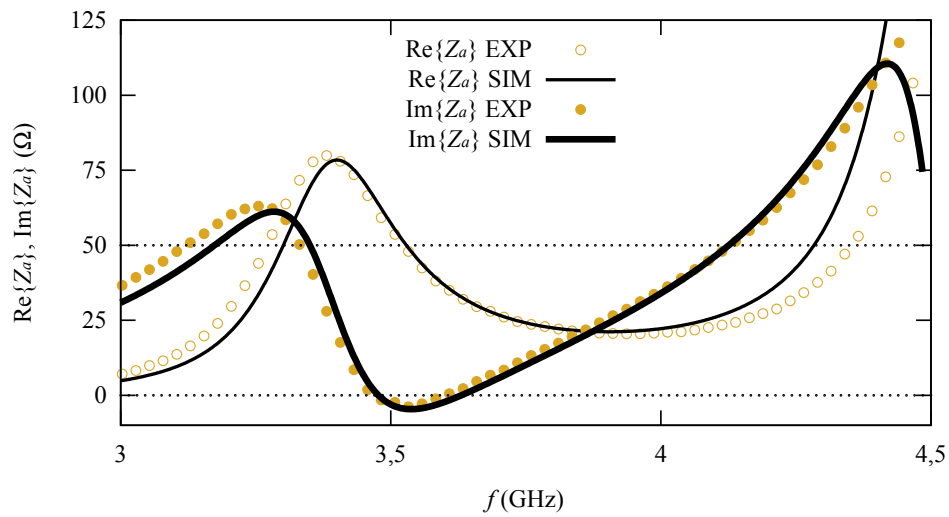


(c) Impedância de entrada da antena na carta de Smith (experimento: círculos; simulado: linha).

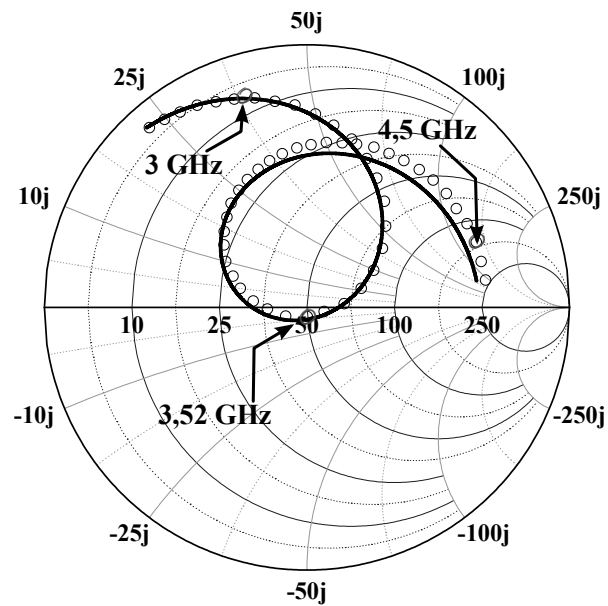
**Figura 2.11:** Confronto entre os resultados experimentais e numéricos obtidos para o empilhamento CRFO/FCTO.



(a) Perda de retorno em função da frequência. Inserção: comparação entre os resultados experimentais e simulados verificados na faixa compreendida entre 3 GHz e 4,5 GHz.



(b) Partes real e imaginária da impedância de entrada em função da frequência.



(c) Impedância de entrada da antena na carta de Smith (experimento: círculos; simulado: linha)

**Figura 2.12:** Confronto entre os resultados experimentais e numéricos obtidos para o empilhamento FCTO/CRFO.

entre os dois corpos de prova supostamente favoreceu a excitação de outros modos; tal fator associado a alteração da  $\epsilon_r$  do meio combinado beneficiou a resposta observada.

Além de ressoar a uma frequência mais baixa, a intensidade da resistência máxima foi superior no caso em que a amostra *FCTO* estava posicionada no plano de terra, junto ao monopolo (empilhamento *FCTO/CRFO*), o que qualitativamente parece indicar a influência exercida pela antena no topo, constituída por *CRFO* (visto que no caso das *CDRAs* individuais o mesmo foi observado). A maior abertura da curva fechada formada por valores de frequências, observada na carta de Smith, assim como o menor valor para frequência de ressonância (considerando os dois empilhamentos), e correspondentemente menor largura de banda, são condizentes com a resposta observada para a amostra *FCTO* individual. Da mesma forma, afora sua ressonância ocorrer a uma frequência inferior comparada às contrapartidas individuais, a intensidade da resistência máxima foi inferior no caso em que a amostra *CRFO* estava posicionada no plano de terra, junto ao monopolo (empilhamento *CRFO/FCTO*), o que qualitativamente parece indicar a influência exercida pela antena no topo, constituída por *FCTO*. A menor abertura da curva em forma de laço formada por valores de frequências, observada na carta de Smith, é condizente com a resposta observada para a amostra *CRFO* individual.

**Tabela 2.15:** Primeira frequência de ressonância e perda de retorno das *CDRAs* empilhadas.

Empilhamento	$f_r$			$S_{11} @ f_r$	
	EXP	SIM	erro	EXP	SIM
	GHz	GHz	%	dB	dB
<i>CRFO/FCTO</i>	3,69	3,69	0,00	-36,42	-32,24
<i>FCTO/CRFO</i>	3,52	3,52	0,00	-27,28	-26,95

Se por um lado, considerando o empilhamento *FCTO/CRFO*, houve um alargamento da banda em comparação à *BW* do corpo de prova constituído por *FCTO*, houve uma diminuição da largura de banda no caso do empilhamento *CRFO/FCTO*, em comparação à *BW* da antena constituída por *CRFO*. Isto é evidenciado pelo critério de banda absolutamente larga (Tab. 2.16), o qual envolve simplesmente a diferença entre as frequências superior e inferior ( $S_{11} \leq -10$  dB). No entanto, considerando o empilhamento *CRFO/FCTO*, três faixas operacionais de 377,5 MHz, 151,0 MHz e 358,7 MHz, no intervalo [5, 8] GHz, decorrem do acoplamento entre as *CDRAs* empilhadas. Considerando o mesmo intervalo, para o empilhamento *FCTO/CRFO*, é observada adicionalmente uma faixa de operação de 283,2 MHz. Tem-se, assim, o favorecimento da operação em múltiplas bandas. Provavelmente, além dos aspectos geométricos e constitutivos, o acoplamento entre as *CDRAs*, assim como a presença da interface de ar, contribuíram para a observação desta remodelagem de banda operacional.

**Tabela 2.16:** Largura de banda das CDRAs em configuração empilhada, considerando a primeira frequência de ressonância, de acordo com critérios específicos.

	BW (Eq. 1.3.10)		BW (Eq. 1.3.11)		BW (Eq. 1.3.12)		BW (FCC)	
	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM
Empilhamento	%	%			%	%	MHz	MHz
CRFO/FCTO	14,34	13,17	1,15	1,14	14,27	12,94	528,55	485,40
FCTO/CRFO	9,09	8,80	1,09	1,09	9,02	8,74	319,56	310,11

A seguir, a Tab. 2.17 contém dados complementares à Tab. 2.16.

**Tabela 2.17:** Complemento da Tabela 2.16.

Empilhamento	$f_l$			$f_u$		
	EXP	SIM	erro	EXP	SIM	erro
	GHz	GHz	%	GHz	GHz	%
CRFO/FCTO	3,44	3,51	2,06	3,97	3,99	0,50
FCTO/CRFO	3,38	3,39	0,30	3,70	3,70	0,00

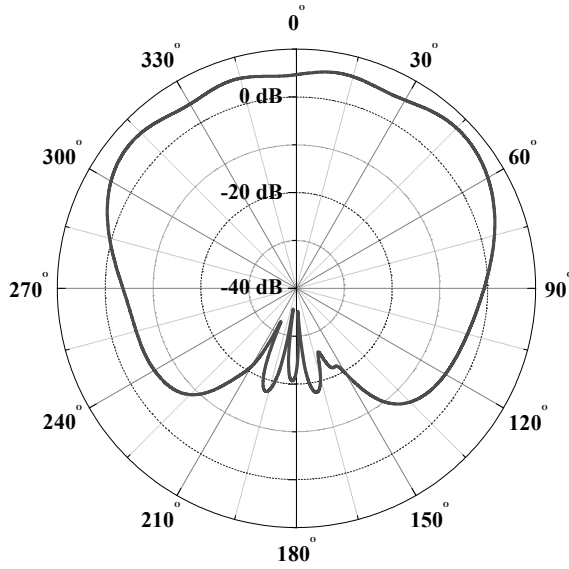
O casamento de impedância na frequência de ressonância das amostras empilhadas é bastante satisfatório, em conformidade com o que foi evidenciado na Tab. 2.18. Concordante com o que foi verificado para CDRAs individuais, o pico da resistência ocorre para valores superiores a  $50\Omega$  e para valores de reatâncias maiores do que zero. Em ambos empilhamentos, o laço nas frequências observadas ocorre, predominantemente, na região indutiva da carta de Smith, sendo a frequência de ressonância do sistema FCTO/CRFO ocorre na região capacitiva da carta de Smith. O casamento é pouco inferior ao observado no estudo das CDRAs individuais, na medida em que a impedância afasta-se da ser puramente resistiva.

**Tabela 2.18:** Partes real e imaginária da impedância de entrada, e  $|Z_a|$ , na frequência de ressonância, obtida para as CDRAs empilhadas.

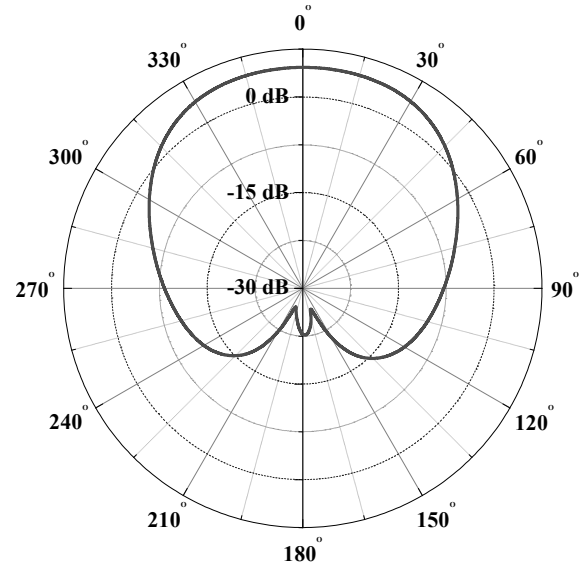
Empilhamento	Re $\{Z_a\}$		Im $\{Z_a\}$		$ Z_a $		
	EXP	SIM	EXP	SIM	EXP	SIM	erro
	$\Omega$	$\Omega$	$\Omega$	$\Omega$	$\Omega$	$\Omega$	%
CRFO/FCTO	49,52	49,84	1,34	2,43	49,54	49,90	0,72
FCTO/CRFO	51,98	53,23	-2,97	-4,13	52,07	53,39	2,48

Os diagramas de irradiação em campo distante obtidos para a primeira frequência de ressonância dos empilhamentos, considerando o plano  $xy$  (componente  $e_\phi$ ) e o plano  $xz$  (componente  $e_\theta$ ), foram exclusivamente simulados, sendo os resultados apresentados na Fig. 2.13. Qualitativamente, os padrões de irradiação são idênticos aos obtidos por simulação para amostras individuais, e as mesmas considerações são válidas. Na forma, os padrões de irradiação assemelham-se aos observados nos casos das CDRAs individuais investigadas, o que indica uma indiferença em relação à nova geometria. Os padrões para  $e_\phi$  ( $\phi = 90^\circ$ ) distinguem-se pela conformação mais aproximada da curva cardioide, com lóbulo anterior apresentado maior nitidez, em função também da formação de nulos no intervalo de  $[150, 210]^\circ$ . Para o padrão  $e_\phi$  ( $\phi = 0^\circ$ ), as direções nas quais são verificadas as

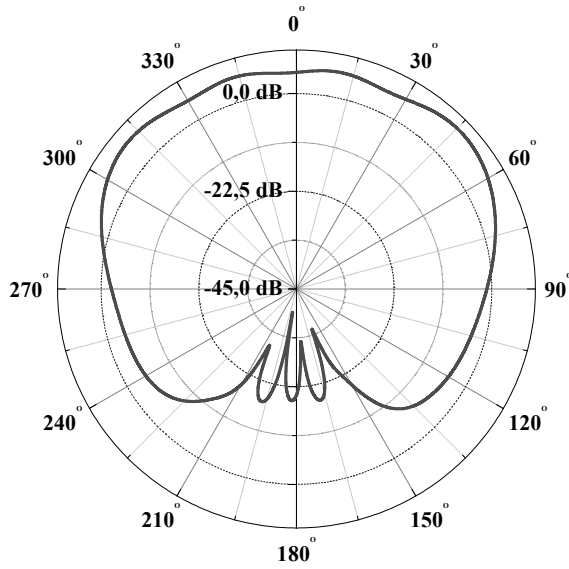
máximas magnitudes de campo ocorrem para ângulos menores (comparados ao caso individual), mais próximos de ( $\theta = 0^\circ$ ).



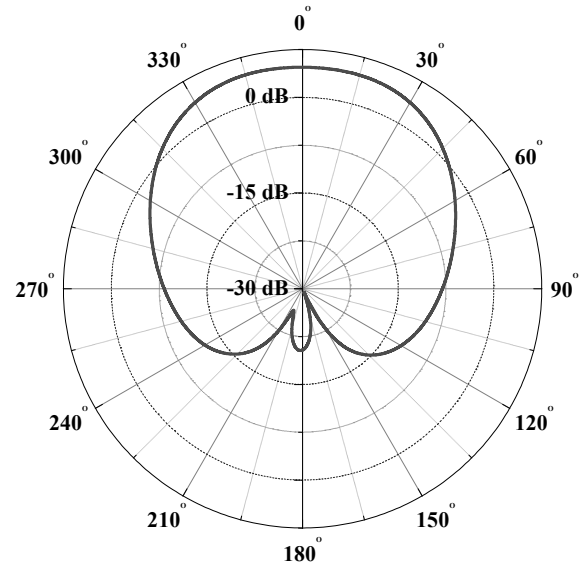
(a)  $e_\phi(\phi = 0^\circ)$ ; CRFO/FCTO @ 3,69 GHz



(b)  $e_\phi(\phi = 90^\circ)$ ; CRFO/FCTO @ 3,69 GHz



(c)  $e_\phi(\phi = 0^\circ)$ ; FCTO/CRFO @ 3,52 GHz



(d)  $e_\phi(\phi = 90^\circ)$ ; FCTO/CRFO @ 3,52 GHz

**Figura 2.13:** Padrões de irradiação simulados (HFSS) das CDRAs empilhadas no plano  $xz$  (a, c) e no plano  $yz$  (b, d).

A largura angular em 3 dB ( $\Delta\theta$ ) e a direção ( $d_i$ ) em que se dá a máxima magnitude ( $m_i$ ) de irradiação, relativas aos padrões da Fig. 2.13, são apresentadas na Tab. 2.19.

**Tabela 2.19:** Parâmetros de irradiação, na frequência ressonante, dos lóbulos principais das CDRAs empilhados, obtidos via simulação numérica.

Empilhamento	Plano $xz$ : $e_\phi(\phi = 0^\circ)$			Plano $yz$ : $e_\phi(\phi = 90^\circ)$		
	$\Delta\theta$	$d_i$	$m_i$	$\Delta\theta$	$d_i$	$m_i$
	°	°	dB	°	°	dB
CRFO/FCTO	140,5	47	7,34	72,5	360	4,59
FCTO/CRFO	141,5	46,5	7,19	70	351	4,71

## 2.4 Conclusão

Os novos compostos desenvolvidos *CRFO100*, *CRFO50* e *FCTO100* apresentam na faixa das micro-ondas permissividades relativas iguais a 8,35, 11,77 e 13,25, na devida ordem. O compósito *CRFO50* apresentou o maior valor para tangente de perda dielétrica ( $5 \times 10^{-3}$ ), e valores intermediários aos observados para *CRFO100* e *FCTO100* para os demais parâmetros. Ambas fases *CRFO100* e *FCTO100* possuem coeficiente de temperatura na frequência de ressonância negativo, iguais a  $-56,2$  e  $-36,6$ , respectivamente. Conforme observado, como por exemplo no caso do compósito  $\text{CaTiO}_3\text{-NdAlO}_3$  (no qual, às custas da diminuição da permissividade relativa do  $\text{CaTiO}_3$ , foi alcançada a estabilidade térmica), consiste em ser de extrema dificuldade a obtenção de um composto que satisfaça ao mesmo tempo elevados potencial para miniaturização, fator-Q e estabilidade térmica. O ajuste das propriedades pela formação de fases constituídas por misturas de substâncias diferentes (e portanto possuidoras de propriedades dielétricas distintas) mostra-se como conveniente para o atendimento de requisitos restritivos. Embora não tenha sido um tema aprofundado no presente trabalho, é sabido que o aprimoramento de materiais (no sentido da obtenção de melhores respostas às interações) pode ser realizado pela compreensão (e controle) da natureza do(s) seu(s) mecanismo(s) de polarização [101].

No caso da análise das amostras cilíndricas como *DRA*s, o procedimento envolveu experimentação prática, considerando alimentação monopolar, e numérica, mediante método dos elementos finitos (os materiais dos corpos de prova foram examinados considerando-se que todos apresentam permeabilidade relativa unitária), assim como a verificação da precisão de modelos no caso dos parâmetros frequência de ressonância e fator-Q de irradiação. Foram obtidos resultados bastante satisfatórios quanto ao ajuste entre dados experimentais e numéricos.

Utilizando modelos empírico-analíticos para cálculo da  $k_0 a(f_r)$  e do  $Q_i$ , mantido fixo o valor da permissividade relativa (o que equivale a manter o material analisado), de uma forma geral, para peças de maior diâmetro é possível alcançar o aumento da largura de banda, a  $f_r$  mais altas. Nas dimensões especificadas, cujos valores são próximos para os compostos constituintes dos corpos de prova, os materiais ressoam no intervalo de [4,00, 4,67] GHz. Para maiores valores de permissividade relativa, são observados os menores valores de  $Q_i$ , assim como menores valores para os quais se observa a frequência de ressonância. O pico de ressonância da resistência ocorre a frequências inferiores à frequência de ressonância do sistema, sendo este um efeito comum devido à alimentação monopolar empregada. Foi observado um casamento de impedância satisfatório para todas as amostras investigadas, sendo que as curvas formadas por valores de frequência ocorrem predominantemente (considerando a faixa espectral examinada) na região indutiva da carta de Smith. Dada a satisfatoriedade quando do confronto entre resultados experimentais e simulados, os diagramas de irradiação para as antenas sob investigação na frequência de ressonância foram obtidos exclusivamente por simulação. Os dois padrões analisados pouco diferem para as amostras devido à semelhança dimensional e constitutiva das mesmas.

No caso dos empilhamentos, há clara influência da *CDRA* no topo do empilhamento para algumas das respostas obtidas em comparação com os resultados obtidos para *CDRA*s homogêneas.

Ambos empilhamentos ressoam a uma frequência mais baixa; percentualmente apresentam maior largura de banda, no caso da primeira ressonância, em relação às amostras homogêneas; absolutamente, a largura de banda apresenta-se menor. Em termos dos padrões de irradiação, os quais foram obtidos considerando-se a primeira frequência de ressonância observada, apresentam, em relação às amostras individuais, uma melhor definição em termos da formação de nulos na parte anterior; vantajosamente, há possibilidade de associação a um método que permita realizar o direcionamento do lóbulo principal do diagrama de irradiação para fontes de sinais desejados e, simultaneamente, formar nulos nas direções de sinais indesejáveis. Ainda assim, o formato é muito semelhante, fazendo sugerir que a diferença de dimensões até o ponto observado não afeta a resposta obtida. O efeito devido à constituição pode ser desconsiderado visto que são materiais com valores próximos para  $\epsilon_r$ .

□

## Acopladores Refletores de Bragg a Fibra

A interação entre pulsos ópticos e acopladores refletores de Bragg em fibra (FBGCs) – um sistema composto por dois guias de ondas adjacentes e linearmente acoplados, ambos contendo redes de Bragg neles gravadas – pode encontrar ainda maior aplicabilidade que suas partes individuais (biestabilidade, controle, reconfiguração (*reshape*), combinação, divisão e comutação de pulsos, etc.).

O acoplamento linear cruzado entre as duas ondas contrapropagantes em cada guia são induzidas pelas reflexões de Bragg, enquanto o acoplamento linear entre os núcleos é devido ao tunelamento da luz entre eles. É assumido que estes acoplamentos lineares superam a dispersão material; daí o fato da dispersão poder ser negligenciada no modelo matemático [102, 103].

As aplicações potenciais envolvendo pulsos ópticos em fibras não lineares de duplo núcleo, assim como em fibras mononucleares e não lineares com FBGs nelas gravadas, estão bem estabelecidas. Em consequência disto, em FBGCs devem ser verificadas aplicações similares, com a vantagem de maior controle, devido à maior quantidade de parâmetros disponíveis para ajuste.

Anterior à abordagem matemática acerca das FBGCs lineares no domínio da frequência, será revista a fundamentação teórica sobre os módulos DCs e FBGs, que no presente contexto representam estruturas ópticas elementares.

### 3.1 Acopladores Direcionais

Em seu padrão original, acopladores ópticos são constituídos por duas fibras dispostas paralelas e suficientemente próximas uma em relação à outra (Fig. 3.1). Nesta conformação apresentam quatro portas, sendo normalmente duas portas de entrada e duas de saída. Ao longo de sua extensão é pretendido que haja a transferência (acoplamento) de energia de um canal para o outro mediante interação direcional e coerente dos campos evanescentes, a partir da sobreposição parcial dos modos fundamentais que propagam em cada núcleo. Quando este dispositivo é integralmente realizado com materiais que possuam índice de refração positivo, há preservação da direção de



propagação da luz. Fundamentalmente, talvez seja esta a razão de serem denominados acopladores direcionais [104, 105].



**Figura 3.1:** Acoplador direcional duplo a fibra óptica: dois canais/quatro portas. Neste esboço os dois canais do acoplador são simétricos (mesmos materiais, geometria e dimensões) e distanciados uniformemente entre si. Em destaque, região onde ocorre o acoplamento modal.

Os principais parâmetros observados na análise dos processos advindos nestas estruturas estão relacionados ao seu padrão geométrico e à intensidade do sinal que as ilumina, assim como à sua composição material. Em termos de sua geometria, consideram-se a simetria (similaridade) e a separação física entre as fibras, assim como a extensão ao longo da qual poderá suceder o intercâmbio energético. A razão entre a distância (de separação entre os centros dos dois núcleos das fibras) e o raio dos seus núcleos tipicamente varia de 2 a 4 [106], correspondendo 2 a fibras encostadas (forte acoplamento [107]). Tal quociente é válido em se considerando guias com mesmas composição e seção transversal (circular), uniformemente afastados. Denomina-se comprimento de acoplamento à menor distância na qual há, pela primeira vez (no caso periódico), transferência máxima de energia de um núcleo para o outro [108]. Alusivo à iluminação, parametrizada pela potência (ou intensidade) óptica, duas regiões podem ser caracterizadas: subcrítica e supercrítica. Estas regiões são alusivas à potência crítica, nível no qual a potência óptica incidente é dividida de forma equivalente em cada um dos canais ópticos<sup>1</sup>. Conforme sua constituição, e ainda em função da intensidade óptica incidente, os acopladores direcionais podem operar nos regimes linear e/ou não linear. Normalmente, ondas contínuas (CW) e pulsos da ordem de pico-segundos (ou de menor largura temporal) são os sinais luminosos que interagem com os acopladores, e eventualmente entre si, visando à realização de processos ópticos específicos.

Decorrente desta considerável versatilidade em termos de configuração, acrescido do vivo interesse acadêmico, estas estruturas têm sido exaustivamente estudadas segundo dois contextos teóricos gerais [107]: teoria dos modos normais e teoria dos modos acoplados.

Por um lado, a teoria dos modos normais considera o acoplador, conquanto seja constituído por duas fibras monomodais, como um único guia de onda bimodal (i.e., suporta dois modos normais denominados supermodos), contendo um modo par com uma distribuição de campo simétrica e um modo ímpar com uma distribuição de campo anti-simétrica. A transferência de potência óptica entre os dois núcleos é, portanto, descrita pelo batimento/interferência entre estes dois supermodos [110, 111, 112, 109]. Embora exatas e gerais, na medida em que podem ser empregadas na

<sup>1</sup> Em acopladores direcionais de 3 dB a potência de entrada é dividida por igual entre as saídas, propriedade decorrente do arranjo estrutural (supõem-se guias idênticos e paralelos, cujo comprimento do acoplador é um múltiplo ímpar da metade do comprimento de acoplamento [109]), e não necessariamente devido à potência operacional.

modelagem de dispositivos fortemente acoplados, as equações dos modos normais não têm sido extensivamente consideradas na análise de acopladores direcionais. Isto deve-se ao fato de que as soluções do modelo não fornecem diretamente as saídas dos dois núcleos do acoplador, e além disto o cálculo das constantes de propagação e dos campos modais da estrutura binuclear compósita é de difícil execução [113].

A teoria dos modos acoplados, por sua vez, considera o acoplador como de fato um dispositivo constituído por dois elementos, cada qual suportando um modo. Os dois elementos são as duas fibras ópticas monomodais e o modo que cada uma pode suportar consiste na distribuição de campo propagante. No contexto do acoplamento modal, a transferência de potência óptica entre os dois núcleos é elucidada como sendo o acoplamento de campos evanescentes entre os modos dos núcleos individuais do acoplador. O mecanismo é caracterizado por um parâmetro conhecido como coeficiente de acoplamento, considerado, em geral, constante e não-dispersivo, *i.e.*, independente do comprimento de onda/frequência. Caso contrário, a dispersão intermodal (IMD) deve estar envolvida na análise <sup>2</sup>.

Operando com pulsos ultra-curtos <sup>3</sup>, além da IMD, outros efeitos possíveis em acopladores direcionais ópticos compreendem [108]: a dispersão de terceira ordem, parâmetro incluído quando se trata da propagação de pulsos próximos ao comprimento de onda de dispersão zero [126], responsável pela distorção de pulsos em ambos regimes linear e não linear; a distorção/inclinação da forma dos pulsos de luz devido à sua propagação num meio com índice de refração dependente da intensidade, denominada auto-abruptação de pulsos (SS) [127]; e o espalhamento Raman intra-pulso (IRS), por meio do qual há deslocamento do espectro de um pulso para comprimentos de onda mais longos (“*red-shifted*”), ao que se denomina, no contexto das ondas do tipo sólitons, auto-deslocamento espectral solitônico (SSFS) [128]. A resposta não instantânea em meios não lineares é identicamente incluível no estudo da dinâmica de pulsos ultra-curtos [120].

<sup>2</sup> Especificamente, quando a diferença do tempo de trânsito de dois modos normais de um acoplador duplo a fibra é maior do que a duração do pulso que nele ingressa, os dois modos sofrem deslocamento no tempo, e não mais experimentam interferência mútua para que se desenvolva o efeito do acoplamento modal [106]. Este deslocamento temporal, caracterizado pelo atraso de grupo entre os dois modos, é conhecido como IMD [114, 115, 116], prevista teoricamente em 1995 [106] e demonstrada experimentalmente em 1997 [117]. Sendo a largura de um pulso ingresso num acoplador menor ou igual do que o valor da dispersão intermodal, o pulso (independente de seu perfil [118, 119, 120, 121]) sofrerá alargamento ou mesmo quebra. Ainda que a IMD seja em muitos casos considerada um efeito indesejável, há aplicações que por ela são beneficiadas [113], a exemplo da geração trens de pulsos a altas taxas de repetição [122]. No âmbito das teorias que tratam do acoplamento de modos ópticos, a IMD (um conceito definido na teoria dos modos normais) e o coeficiente de acoplamento dispersivo (um conceito definido na teoria dos modos acoplados) são duas definições equivalentes. Ocorre que em grande parte das pesquisas versando sobre acopladores direcionais, embasadas na teoria dos modos acoplados, a IMD não foi levada em consideração. Uma vez constatada que em certas situações a IMD exerce papel significativo, resultou disto que o modelo teórico de modos acoplados foi corrigido [123], passando a admitir coeficiente(s) de acoplamento dispersivo [111, 124, 107]. Segundo Chiang [113], se por um lado o fenômeno da quebra de pulsos é bem compreendido a partir da teoria dos modos normais, este não é óbvio à luz da teoria dos modos acoplados. Chiang conclui que talvez esta seja a razão pela qual a IMD foi por tanto tempo desconsiderada no estudo de acopladores [113].

<sup>3</sup> À medida que novas técnicas para a geração de pulsos cada vez mais estreitos sejam descobertas, torna-se necessário redefinir o termo ultra-curto. Arbitrariamente, pulsos com duração temporal inferior a 50fs podem ser considerados ultra-curtos [125].

### 3.1.1 Aplicações

Como é de praxe, um grande número de funções distintas devem ser realizadas de modo cooperante e coordenado para que um sistema de comunicação opere corretamente: comutação, filtragem, divisão/combinção de potência, multiplexação/demultiplexação, limitação, amplificação e operação lógica de sinais constituem alguns exemplos. Estas funções inerentes ao processamento totalmente óptico podem ser realizadas mediante emprego de acopladores direcionais ópticos [110, 112, 109], dispositivos extensamente pesquisados tanto no que diz respeito às aplicações quanto às suas propriedades especiais desde 1982 [129], data de sua proposta como unidade óptica elementar. Dentre as funções mencionadas, são destacadas a comutação e a operação lógica de sinais ópticos.

Acopladores direcionais não lineares NLDC exibem adequadas características de comutação embora sejam tipicamente usados como roteadores de única entrada dependentes da intensidade [130]. O NLDC é um exemplo de sistema de acoplamento de modos, no qual a alteração dependente da intensidade bloqueia o acoplamento normal entre os guias prevenindo a comutação. Jensen foi o primeiro a propor e a realizar o tratamento teórico de NLDCs [129]. Implementações experimentais incluem a comutação realizável em um par de fibras padrão [131], fibras birrefringentes [132] e filtros periódicos baseados em fibras [133]. Estes experimentos são descritos por equações análogas e apresentam o problema da quebra de pulso inerente à comutação com uma não linearidade instantânea [130].

Num acoplador duplo no qual a luz é inserida em apenas um dos guias, há uma interação coerente entre as duas fibras próximas, de tal forma que estes guias trocam energia periodicamente devido à sobreposição dos campos evanescentes. Jensen deduziu a relação para a fração de potência remanescente no guia alimentado ( $P_1/P$ , sendo  $P$  a potência total) em função da distância de propagação do sinal ao longo do guia,  $z$  [129]:

$$\frac{P_1}{P} = \frac{1}{2} \left\{ 1 + \text{cn} \left[ \frac{\pi z}{2L_c} \left| \left( \frac{P}{P_c} \right)^2 \right| \right] \right\}, \quad (3.1.1)$$

em que  $\text{cn}(\varphi|m)$  representa a função elíptica de Jacobi e  $L_c$  corresponde ao comprimento de acoplamento. O comprimento de acoplamento é função da geometria e da separação entre os dois guias. A potência crítica  $P_c$  é determinada pela seguinte equação [134]

$$P_c = \frac{\lambda A_{eff}}{n_2 L_c}, \quad (3.1.2)$$

na qual  $A_{eff}$  é a área efetiva do guia e  $n_2$  é o índice de refração dependente da intensidade<sup>4</sup>.  $P_c$  corresponde à potência necessária para um deslocamento de fase não linear de  $2\pi$  num comprimento de acoplamento. Conforme descrito na Eq. 3.1.2, a potência crítica é inversamente proporcional

<sup>4</sup> A dependência não linear do índice de refração é caracterizada pela polarização induzida ( $\tilde{\mathbf{p}}$ ), que por sua vez é expressa numa série de potência [135]:

$$\tilde{\mathbf{p}} = \epsilon_0 \sum_{j=n} \chi^{(n)} \tilde{\mathbf{e}}^n,$$

na qual  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo e  $\chi^{(n)}$  é a susceptibilidade de ordem  $n$  do meio. Devido à simetria da sílica, os termos pares da expansão em série de potência de  $\tilde{\mathbf{p}}$  são nulos [135]. Ainda, os termos de ordem superior a três não são significativos. Assim, apenas o termo de ordem um ( $\chi^{(1)}$ , correspondente à dependência linear) e de ordem três são

ao comprimento do acoplador. Num acoplador direcional duplo, no regime de baixa intensidade a luz acopla periodicamente entre os dois guias com uma periodicidade de  $2P_c$ . À medida que a potência é aumentada, a energia continua a oscilar entre os guias, sendo ainda possível a realização da transferência de potência, mas o período de oscilação cresce proporcionalmente com o aumento da potência. Elevando a potência para o valor crítico ( $P_c$ ), o período aproxima-se do infinito, significando neste caso que o sinal é igualmente dividido entre os dois guias de onda. Para valores de potência superiores a  $P_c$ , a propagação continua a ser periódica, mas o período de oscilação diminui com o aumento da potência e a transferência de potência entre os guias não se completa. Por exemplo, se um acoplador duplo possuir comprimento equivalente a um período de acoplamento, então um sinal de baixa intensidade é acoplado ao outro guia enquanto que se o sinal for de alta intensidade ele permanece no mesmo guia.

Um importante conceito na questão da comutação não linear consiste na aplicação de pulsos solitônicos <sup>5</sup>, os quais preservam sua forma na presença de perturbações fracas, sendo originados devido ao balanço entre efeitos dispersivos e não lineares. Contudo, conforme demonstrado teoricamente em [118]–[121], a questão da quebra do pulso num NLDC não depende necessariamente da sua forma, mas do produto formado pelo coeficiente de acoplamento e o comprimento de dispersão e, fundamentalmente, da sua largura.

Em princípio, portas lógicas operam um ou mais sinais de entrada com vistas à produção de uma única saída, a qual, por sua vez, é dependente da função implementada no dispositivo. Na Tab. 3.1 estão representadas portas lógicas com duas entradas e suas respectivas tabelas verdade. Duas são as características de dispositivos lógicos [146]: (1) distinção entre estados, que se traduz na capacidade de distinção dos sinais lógicos de entrada e (2) controle condicional de estado, que é propriamente o poder de controle dos sinais de entrada, realizado após a etapa de distinção dos sinais e anterior a produção da saída. Em acopladores direcionais ópticos a distinção entre os estados está, em geral, associada a alteração das propriedades de transmissão de um meio não linear mediante controle de sinais ópticos, tais como a amplitude e a posição dos pulsos. Fundamentalmente, cada meio que apresente uma não linearidade óptica pode ser empregado como suporte à operações lógicas.

De modo geral, a simetria de acopladores torna-os inaptos para realização de operações lógicas. De fato, dada sua semelhança irrestrita, a saída a ser gerada é revertida se os pulsos de entrada também o forem. Esta situação é claramente indesejada no caso de portas lógicas nas quais, por vezes, uma das saídas dos núcleos deve ser favorecida em relação à outra, como no caso do acoplador direcional duplo cujos núcleos das fibras adjacentes são descasados (demonstrado em [147]). Não obstante, a realização de operações lógicas em acopladores direcionais simétricos foi teoricamente

---








retidos na expansão. Destarte, é a susceptibilidade de terceira ordem ( $\chi^{(3)}$ ) que induz os efeitos não lineares na fibra óptica.  $\chi^{(3)}$  é relacionada a  $n_2$  por [135]

$$n_2 = \frac{3}{8n_0} \text{Re} \{ \chi^{(3)} \}.$$

<sup>5</sup> Sólitons ópticos consistem do resultado de dois importantes avanços científicos [136]: (1) o desenvolvimento da teoria matemática dos sólitons [137]–[139], iniciado em 1965 [140], e (2) o desenvolvimento do LASER [141, 142]. Estes progressos científico-tecnológicos aparentemente não correlacionados foram conjuntamente envolvidos em 1973 quando se deu a previsão teórica dos sólitons ópticos espaciais [143, 144] e em 1980 quando se deu a sua realização experimental [145].

apresentada na literatura [148]. Decorrente de seus méritos, também nesta aplicação os pulsos tipo solitônicos são os formatos de luz preferenciais.

**Tabela 3.1:** Portas lógicas: tipos básicos, suas representações (norma ANSI), função booleana e tabela verdade correspondentes, considerando entrada binária, exceto para o inversor “NOT”.

		AND	OR	NOT	NAND	NOR	XOR	XNOR
								
A	B	$A \cdot B$	$A + B$	$\bar{A}$	$\overline{A \cdot B}$	$\overline{A + B}$	$A \oplus B$	$\overline{A \oplus B}$
0	0	0	0	1	1	1	0	1
0	1	0	1	1	1	0	1	0
1	0	0	1	0	1	0	1	0
1	1	1	1	0	0	0	0	1

### 3.1.2 Teoria de Modos Acoplados: Acoplamento Codirecional

O formalismo da teoria dos modos acoplados é comumente adotado no estudo do acoplamento direcional. Considerando uma componente espectral específica na frequência  $\omega$ , resolve-se a equação de Helmholtz [108]

$$\{\nabla_{\perp}^2 + \partial_z^2 + \tilde{n}^2(x, y)k_0^2\} \tilde{\mathbf{e}} = 0, \quad (3.1.3)$$

em que o número de onda (no vácuo)  $k_0 = \omega/c_0 = 2\pi/\lambda_0$ , sendo  $\lambda_0$  o comprimento de onda da luz no vácuo, e  $\tilde{\mathbf{e}}$  denota a transformada de Fourier do campo elétrico  $\mathbf{e}$  no domínio do tempo <sup>6</sup>. O índice de refração da fibra  $\tilde{n}(x, y)$  é igual a  $n_0$  em toda parte no plano  $xy$  (transversal à direção de propagação) exceto na região ocupada pelos núcleos das duas fibras, na qual ele é maior do que  $n_0$  por uma quantidade constante.

O teoria dos modos acoplados é baseada na hipótese da Eq. 3.1.3 possuir uma solução aproximada dada por [108]

$$\tilde{\mathbf{e}}(\mathbf{r}, \omega) \approx \hat{e} \left\{ \tilde{b}_+(\omega, z) \psi_b(x, y) + \tilde{p}_+(\omega, z) \psi_p(x, y) \right\} \exp(j\beta z), \quad (3.1.4)$$

na qual a constante de propagação  $\beta$  deve ser determinada. É assumido que a direção de polarização do campo óptico  $\hat{e}$  mantém-se inalterada durante a propagação. A distribuição espacial  $\psi_b(x, y)$  corresponde ao modo fundamental suportado pelo núcleo da fibra  $b$  na ausência da fibra  $p$ , e, reciprocamente, a distribuição espacial  $\psi_p(x, y)$  corresponde ao modo fundamental suportado pelo

<sup>6</sup> Um pulso pode ser constituído pela adição de componentes espectrais distintos,  $\tilde{\mathbf{e}}(z, \omega)$ , ou seja, pela sua transformada de Fourier inversa [135]:

$$\mathbf{e}(z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\mathbf{e}}(z, \omega - \omega_0) \exp[-j(\omega - \omega_0)t] d\omega.$$

Reconhece-se  $\tilde{\mathbf{e}}(z, \omega)$  como a transformada de Fourier da forma de onda  $\mathbf{e}(z, t)$ :

$$\tilde{\mathbf{e}}(z, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{e}(z, t) \exp[j(\omega - \omega_0)t] dt.$$

núcleo da fibra  $p$  na ausência da fibra  $b$ . A distribuição é obtida pela solução da Eq. 3.1.3 e satisfaz a seguinte equação [108]

$$\left\{ \nabla_{\perp}^2 + \left[ n_m^2(x, y) k_0^2 - \bar{\beta}_m^2 \right] \right\} \psi_m = 0, \quad (m = b \text{ ou } p), \quad (3.1.5)$$

na qual  $\bar{\beta}_m^2$  representa a constante de propagação modal e  $n_m(x, y) = n_0$  em toda parte no plano  $xy$  exceto na região ocupada pelos núcleos, na qual  $n_m$  é maior por uma quantidade constante.

As amplitudes  $\tilde{b}_+$  e  $\tilde{p}_+$  variam ao longo do comprimento do acoplador devido à sobreposição entre os dois modos. Para determinar como elas evoluem com  $z$ : (1) a Eq. 3.1.4 é substituída na Eq. 3.1.3, (2) a equação resultante é multiplicada por  $\psi_b(x, y)^*$  ou  $\psi_p(x, y)^*$ , (3) faz-se uso da Eq. 3.1.5 e (4) executa-se a integração em todo o plano  $xy$  [108]. Deste procedimento resulta o seguinte conjunto de equações de modos acoplados no domínio da frequência [108]:

$$\frac{d\tilde{b}_+}{dz} = J \left( \bar{\beta}_b + \Delta\beta_b^{NL} - \beta \right) \tilde{b}_+ + J\kappa_{bp}\tilde{p}_+, \quad (3.1.6)$$

$$\frac{d\tilde{p}_+}{dz} = J \left( \bar{\beta}_p + \Delta\beta_p^{NL} - \beta \right) \tilde{p}_+ + J\kappa_{pb}\tilde{b}_+, \quad (3.1.7)$$

em que o coeficiente de acoplamento  $\kappa_{mp}$  e a contribuição não linear  $\Delta\beta_m^{NL}$  são definidas como ( $m, p = b, p$  ou  $p, b$ ) [108]

$$\kappa_{mp} = \frac{k_0^2}{2\beta} \iint_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{n}^2 - n_p^2) \psi_m^* \psi_p dx dy, \quad (3.1.8)$$

$$\Delta\beta_m^{NL} = \frac{k_0^2}{2\beta} \iint_{-\infty}^{+\infty} (\tilde{n}^2 - n_L^2) \psi_m^* \psi_m dx dy, \quad (3.1.9)$$

sendo  $n_L$  a parte linear de  $\tilde{n}$ . É assumido que as distribuições modais são normalizadas de tal forma que  $\iint_{-\infty}^{+\infty} |\psi_m(x, y)|^2 dx dy = 1$ .

As equações de modos acoplados no domínio da frequência podem ser convertidas ao domínio do tempo. Em geral, ambas  $\bar{\beta}_m$  e  $\kappa_{mp}$  são dependentes da frequência. Expandindo-se a constante de propagação  $\bar{\beta}_m$  em torno da frequência da portadora obtém-se [123]

$$\bar{\beta}_m(\omega) = \sum_{l=0}^q \frac{1}{l!} (\Delta\omega)^l \beta_{lm} \quad (3.1.10)$$

$$= \beta_{0m} + \Delta\omega \beta_{1m} + \frac{1}{2} \Delta\omega^2 \beta_{2m} + \dots, \quad (3.1.11)$$

em que  $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ ,  $\beta_{0m}$  representa o número de onda calculado em ( $\omega = \omega_0$ ),  $v_{gm} \equiv 1/\beta_{1m}$  é a velocidade de grupo e  $\beta_{2m}$  é a dispersão da velocidade de grupo (GVD) no núcleo  $m$ <sup>7</sup>. Similarmente, o coeficiente de acoplamento é expandido em torno da frequência da portadora [123]:

$$\kappa_{mp}(\omega) = \sum_{l=0}^q \frac{1}{l!} (\Delta\omega)^l \kappa_{lmp} \quad (3.1.12)$$

$$= \kappa_{0mp} + \Delta\omega \kappa_{1mp} + \frac{1}{2} \Delta\omega^2 \kappa_{2mp} + \dots, \quad (3.1.13)$$

sendo  $\kappa_{0mp}$  o coeficiente de acoplamento linear,  $\kappa_{1mp}$  a dispersão intermodal [123, 107], e  $\kappa_{2mp}$  a dispersão intermodal de ordem quadrática (nestes termos, o efeito é considerado do núcleo da fibra  $m$  em relação ao núcleo da fibra  $p$ ). Os coeficientes  $\beta_{lm}$  e  $\kappa_{lmp}$  são definidos respectivamente como [107]:

$$\beta_{lm} = \left( \frac{d^l \beta_m}{d\omega^l} \right)_{\omega=\omega_0}, \quad (3.1.14)$$

$$\kappa_{lmp} = \left( \frac{d^l \kappa_{mp}}{d\omega^l} \right)_{\omega=\omega_0}. \quad (3.1.15)$$

Ignorando a dependência de  $\kappa_{mp}$  em relação à frequência, retendo até os termos de segunda ordem na expansão de  $\beta_{lm}$ , durante a operação de transformação de Fourier,  $\Delta\omega^n$  é substituído pelo operador diferencial  $(J \partial_t)^n$ . As equações de modos acoplados resultantes no domínio do tempo são [108]

$$\partial_z b_+ = - \left\{ \beta_{1b} \partial_t + J \frac{|\beta_{2b}|}{2} \partial_t^2 \right\} b_+ + J \kappa_{bp} p_+ + J \delta_a b_+ + \gamma_b |b_+|^2 b_+ + C_{bp} |p_+|^2 b_+, \quad (3.1.16)$$

$$\partial_z p_+ = - \left\{ \beta_{1p} \partial_t + J \frac{|\beta_{2p}|}{2} \partial_t^2 \right\} p_+ + J \kappa_{pb} b_+ + J \delta_a p_+ + \gamma_p |p_+|^2 p_+ + C_{pb} |b_+|^2 p_+, \quad (3.1.17)$$

em que  $\delta_a = 1/2(\beta_{0b} - \beta_{0p})$  representa a medida da assimetria entre os dois núcleos. Os parâmetros não lineares  $\gamma_m$  e  $C_{mp}$  são definidos como [108]

$$\gamma_m = n_2 k_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_m|^4 dx dy, \quad (3.1.18)$$

$$C_{mp} = 2n_2 k_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_m|^2 |\psi_p|^2 dx dy. \quad (3.1.19)$$

<sup>7</sup> Os parâmetros  $\beta_1$  e  $\beta_2$  são relacionados ao índice de refração  $n(\omega)$  e as suas derivadas através das relações [123]

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left( n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right),$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left( 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2 n}{d\omega^2} \right),$$

em que  $n_g$  representa o índice de grupo e  $v_g$  a velocidade de grupo. Fisicamente, o envelope de um pulso óptico move-se na velocidade de grupo, enquanto o parâmetro  $\beta_2$  representa a dispersão da velocidade de grupo, responsável pelo alargamento do pulso. Este fenômeno é conhecido como dispersão da velocidade de grupo (GVD), e  $\beta_2$  é o parâmetro da GVD. O parâmetro de dispersão  $D$ , definido como  $d\beta_1/d\lambda$ , também é empregado na prática, sendo relacionado a  $\beta_2$  e a  $n$  conforme a seguinte expressão [135]

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}.$$



O parâmetro  $\gamma_m$  é responsável pela auto-modulação de fase (SPM<sup>8</sup>) enquanto os efeitos da modulação de fase cruzada (XPM<sup>9</sup>) são governados por  $C_{mp}$ .

As Eqs. 3.1.16 e 3.1.17 são válidas em condições bem gerais e incluem ambos mecanismos linear e não linear de acoplamento entre os campos propagantes no interior dos dois núcleos de um acoplador de fibras assimétricas. Elas são consideravelmente simplificadas no caso de um acoplador simétrico duplo com núcleos idênticos. Sendo  $\delta_a = 0$ ,  $\beta_{1b} = \beta_{1p} = \beta_1 \equiv 1/v_g$ ,  $\beta_{2b} = \beta_{2p} \equiv \beta_2$ ,  $\kappa_{bp} = \kappa_{pb} \equiv \kappa_c$ ,  $\gamma_b = \gamma_p \equiv \gamma$ , e  $C_{bp} = C_{pb} \equiv \gamma\sigma$ , as equações de modos acoplados para acopladores simétricos se tornam

$$\partial_z b_+ = - \left\{ \beta_1 \partial_t + J \frac{|\beta_2|}{2} \partial_t^2 \right\} b_+ + J \kappa_c p_+ + \gamma |b_+|^2 b_+ + \gamma \sigma |p_+|^2 b_+, \quad (3.1.20)$$

$$\partial_z p_+ = - \left\{ \beta_2 \partial_t + J \frac{|\beta_2|}{2} \partial_t^2 \right\} p_+ + J \kappa_c b_+ + \gamma |p_+|^2 p_+ + \gamma \sigma |b_+|^2 p_+. \quad (3.1.21)$$

Neste formato, as Eqs. 3.1.20 e 3.1.21 descritivas da evolução do pulso ao longo do dispositivo expressam que o mesmo experimenta efeitos dispersivos e não lineares (SPM e XPM). O parâmetro não linear pode ser escrito como  $\gamma = n_2 k_0 / A_{eff}$ , em que  $A_{eff}$  é a área efetiva modal definida como [135]

$$A_{eff} = \frac{\left( \int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_m(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi_m(x, y)|^4 dx dy}. \quad (3.1.22)$$

O parâmetro  $\sigma$  na prática é muito pequeno e pode ser desprezado. A razão para isto está relacionada ao fato da integral da Eq. 3.1.19 envolver a sobreposição entre as intensidades modais, sendo relativamente pequena mesmo quando os dois núcleos estão suficientemente próximos de tal forma que  $\kappa_c$  (o qual envolve a sobreposição entre as amplitudes dos modos) não possa ser desprezado [108]. Neste caso, o acoplamento entre  $b_+$  e  $p_+$  é essencialmente linear.

Como procedimento geral de modelagem, é conveniente redefinir as variáveis do problema de forma a torná-las adimensionais ou normalizadas, evitando assim problemas de interpretação advindos do uso de sistemas diferentes de unidades e permitindo agrupar os parâmetros do problema num conjunto menor de grupamentos paramétricos. O sistema de equações (3.1.20 e 3.1.21) pode ser simplificado mediante transformação de coordenadas. Particularmente, pode-se considerar

$$\check{t} = \frac{t - \beta_1 z}{t_0}, \quad (3.1.23)$$

$$\check{z} = \kappa_c z \quad (3.1.24)$$

<sup>8</sup> Na SPM, a intensidade da modulação de um feixe óptico resulta na modulação da sua própria fase via modulação do índice de refração do meio [149].

<sup>9</sup> A XPM é um efeito similar à SPM, mas envolve 2 feixes ao invés de um. Na XPM, a modulação da intensidade de um dos feixes resulta na modulação do outro. Como na SPM, a modulação de fase traduz-se numa modulação de frequência, pela qual o espectro sofre alargamento. Contudo, devido a intensidade total ser o quadrado da soma de duas amplitudes de campo, o alargamento espectral pela XPM é duas vezes maior do que aquele devido à SPM. A XPM é sempre acompanhada da SPM, mas a recíproca não é verdadeira. É óbvio que a XPM requer que os dois feixes sobreponham-se no tempo e no espaço. No caso de pulsos, isto significa que eles devem possuir GVDs similares, de tal forma que os dois modos não se afastem um do outro [149].



passando-se a descrever os pulsos ópticos por

$$b_+(z, t) = P_{in}^{1/2} \check{b}_+(\check{z}, \check{t}), \quad (3.1.25)$$

$$p_+(z, t) = P_{in}^{1/2} \check{p}_+(\check{z}, \check{t}). \quad (3.1.26)$$

Em seguida, usa-se a regra da cadeia de diferenciação para estabelecer que

$$\partial_z b_+ = P_{in}^{1/2} \left[ \frac{\partial \check{b}_+}{\partial \check{z}} \left( \frac{\partial \check{z}}{\partial z} \right) + \frac{\partial \check{b}_+}{\partial \check{t}} \left( \frac{\partial \check{t}}{\partial z} \right) \right] = P_{in}^{1/2} \left[ \partial_{\check{z}} \check{b}_+(\kappa_c) + \partial_{\check{t}} \check{b}_+ \left( -\frac{\beta_1}{t_0} \right) \right], \quad (3.1.27)$$

$$\partial_t b_+ = P_{in}^{1/2} \left[ \frac{\partial \check{b}_+}{\partial \check{z}} \left( \frac{\partial \check{z}}{\partial t} \right) + \frac{\partial \check{b}_+}{\partial \check{t}} \left( \frac{\partial \check{t}}{\partial t} \right) \right] = P_{in}^{1/2} \partial_{\check{t}} \check{b}_+ \left( \frac{1}{t_0} \right), \quad (3.1.28)$$

$$\partial_t^2 b_+ = P_{in}^{1/2} \partial_{\check{t}}^2 \check{b}_+ \left( \frac{1}{t_0^2} \right), \quad (3.1.29)$$

$$\partial_z p_+ = P_{in}^{1/2} \left[ \frac{\partial \check{p}_+}{\partial \check{z}} \left( \frac{\partial \check{z}}{\partial z} \right) + \frac{\partial \check{p}_+}{\partial \check{t}} \left( \frac{\partial \check{t}}{\partial z} \right) \right] = P_{in}^{1/2} \left[ \partial_{\check{z}} \check{p}_+(\kappa_c) + \partial_{\check{t}} \check{p}_+ \left( -\frac{\beta_1}{t_0} \right) \right], \quad (3.1.30)$$

$$\partial_t p_+ = P_{in}^{1/2} \left[ \frac{\partial \check{p}_+}{\partial \check{z}} \left( \frac{\partial \check{z}}{\partial t} \right) + \frac{\partial \check{p}_+}{\partial \check{t}} \left( \frac{\partial \check{t}}{\partial t} \right) \right] = P_{in}^{1/2} \partial_{\check{t}} \check{p}_+ \left( \frac{1}{t_0} \right), \quad (3.1.31)$$

$$\partial_t^2 p_+ = P_{in}^{1/2} \partial_{\check{t}}^2 \check{p}_+ \left( \frac{1}{t_0^2} \right). \quad (3.1.32)$$

As Eqs. 3.1.27–3.1.32 são substituídas nas Eqs. 3.1.20 e 3.1.21 (sem XPM), as quais passam a ser expressas como [118]

$$\partial_{\check{z}} \check{b}_+ = J \frac{1}{\pi} \frac{L_c}{L_D} \partial_{\check{t}}^2 \check{b}_+ + J \frac{2}{\pi} \frac{L_c}{L_{NL}} |\check{b}_+|^2 \check{b}_+ + J \check{p}_+, \quad (3.1.33)$$

$$\partial_{\check{z}} \check{p}_+ = J \frac{1}{\pi} \frac{L_c}{L_D} \partial_{\check{t}}^2 \check{p}_+ + J \frac{2}{\pi} \frac{L_c}{L_{NL}} |\check{p}_+|^2 \check{p}_+ + J \check{b}_+. \quad (3.1.34)$$

Aqui,  $L_D = t_0^2/|\beta_2|$ ,  $L_{NL} = 1/\gamma P_{in}$ , e  $L_c = \pi/\kappa_c$  representam na devida ordem o comprimento de dispersão, comprimento de não linearidade, e comprimento de acoplamento linear [135, 118], sendo  $t_0$ ,  $P_{in}$  e  $\check{z} = \kappa_c z$  a largura do pulso de entrada, a potência de pico do pulso de entrada, e o comprimento normalizado do acoplador, respectivamente.

É obvio que o comportamento acoplador num NLDC, o qual interage com pulsos, depende das magnitudes relativas de  $L_D$ ,  $L_{NL}$ ,  $L_c$ , e de seu comprimento. Dependendo das magnitudes relativas destas escalas de comprimento, a forma como se dá o acoplamento do pulso num NLDC pode ser classificada nas seguintes categorias [118]: (1) quando  $L_c \ll L_D$  e  $L_c \ll L_{NL}$ , nem a dispersão e nem os efeitos não lineares desempenham papel significativo durante o acoplamento; o acoplador reduz-se a um acoplador linear sem dispersão; (2) quando  $L_c \ll L_D$  mas  $L_c$  é comparável a  $L_{NL}$  ou muito maior do que  $L_{NL}$ , o termo de dispersão é desprezível, e o acoplador reduz-se a um NLDC quasi-CW; (3) quando  $L_c \ll L_{NL}$  mas  $L_c$  é comparável a  $L_D$  ou muito maior do que  $L_D$ , o efeito não linear é desprezível; o acoplador reduz-se a um acoplador linear com dispersão; e quando (4)  $L_c$  é comparável a  $L_{NL}$  e a  $L_D$ , o acoplamento linear, a não linearidade e a dispersão atuam em

conjunto. Fazendo  $P_{in} = P_c = 4\kappa_c/\gamma$ , sendo  $P_c$  a potência crítica do NLDC, as Eqs. 3.1.33 e 3.1.34 são reduzidas a [118]

$$\partial_z \check{b}_+ = J \frac{1}{2\kappa_c L_D} \partial_t^2 \check{b}_+ + J4|\check{b}_+|^2 \check{b}_+ + J\check{p}_+, \quad (3.1.35)$$

$$\partial_z \check{p}_+ = J \frac{1}{2\kappa_c L_D} \partial_t^2 \check{p}_+ + J4|\check{p}_+|^2 \check{p}_+ + J\check{b}_+. \quad (3.1.36)$$

$\check{b}_+, \check{p}_+$  podem ser interpretadas como amplitudes normalizadas por  $P_c^{1/2}$ . Mostra-se conveniente investigar a propagação de pulsos em NLDCs mediante consideração das Eqs. 3.1.35 e 3.1.36 visto que apenas um parâmetro e ambos potência crítica ( $P_c$ ) e o comprimento normalizado ( $\check{z}$ ) são independentes da entrada [118]. Pode-se observar nas Eqs. 3.1.35 e 3.1.36 que, exceto para  $P_c$ , o produto  $\kappa_c L_D$  também é um parâmetro característico de um NLDC, o qual é decisivo no comportamento de acoplamento.

A comutação solitônica tem sido intensamente investigada desde 1986 [132]; é necessário comparar as Eqs. 3.1.35 e 3.1.36 às equações da comutação de sólitons. Fazendo

$$\check{z} = \kappa_c L_D \check{z}, \quad (3.1.37)$$

$$\check{b}_+(\check{z}, \check{t}) = \ddot{b}_+(\check{z}, \check{t}), \quad (3.1.38)$$

$$\check{p}_+(\check{z}, \check{t}) = \ddot{p}_+(\check{z}, \check{t}), \quad (3.1.39)$$

$$P_{in} = P_0 = 1/\gamma L_D, \quad (3.1.40)$$

e aplicando-se novamente a regra da cadeia para obter

$$\partial_z \check{b}_+ = \partial_{\check{z}} \ddot{b}_+(1/\kappa_c L_D), \quad (3.1.41)$$

$$\partial_z \check{p}_+ = \partial_{\check{z}} \ddot{p}_+(1/\kappa_c L_D), \quad (3.1.42)$$

as Eqs. 3.1.35 e 3.1.36 são reduzidas às conhecidas equações da comutação solitônica (NLSE acopladas normalizadas em unidade de sólitons) [118]

$$\partial_{\check{z}} \ddot{b}_+ = J \frac{1}{2} \partial_{\check{t}}^2 \ddot{b}_+ + J|\ddot{b}_+|^2 \ddot{b}_+ + J\kappa_s \ddot{p}_+, \quad (3.1.43)$$

$$\partial_{\check{z}} \ddot{p}_+ = J \frac{1}{2} \partial_{\check{t}}^2 \ddot{p}_+ + J|\ddot{p}_+|^2 \ddot{p}_+ + J\kappa_s \ddot{b}_+. \quad (3.1.44)$$

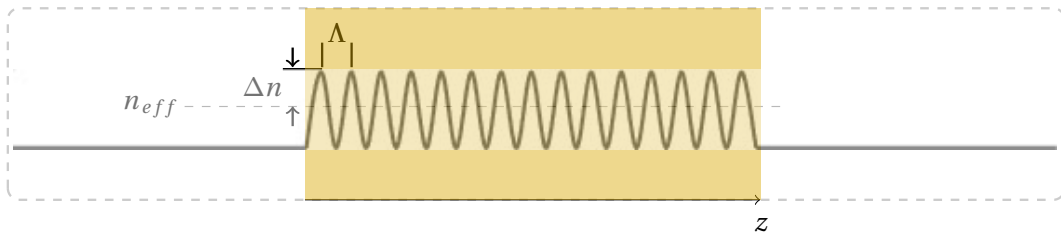
Aqui  $\kappa_s = \kappa_c L_D$ . Ambos comprimento normalizado e  $P_0$  são dependentes do pulso de entrada, sendo que  $P_0 = P_c/(4\gamma)$ . O impacto do produto  $\kappa_c L_D$  é completamente diferente nas Eqs. (3.1.35, 3.1.36) e Eqs. (3.1.43, 3.1.44) [118]. As Eqs. (3.1.35, 3.1.36) e Eqs. (3.1.43, 3.1.44) podem ser resolvidas numericamente, por exemplo, mediante esquema iterativo baseado no método de Fourier de divisão de passos (SSFM), descrito em [150].

## 3.2 Redes de Bragg em Fibra

Uma rede de Bragg em fibra consiste na alteração (perturbação ou modulação) longitudinal a intervalos periódicos do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica. Matematicamente, ambas dependências do índice de refração em relação à frequência e à intensidade devem ser incluídas à sua variação periódica ao longo do comprimento da fibra (eixo  $z$ ):

$$\tilde{n}(\omega, z, I) = n_{eff}(\omega) + n_2 I + \delta n_g(z), \quad (3.2.1)$$

em que  $n_{eff}$  representa a variação do valor médio do índice de refração da fibra ou índice de refração efetivo,  $n_2$  é o coeficiente Kerr (ou índice de refração não linear) e  $\delta n_g$  representa as variações periódicas do índice no interior da rede<sup>10</sup>. O perfil do índice de refração é apresentado na Fig. 3.2.



**Figura 3.2:** Perfil do índice de refração de uma estrutura baseada em redes de Bragg com variação uniforme e estritamente positiva do índice ao longo do eixo longitudinal da fibra.

A teoria da difração de redes mostra que quando a luz incide na estrutura a um ângulo  $\theta_i$  (medido em relação aos planos de índice de refração constante), ela é refletida a um ângulo  $\theta_r$  de tal forma que [152]

$$\sin(\theta_i) - \sin(\theta_r) = \frac{o\lambda}{n_{eff}\Lambda}, \quad (3.2.2)$$

em que  $\lambda/n_{eff}$  é o comprimento de onda da luz num meio com índice de refração efetivo  $n_{eff}$ ,  $o$  é a ordem da reflexão de Bragg e  $\Lambda$  o período da rede de Bragg. Trata-se de uma condição de casamento de fase, a qual pode ser escrita como

$$\mathbf{k}_i - \mathbf{k}_r = o\mathbf{k}_g \quad (3.2.3)$$

em que  $\mathbf{k}_i$  e  $\mathbf{k}_r$  são os vetores de onda associados à luz incidente e refletida, respectivamente. O vetor de onda da rede  $\mathbf{k}_g$  possui magnitude igual a  $2\pi/\Lambda$  e aponta na direção na qual o índice de refração do meio está variando de maneira periódica.

No caso de fibras mono-modo, todos os três vetores estão dirigidos ao longo do eixo longitudinal da fibra. Como resultado,  $\mathbf{k}_r = -\mathbf{k}_i$  (possuem sentidos opostos) e a luz refletida propaga para trás. Em termos dos ângulos presentes na Eq. 3.2.2,  $\theta_i = \pi/2$  e  $\theta_r = -\pi/2$ . A máxima reflexão da luz ocorre para comprimentos de onda que satisfaçam a condição da conservação da quantidade

<sup>10</sup> O termo  $\delta n_g$  pode ser relacionado à amplitude da modulação do índice de refração ( $\Delta n$ ) [151], ao período da rede de Bragg ( $\Lambda$ ) e à variação do período ao longo da rede ( $\phi(z)$ ) conforme a seguinte expressão:

$$\delta n_g = \Delta n \cos\left(\frac{2\pi}{\Lambda}z + \phi(z)\right).$$

de movimento  $o\lambda_o = 2n_{eff}\Lambda$ . Esta é a condição de Bragg, e uma rede que a satisfaz é denominada rede de Bragg.  $o = 1$  corresponde a reflexão de primeira ordem; o comprimento de onda ressonante correlato é denotado por comprimento de onda (de primeira ordem) de Bragg ( $\lambda_B$ ).

### 3.2.1 Aplicações

Estruturas ópticas as quais exibem periodicidade unidimensional na parte dispersiva do índice de refração apresentam regiões estreitas de alta refletividade [153]. Conforme apresentado em [154], [155] e [156], a resposta óptica de tais estruturas pode incluir biestabilidade, comutação, *limiting* (biestabilidade frustrada), e instabilidade dinâmicas nos casos em que não linearidades do tipo Kerr estejam presentes.

O aumento no interesse acerca destas estruturas pode ser devido a duas observações: (1) a introdução do conceito de estrutura de banda fotônica por Yablonovitch [157] e (2) a descoberta de que estruturas periódicas, quando fabricadas a partir de meios com não linearidade do tipo Kerr, as quais podem exibir soluções cujos envelopes assumem a forma de ondas solitárias [158, 159]. Está demonstrado que estes *gap solitons*<sup>11</sup> (ou *Bragg solitons*<sup>12</sup>) não são apenas soluções fundamentais no regime de campo fraco mas podem ser detectadas como soluções propagantes em estruturas de comprimento finito [160]–[163]. Experimentalmente, *Bragg solitons* foram observados em redes a fibra em 1996 [164]. Alguns exemplos de soluções decorrentes são resumidamente discutidos nos próximos parágrafos.

Comparados aos sistemas eletrônicos similares, dispositivos ópticos lógicos podem aumentar a velocidade de processamento de dados. Adicionalmente, se forem baseados na interação solitônica há o pressuposto mérito da manutenção da forma do pulso pós-processamento. Tanto teórica quanto experimentalmente, foi demonstrada uma porta lógica AND baseada na interação entre dois solitons polarizados ortogonalmente acoplados numa FBG [165]. O mesmo grupo de pesquisadores demonstrou, em caráter pioneiro, a geração e propagação de *gap solitons* em frequência que se encontra no intervalo de banda de uma rede de Bragg [164]. O dispositivo requer que dois pulsos polarizados ortogonalmente sejam inseridos ao mesmo tempo para que se forme um *gap soliton* com cerca de duas vezes a potência de um sóliton. A formação e as propriedades de *gap solitons* em meios periódicos não lineares encontram-se bem estudadas e documentadas em nível teórico e experimental [166]–[169]. Semelhante à propagação convencional do sóliton em fibra óptica, o *gap soliton* é mantido pelo balanço entre a dispersão da velocidade de pulso e a auto-modulação de fase não linear, sendo neste caso a dispersão devida ao intervalo de banda fotônico de uma rede de Bragg. A alta potência do *gap soliton* acoplado faz deslocar o intervalo de banda devido ao efeito Kerr e promove a transmissão do sóliton através do dispositivo. Em outra proposta [170], a interação entre

<sup>11</sup> Um *gap soliton* resulta do balanço entre esta forte dispersão da banda fotônica com os efeitos não lineares manifestos a intensidades suficientemente altas. Em contraste, sólitons ópticos temporais surgem do balanço entre a fraca dispersão do material e efeitos não lineares. Isto implica que o comprimento necessário para a formação de *gap solitons* é da ordem de centímetros, comparados a distâncias consideravelmente maiores necessárias para que um sóliton seja formado numa fibra padrão.

<sup>12</sup> Formalmente, quando a estrutura de campo eletromagnético é formada dentro do intervalo de banda fotônico de um meio periódico, ela é denominada *gap soliton*, e quando sua formação se dá fora deste intervalo, ela é denominada *Bragg soliton*.

*gap solitons* numa FBG foi usada para obtenção de uma porta AND. Quando apenas um sóliton é injetado no dispositivo, o mesmo é refletido. Contudo, quando dois sólitons são inseridos, um dos sólitons é transmitido enquanto o outro sóliton é refletido. Neste caso, a diferença reside no fato de que ambos os sólitons possuem a mesma polarização, dispensando o emprego de polarizadores. Ainda, não se faz necessária a inserção simultânea de dois sólitons no dispositivo. É demonstrado que a operação AND é obtida mesmo quando os dois sólitons são mantidos separados ao longo do dispositivo, sendo a operação lógica baseada na alteração da frequência do sóliton como resultado da interação solitônica devido à estrutura proposta.

A resposta não linear de materiais constituintes induz, a altas intensidades, vasta gama de comportamentos intrigantes que também são características de cristais fotônicos não lineares complexos e estruturais espacialmente periódicas trabalhando a altas intensidades [153]. Em particular quando a frequência ocorre no interior (ou na proximidade) de um dos intervalos de banda que ocorrem acerca das ressonâncias de Bragg, a rede de Bragg exhibe formas diferentes de instabilidades concorrentes englobando biestabilidade ou *limiting* (biestabilidade frustada), auto-pulsação ordenada ou desordenada, e instabilidade modulacional, assim como a possibilidade de localizar o campo eletromagnético na forma de pulsos não dispersivos. A saber, *gap solitons*, que permitem aplicações subluminais ("*slow light*"), capacitam o desenvolvimento caótico espacial sob a ação de perturbações que quebram a integrabilidade do problema estacionário. O trabalho de Parini e colaboradores [171] foi focado na estabilidade temporal de soluções estacionárias genéricas numa rede de Bragg finita com reposta Kerr, enfatizando especificamente o início da auto-pulsação e a subjacente bifurcação Hopf (desestabilização de uma solução estacionária em favor de uma estável, no caso supercrítico, ciclo-limite) e sua competição com a biestabilidade. Auto-oscilação a exemplo de comportamentos biestáveis são muito comuns em qualquer sistema não linear com realimentação. Foi verificado em [171] que no interior da banda de parada (proibida) o ramo superior da resposta biestável pode ser parcialmente estável acima de uma dessintonia crítica. Quando a porção estável inclui o ponto de transparência, campos localizados remanescentes a *gap solitons* podem ser estavelmente excitados por meio de ciclos de histerese que devem envolver amortecimento espontâneo de oscilações auto-pulsáteis (*self-pulsing*).

À compressão de pulsos na qual um pulso exploratório (*probe*) é comprimido numa rede pela influência da modulação de fase cruzada a partir de um pulso copropagante mais intenso denomina-se *optical pushbroom* [172]. O pulso de bombeio é sintonizado distante da ressonância de Bragg e assim propaga à velocidade  $c/n$ . Assumindo ser a não linearidade positiva, o pulso exploratório é inicialmente sintonizado próximo ou exatamente na borda inferior da banda e posicionado à frente do bombeio. À medida que o bombeio se aproxima do pulso exploratório, devido à *XPM*, a borda do bombeio induz um deslocamento de frequência negativo na borda do pulso exploratório. Visto que o ramo inferior da relação de dispersão exhibe dispersão normal, a parte posterior do *probe* aumenta em velocidade e começa a alcançar a borda anterior produzindo a compressão do pulso. Com suficiente disponibilidade de potência, o deslocamento de frequência e o consequente aumento de velocidade ocorre tão rapidamente que a energia do *probe* mantém-se "empilhada" na frente do bombeio. À medida que o *probe* comprime, o bombeio exerce influência numa maior proporção do *probe* de tal forma que todo o pulso é comprimido e varrido da rede para a frente do bombeio. Central

ao efeito, é o deslocamento da frequência do *probe* em direção a uma região assintótica da relação de dispersão na qual a dispersão desaparece e a velocidade de grupo aproxima-se da velocidade da luz, fazendo com que o *probe* mantenha-se junto ao bombeio. É sabido que, no limite de baixa potência e pulsos largos, as equações de modos acoplados reduzem-se às equações não lineares de Schrödinger [173]. De fato, a varredura óptica foi descrita por equação tipo NLSE modificada para levar em conta o largo deslocamento espectral induzido por um *probe*. Portanto, no trabalho reportado por Steel e de Sterke [172], foi demonstrada a importância da inclusão da variação de frequência quando a intensidade de pulso é suficientemente larga para que se desenvolva a compressão de pulso.

Em 2003, foi conduzido por Lee e Agrawal [151] um estudo numérico de características de comutação de pulsos ópticos transmitidos através de redes de Bragg. Foram consideradas redes uniformes e com deslocamento de fase com vistas à comparação dos seus desempenhos como comutadores não lineares. Em geral, o uso de FBGs com deslocamento de fase reduz o nível de intensidade de comutação, mas o contraste (estado ligado-desligado) é em geral melhor para redes uniformes.

Chen e colaboradores [174, 175] examinaram duas aplicações potencialmente importantes em comunicações ópticas mediante combinação de pulsos ultracurtos com redes de Bragg: a geração de trens de pulso contendo múltiplos comprimentos de ondas a partir do ingresso de um pulso ultracurto de banda larga; e uma forma de implementação do OCDMA. A resposta do pulso ultracurto em redes de Bragg é uma importante consideração quando se projeta estruturas de redes adequadas a ambas aplicações.

### 3.2.2 Teoria de Modos Acoplados: Acoplamento Contradirecional

A teoria dos modos acoplados pode ser generalizada para incluir os efeitos não lineares contanto que a variação não linear do índice na Eq. 3.2.1 seja suficientemente pequena de tal forma que possa ser tratada como uma perturbação [152].

Inicialmente, se faz necessário resolver as equações de Maxwell com o índice de refração dado pela Eq. 3.2.1. Considerando que os efeitos não lineares sejam relativamente fracos, é possível trabalhar no domínio da frequência e resolver a equação de Helmholtz [152, 108]

$$\left\{ \nabla_{\perp}^2 + \partial_z^2 + \tilde{n}^2(\omega, z) \frac{\omega^2}{c_0^2} \right\} \tilde{\mathbf{e}} = 0, \quad (3.2.4)$$

em que  $\tilde{\mathbf{e}}$  denota a transformada de Fourier do campo elétrico em relação ao tempo.

Notando que  $\tilde{n}$  dado pela Eq. 3.2.1 é uma função periódica de  $z$ , mostra-se útil expandir  $\delta n_g$  numa série de Fourier como [152, 108]

$$\delta n_g = \sum_{m=-\infty}^{\infty} n_m \exp(j2\pi m z / \Lambda), \quad (3.2.5)$$

na qual  $\Lambda$  é o período da rede. Visto que as ondas progressivas e regressivas devem ser incluídas,  $\tilde{\mathbf{e}}$  na Eq. 3.2.4 passa a ser expresso da seguinte forma [152, 108]

$$\tilde{\mathbf{e}}(\mathbf{r}, \omega) = \psi(x, y) [\tilde{b}_+(z, \omega) \exp(+i\beta_B z) + \tilde{b}_-(z, \omega) \exp(-i\beta_B z)], \quad (3.2.6)$$

em que  $\beta_B = \pi/\Lambda$  é o número de onda de Bragg para uma rede de primeira ordem, relacionado ao comprimento de onda de Bragg através da condição de Bragg  $\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda$ , podendo ser usado para definir a frequência (angular) de Bragg  $\omega_B = \pi c/(n_{eff}\Lambda)$ . Variações transversais para as duas ondas que propagam na mesma direção e em sentidos opostos são governadas pela mesma distribuição modal  $\psi(x, y)$  numa fibra monomodo.

Usando as Eqs. 3.2.4–3.2.6, assumindo que  $\tilde{b}_+$  e  $\tilde{b}_-$  variam suavemente com  $z$  e mantendo apenas os termos com casamento de fase, dispõem-se das equações de modos acoplados no domínio da frequência [152, 108]

$$\partial_z \tilde{b}_+ = j[\delta + \Delta\beta] \tilde{b}_+ + j\kappa_g \tilde{b}_-, \quad (3.2.7)$$

$$\partial_z \tilde{b}_- = j[\delta + \Delta\beta] \tilde{b}_- + j\kappa_g \tilde{b}_+, \quad (3.2.8)$$

em que  $\delta$  representa uma medida da dessintonia da frequência de Bragg, sendo definida como

$$\delta = \frac{n_{eff}}{c}(\omega - \omega_B) \equiv \beta(\omega) - \beta_B. \quad (3.2.9)$$

No caso em que  $\delta = 0$ , a FBG atua como um filtro com refletividade igual a 100%. Os efeitos não lineares são incluídos através de  $\Delta\beta$  [152, 108]:

$$\Delta\beta = \frac{\omega^2 n(\omega)}{c^2 \beta(\omega)} \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |\psi(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, y)|^4 dx dy}, \quad (3.2.10)$$

sendo  $\Delta n$  uma pequena perturbação não linear [135]. O coeficiente de acoplamento linear governa o acoplamento induzido pela rede entre as ondas progressiva e regressiva. Para uma rede de primeira ordem,  $\kappa_g$  é dado por [152, 108]

$$\kappa_g = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |\psi(x, y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, y)|^2 dx dy}. \quad (3.2.11)$$

Nesta forma geral,  $\kappa_g$  pode incluir variações transversais de  $\delta n_g$  as quais ocorrem quando a variação do índice foto-induzido é não uniforme na área do núcleo.

As Eqs. 3.2.7 e 3.2.8 necessitam ser convertidas para o domínio do tempo. É assumido que o campo elétrico total possa ser expresso por [152, 108]

$$\mathbf{e}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \psi(x, y) [b_+(z, \omega) \exp(+j\beta_B z) + b_-(z, \omega) \exp(-j\beta_B z)] \exp(-j\omega_0 t) + c.c., \quad (3.2.12)$$



em que  $\omega_0$  é a frequência na qual o espectro do pulso está centrado.  $\beta(\omega)$  (Eq. 3.2.9) é expandido numa série de Taylor [152, 108]

$$\beta(\omega) = \sum_{m=0}^p \frac{1}{m!} (\omega - \omega_0)^m \beta_m, \quad (3.2.13)$$

sendo nesta expansão retidos os termos de até segunda ordem em  $(\omega - \omega_0)$ . Conforme ocorre para acopladores direcionais, as equações resultantes podem ser convertidas para o domínio do tempo pela substituição de  $(\omega - \omega_0)^n$  pelo operador diferencial  $(J \partial_t)^n$ . As equações de modos acoplados resultantes são [152, 108, 176, 177]

$$\left\{ +\partial_z + \beta_1 \partial_t + J \frac{\beta_2}{2} \partial_t^2 \right\} b_+ = J \left\{ \delta b_+ + \kappa_g b_- + \gamma (|b_+|^2 + 2|b_-|^2) b_+ \right\}, \quad (3.2.14)$$

$$\left\{ -\partial_z + \beta_1 \partial_t + J \frac{\beta_2}{2} \partial_t^2 \right\} b_- = J \left\{ \delta b_- + \kappa_g b_+ + \gamma (|b_-|^2 + 2|b_+|^2) b_- \right\}, \quad (3.2.15)$$

em que  $\delta$  na Eq. 3.2.9 é calculado em  $(\omega = \omega_0)$  e se torna  $\delta = (\omega_0 - \omega_B)/v_g$ . De fato, o termo  $\delta$  pode ser eliminado das equações de modos acoplados se  $\omega_0$  for substituído por  $\omega_B$  na Eq. 3.2.12. Identicamente,  $\beta_1 \equiv 1/v_g$  é relacionado ao inverso da velocidade de grupo,  $\beta_2$  governa a dispersão da velocidade de grupo (GVD), e o parâmetro não linear  $\gamma$  é relacionado a  $n_2$  por  $\gamma = n_2 \omega_0 / (c A_{eff})$ , em que  $A_{eff}$  representa a área efetiva expressa por [152]

$$A_{eff} = \frac{\left( \int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |\psi(x, y)|^4 dx dy}. \quad (3.2.16)$$

Os termos não lineares nas equações de modos acoplados no domínio do tempo contém as contribuições de ambos efeitos não lineares auto-modulação de fase (SPM) e modulação de fase cruzada (XPM). As equações de modos acoplados são similares ao conjunto composto por duas equações de Schrödinger não lineares acopladas as quais governam a propagação de ondas em fibras ópticas. Duas são as principais diferenças: (1) o sinal negativo que aparece na frente do termo  $\partial_t b_-$  na Eq. 3.2.14 é devido à propagação regressiva de  $b_-$  e (2) a presença do acoplamento linear entre as ondas contrapropagantes (no mesmo canal) governada pelo parâmetro  $\kappa_g$ . Estas diferenças alteram profundamente as características de propagação da onda.

Na maioria dos casos de interesse prático, o termo  $\beta_2$  pode ser negligenciado nas Eqs. 3.2.14 e 3.2.15. Para redes de comprimento típico ( $< 1$  m), a perda também pode ser anulada [152]. Assim, as equações não lineares de modos acoplados são expressas como

$$+\partial_z b_+ = J \left( \frac{1}{v_g} \partial_t b_+ + \delta b_+ + \kappa_g b_- + \gamma |b_+|^2 b_+ + 2\gamma |b_-|^2 b_+ \right), \quad (3.2.17)$$

$$-\partial_z b_- = J \left( \frac{1}{v_g} \partial_t b_- + \delta b_- + \kappa_g b_+ + \gamma |b_-|^2 b_- + 2\gamma |b_+|^2 b_- \right). \quad (3.2.18)$$

Neste formato, as equações do sistema (Eq. 3.2.17 e Eq. 3.2.18) descrevem a propagação dos modos ao longo de  $z$  devido aos seguintes efeitos físicos: espalhamento do modo propagante (contrapropagante)

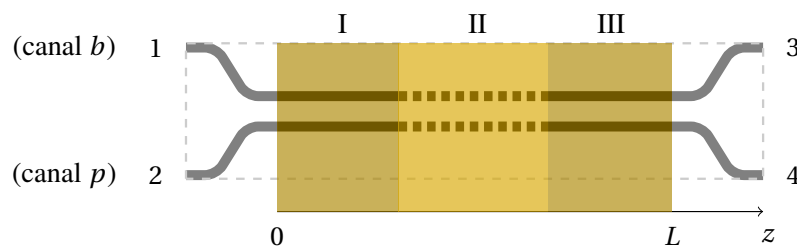


devido à dispersão da rede, dessintonia do modo propagante (contrapropagante) em relação à rede, acoplamento com o modo contrapropagante (propagante) e não linearidades ópticas (SPM e XPM), respectivamente. Na aplicação do formalismo das equações de modos acoplados, o qual se mostra adequado a várias geometrias [173], é requerido que a modulação linear da rede seja fraca (por simplicidade, é assumido que  $\Delta n \ll n_{eff}$ , significando que se trata de uma rede rasa (*shallow*)).

Em níveis não tão elevados de potência [152], as equações não lineares de modos acoplados preveem características coincidentes com aquelas observadas pela equação não linear de Schrödinger. Como a equação não linear de Schrödinger é integrável mediante método de transformação de espalhamento inverso, conforme discutido nas aplicações, sólitons fundamentais e de ordem superior também devem existir para uma rede em fibra.

### 3.3 FBGC Linear no Domínio da Frequência

Tal e qual ocorre para os dispositivos dos quais deriva, acopladores refletores de Bragg em fibra estão fundamentados na teoria de modos acoplados. Modos guiados são autoestados ou estados característicos (*eigenstates*) de campos eletromagnéticos num guia de onda. Eles formam uma base completa (juntamente com os estados irradiadores que possam propagar para fora do guia, os quais são ignorados nas considerações teóricas deste trabalho) pela qual qualquer perturbação pode ser expandida. Tais perturbações podem originar de muitas possíveis fontes: corrugação do guia (aleatória ou periódica), não linearidades, ou possivelmente a presença de outro guia suficientemente próximo de forma a permitir o acoplamento por tunelamento fotônico [178]. Conforme esboçado na Fig. 3.3, em um FBGC, que no presente contexto opera no regime linear, estão discriminadas três regiões de acoplamento. Nas regiões I e III, há apenas o acoplamento direcional, no qual estão envolvidos os dois núcleos das fibras, enquanto que na região II é permitido tanto o acoplamento direcional quanto o acoplamento contradirecional dos sinais, ocorrente no mesmo canal.



**Figura 3.3:** Acoplador refletor de Bragg a fibra (FBGC).

#### 3.3.1 Modelo Teórico

Na modelagem do dispositivo (Fig. 3.3) é considerado que as fibras gravadas do acoplador duplo *b* e *p* possuem constantes de propagação (não perturbadas)  $\beta_b$  e  $\beta_p$ , respectivamente. A

presença da rede introduz uma dessintonia entre as constantes de propagação em cada fibra, sendo os parâmetros de dessintonia  $\delta_b$ ,  $\delta_p$  e  $\delta_{bp}$  definidos como [179]:

$$\delta_b = \beta_b - \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (3.3.1)$$

$$\delta_p = \beta_p - \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (3.3.2)$$

$$\delta_{bp} = \frac{1}{2}(\beta_b - \beta_p) = \frac{1}{2}(\delta_b - \delta_p). \quad (3.3.3)$$

em que  $\Lambda$  representa o período das redes de Bragg. Na região II, temos as equações de modos acoplados [179]:

$$\begin{aligned} +J \frac{d\tilde{b}_+}{dz} &= \delta_b \tilde{b}_+ + \kappa_g \tilde{b}_- + \kappa_c \tilde{p}_+, \\ -J \frac{d\tilde{b}_-}{dz} &= \kappa_g^* \tilde{b}_+ + \delta_b \tilde{b}_- + \kappa_c \tilde{p}_-, \\ +J \frac{d\tilde{p}_+}{dz} &= \kappa_c^* \tilde{b}_+ + \delta_p \tilde{p}_+ + \kappa_g \tilde{p}_-, \\ -J \frac{d\tilde{p}_-}{dz} &= \kappa_c^* \tilde{b}_- + \kappa_g^* \tilde{p}_+ + \delta_p \tilde{p}_-, \end{aligned} \quad (3.3.4)$$

em que  $\tilde{b}_+$ ,  $\tilde{b}_-$ ,  $\tilde{p}_+$  e  $\tilde{p}_-$  são as amplitudes modais de variação suave (lenta) correspondentes;  $\kappa_g$  e  $\kappa_c$  são as constantes de acoplamento das redes de Bragg e do acoplador direcional, respectivamente. Assim, a variação do modo ao longo do dispositivo é devido a três efeitos físicos: sua dessintonia na rede, seu acoplamento em relação ao modo que propaga no sentido oposto na mesma fibra, e ao acoplamento em relação ao modo presente na fibra adjacente que propaga no mesmo sentido. Não é considerado o acoplamento entre ondas contrapropagantes em guias distintos. Na forma matricial, o conjunto de equações acopladas 3.3.4 é dado por

$$\frac{d}{dz} \begin{pmatrix} \tilde{b}_+ \\ \tilde{b}_- \\ \tilde{p}_+ \\ \tilde{p}_- \end{pmatrix} = J \begin{bmatrix} -\delta_b & -\kappa_g & -\kappa_c & 0 \\ +\kappa_g^* & +\delta_b & 0 & +\kappa_c \\ -\kappa_c^* & 0 & -\delta_p & -\kappa_g \\ 0 & +\kappa_c^* & +\kappa_g^* & +\delta_p \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{b}_+ \\ \tilde{b}_- \\ \tilde{p}_+ \\ \tilde{p}_- \end{pmatrix}.$$

Expressa como uma equação de autovalores, as Eqs. 3.3.4 resultam em quatro autovalores (constantes de propagação) dos quatro modos característicos da região das redes de Bragg, nos quais estão relacionados os termos de acoplamento e dessintonia pertinentes:

$$s_1 = + \left\{ |\kappa_g|^2 - \left[ (|\kappa_c|^2 + \delta_{bp}^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{\delta_b + \delta_p}{2} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (3.3.5)$$

$$s_2 = + \left\{ |\kappa_g|^2 - \left[ (|\kappa_c|^2 + \delta_{bp}^2)^{\frac{1}{2}} - \frac{\delta_b + \delta_p}{2} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (3.3.6)$$

$$s_3 = - \left\{ |\kappa_g|^2 - \left[ (|\kappa_c|^2 + \delta_{bp}^2)^{\frac{1}{2}} + \frac{\delta_b + \delta_p}{2} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (3.3.7)$$

$$s_4 = - \left\{ |\kappa_g|^2 - \left[ (|\kappa_c|^2 + \delta_{bp}^2)^{\frac{1}{2}} - \frac{\delta_b + \delta_p}{2} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (3.3.8)$$

Estas são as soluções mais gerais para o caso em que as fibras possuem constantes de propagação distintas. Os automodos associados a estes autovalores possuem campos espaciais expressos como a soma dos modos individuais de cada fibra. Os valores de contorno iniciais determinam como se dá a evolução de cada campo individual (em termos de crescimento ou decaimento) [180]. A resposta de um filtro adicionador-extrator de sinais é descrita no paragrafo a seguir.

Em primeiro lugar, as ondas que ingressam no dispositivo ( $\tilde{b}_+(z=0)$  e  $\tilde{p}_+(z=0)$ , assumindo-se que  $\tilde{p}_+(z=0) \equiv 0$ ) são decompostas em termos dos modos progressivos da região de acoplamento codirecional. Estes dois modos propagam (com suas respectivas constantes de propagação) em direção à fronteira da região na qual se encontram as redes de Bragg, sendo decompostas em termos das amplitudes dos modos individuais dos guias, resultando  $\tilde{b}_+(L_1)$  e  $\tilde{p}_+(L_1)$ . Estes valores, combinados às condições de contorno  $\tilde{b}_-(L_1+L_2) = 0$  e  $\tilde{p}_-(L_1+L_2) = 0$  são usadas para encontrar as amplitudes para os quatro modos na região das FBGs. O campo total dos modos é então decomposto na fronteira  $z = L_1$  em termos das amplitudes modais nos guias de onda individuais, resultando nos valores das ondas contrapropagantes  $\tilde{b}_-(L_1)$  e  $\tilde{p}_-(L_1)$  na interface com o acoplador direcional da região I. Então, similarmente ao primeiro passo da análise, estes valores são usados para encontrar as amplitudes dos dois modos contrapropagantes na região I (acoplamento codirecional) e, finalmente, as amplitudes  $\tilde{p}_-(0)$  e  $\tilde{b}_-(0)$  na saída do dispositivo.  $\tilde{b}_-(0)$  representa a extração enquanto  $\tilde{p}_-(0)$  representa a retroreflexão indesejada. O propósito da região III é direcionar os canais de frequência fora da banda selecionada para a porta de saída do dispositivo  $[|\kappa_g|(L_1 + L_2 + L_3) = n\pi]$ .

A abordagem descrita permite a análise de um dispositivo no caso geral, no qual é considerado que as ondas ópticas nos guias  $b$  e  $p$  possuem constantes de propagação arbitrariamente distintas. No que se segue, é considerado um caso substancialmente mais simples (ainda que importante e experimentalmente realizado [181]) no qual os guias  $b$  e  $p$  são idênticos. Assim tem-se  $\beta_b \equiv \beta_p$ , e portanto  $\delta_{bp} = 0$ ,  $\delta_b \equiv \delta_p \equiv \delta$ , em que  $\delta (= 2\pi n_{eff}(\lambda^{-1} - \lambda_B^{-1}))$  representa o parâmetro de dessintonização. Portanto, as Eqs.3.3.5–3.3.8 são simplificadas à [179]

$$s_1 = + \left( |\kappa_c|^2 - (|\kappa_g| + \delta \Delta\beta)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.3.9)$$

$$s_2 = + \left( |\kappa_c|^2 - (|\kappa_g| - \delta)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.3.10)$$

$$s_3 = - \left( |\kappa_c|^2 - (|\kappa_g| + \delta)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3.3.11)$$

$$s_4 = - \left( |\kappa_c|^2 - (|\kappa_g| - \delta)^2 \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (3.3.12)$$

Considerando-se a inserção de uma onda contínua (CW), e mediante aplicação das condições de contorno especificadas, a “transmissão” extraída na porta 2 é [179]

$$r_{\times} = \frac{1}{2} \frac{\kappa_c^*}{|\kappa_c|} \exp(-j2\vartheta) \kappa_g^* (q_1 - q_2), \quad (3.3.13)$$

e a amplitude retro-refletida na porta 1 é dada por [179]

$$r_{=} = \frac{1}{2} \exp(-j2\vartheta) \kappa_g^* (q_1 + q_2), \quad (3.3.14)$$

em que

$$\begin{aligned}\vartheta &= \delta L_1, \\ q_1 &= \frac{\exp(-j2|\kappa_c|L_1) \tanh(s^+L_2)}{(-|\kappa_c| - \delta) \tanh(s^+L_2) + js^+}, \\ q_2 &= \frac{\exp(j2|\kappa_c|L_1) \tanh(s^-L_2)}{(|\kappa_c| - \delta) \tanh(s^-L_2) + js^-}, \\ s^+ &= (+) \left[ |\kappa_g|^2 - (|\kappa_c + \delta|)^2 \right]^{\frac{1}{2}}, \\ s^- &= (+) \left[ |\kappa_g|^2 - (|\kappa_c - \delta|)^2 \right]^{\frac{1}{2}},\end{aligned}$$

A potência total refletida (refletividade = perda de retorno + extração)  $R$  não depende de  $L_1$  e na frequência central ( $\delta = 0$ ) é dada por [179]

$$R = \tanh^2(s_k L_2) \frac{|\kappa_g|^2}{|s_k|^2 + |\kappa_c|^2 \tanh^2(s_k L_2)}, \quad (3.3.15)$$

sendo  $s_k$  a força do acoplamento na frequência central da rede de Bragg:  $s_k = (|\kappa_g|^2 - |\kappa_c|^2)^{1/2}$ , reduzida devido ao acoplamento direcional. A Eq. 3.3.15 permite que se calcule o comprimento  $L_2$ , dada a  $R$  requerida e os valores de  $\kappa_g$  e  $\kappa_c$ .

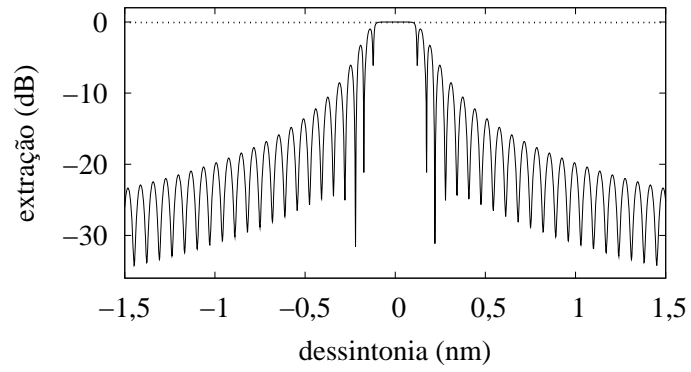
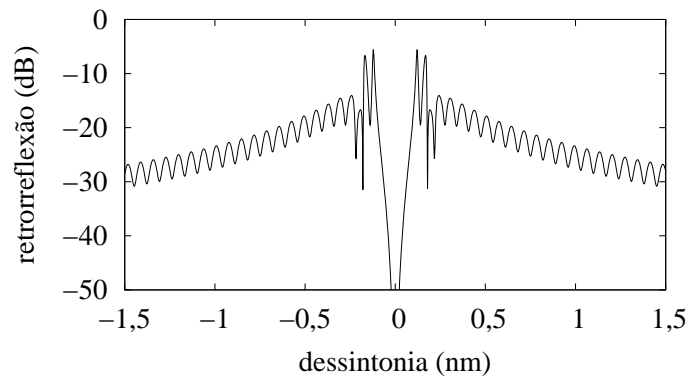
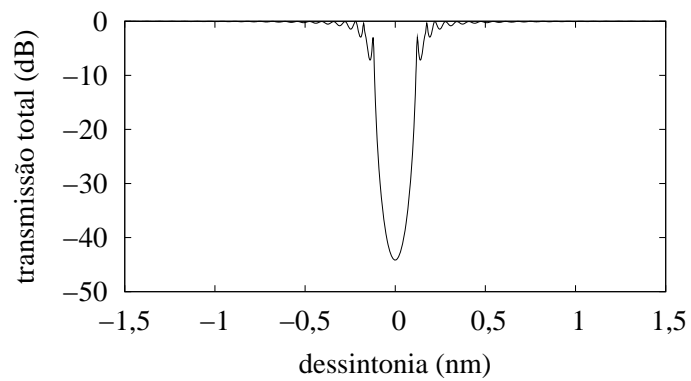
O comprimento  $L_1$  da primeira região de acoplamento codirecional (região I) pode ser otimizado com vistas à minimização da retrorreflexão na ressonância do filtro; *i.e.*,  $|r_-|^2$  deve ser igual a zero para  $\delta = 0$ . Empregando a Eq. 3.3.14, obtém-se a seguinte expressão para o valor ótimo de  $L_1$  [179]:

$$\tan(2|\kappa_c|L_1^{opt}) = \frac{s_k}{|\kappa_c| \tanh(s_k L_2)}. \quad (3.3.16)$$

Pode ser mostrado que a refletividade total  $R$  tem valor próximo à unidade e para pequenos desvios do comprimento do acoplador  $L_1$  de seu valor ótimo  $L_1^{opt}$ , a retrorreflexão normalizada na frequência central do filtro (para  $\delta = 0$ ) é  $\approx 10 \log_{10} (4|\kappa_c|^2 |L_1 - L_1^{opt}|^2)$  dB [179].

### 3.3.2 Exemplo Analítico

Reproduzindo [179], foram calculados a eficiência de extração (Fig. 3.4(a)), a retrorreflexão (Fig. 3.4(b)), e a transmissão total (Fig. 3.4(c)) do dispositivo para um conjunto de parâmetros típicos:  $|\kappa_g| = 5 \text{ cm}^{-1}$  (correspondendo a uma variação de índice no núcleo da fibra de  $2,5 \times 10^{-4}$ ),  $|\kappa_c| = 1 \text{ cm}^{-1}$ ,  $L_2 = 1,175 \text{ cm}$ , e comprimento de onda de projeto  $\lambda_B = 1550 \text{ nm}$ . O valor de  $L_1 = 0,685 \text{ cm}$  foi obtido usando-se a Eq. 3.3.16 para suprimir a perda de retorno no comprimento de onda da rede  $\lambda_B$ . O dispositivo possui  $\approx 0,2 \text{ nm}$  de largura de banda total na saída extraída e exibe uma interferência (diafonia) entre canais relativamente fraca ( $< -20 \text{ dB}$  em  $\delta = \pm 1 \text{ nm}$ ; Fig. 3.4(a)). A interferência pode ser substancialmente reduzida mediante apodização apropriada. A eficiência de extração do sinal, *i.e.*, a transmissão residual através do dispositivo no comprimento de onda ressoante  $\lambda_B$ , pode ser inferior a  $-40 \text{ dB}$  (para os valores de  $\kappa_g$  e  $L_2$  escolhidos). O valor mínimo de  $L_3$  é igual a  $1,28 \text{ cm}$  para satisfazer a condição  $|\kappa_c|(L_1 + L_2 + L_3) = \pi$ .

(a)  $|r_x|^2$  em função de  $\delta$ .(b)  $|r_+|^2$  em função de  $\delta$ .(c)  $1 - (|r_x|^2 + |r_+|^2)$  em função de  $\delta$ .**Figura 3.4:** Respostas do filtro óptico híbrido no domínio da frequência.

## 3.4 Síntese

Neste Capítulo, acopladores direcionais e redes de Bragg em fibra foram abordados qualitativamente, em termos das aplicações realizáveis, e quantitativamente, mediante apresentação dos modelos matemáticos pertinentes obtidos a partir da teoria dos modos acoplados, aplicável em ambos os casos. Esta inclusão se faz necessária visto que, para uma melhor compreensão dos acopladores refletores de Bragg em fibra, as formulações, assim como a sua interpretação e mesmo o conhecimento das atuais aplicações dos dois módulos presentes devem necessariamente ser conhecidas. No caso, foi exposta a versão linear de FBGCs, no domínio da frequência, enfatizando aspectos qualitativos e quantitativos destes dispositivos, material essencial para a progressão dos estudos realizados no Capítulo seguinte.

□

## Interações entre Pulsos Ópticos e FBGCs Não Lineares

O desenvolvimento de filtros multiplexadores ADM eficientes, capazes de promover a adição e/ou extração de pulsos ópticos (em comprimentos de onda pré-selecionados) sem perda de inserção e interferência com outros canais de frequência num enlace ainda persiste em ser um problema desafiador. FBGCs representam a mais promissora proposta para adição-extração de sinais com base na interferometria. Além de se tratar de estrutura simples e apresentar baixa perda de inserção, o FBGC mostra-se capaz de cumprir pelo menos dois requisitos essenciais ao pleno funcionamento sistemático: alta extração e baixa retroreflexão na porta de entrada [180].

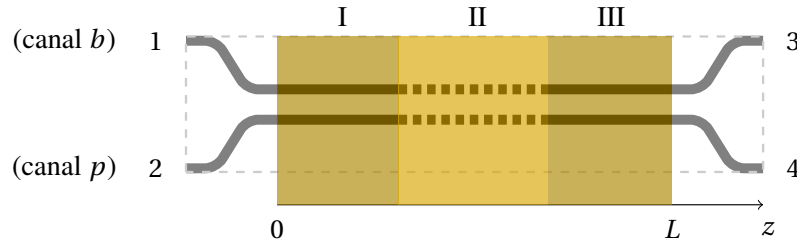
Em suas diversas plataformas passíveis de implementação, FBGCs constituem importante tema de interesse prático e teórico. Contudo, é notável a predominância dos estudos pertinentes ao domínio da frequência [181]–[184], sendo surpreendente o fato de que investigações no domínio do tempo têm recebido muito menor atenção [102, 103]. Recentemente, novas possibilidades para manipulação dinâmica de pulsos subluminares (*slow light pulses*) [185], cuja frequência é sintonizada na vizinhança da ressonância de Bragg, foram demonstradas mediante o emprego de FBGCs [186]–[189]. Além disto, as propriedades de FBGCs operando no regime não linear, com vistas à comutação totalmente óptica, também foram investigadas e demonstradas experimentalmente [190, 191].

Neste Capítulo será apresentada a contribuição decorrente da pesquisa acerca do tema acopladores refletores de Bragg a fibra, mediante exposição de dois estudos de caso realizados.

### 4.1 Dinâmica de Pulsos Solitônicos em NLFBGC Uniforme e Gaussiano

Tendo como motivação o permanente interesse em estruturas fotônicas híbridas, foi realizada uma investigação numérica de um filtro óptico para inserção e extração configurado como acoplador direcional duplo simétrico com uma rede de Bragg gravada na região de acoplamento

em cada guia adjacente (teoricamente um acoplador refletor de Bragg não linear). Conforme esquematicamente ilustrado na Fig. 4.1, as regiões I e III são seções de acoplamento codirecional convencionais, enquanto a região II permite adicionalmente o acoplamento contradirecional seletivo na frequência. Relacionado à região II, duas estruturas distintas são examinadas: a primeira com um par de FBGs uniformes e a segunda com um par de FBGs não uniformes, apodizadas conforme padrão Gaussiano. Pulsos de perfil tipo secante-hiperbólico iluminaram os NLFBGCs projetados. A extração e as transmissões em barra e em cruz – saídas específicas dependentes da intensidade operacional aplicada ao NLFBGCs – tiveram suas respostas espectral e temporais examinadas, em termos do regime operacional (nível de potência de entrada), visando à observação do seu funcionamento e fundamentalmente à elucidação de características físicas de interesse. Portanto, foi realizado um estudo numérico considerando a propagação de pulsos ópticos através de NLFBGCs, segundo arranjos não lineares distintos. A extração, a reconfiguração e a comutação de sinais são funções significativas as quais reforçam o potencial de NLFBGCs para propósitos de processamento totalmente óptico.



**Figura 4.1:** Delineamento de um acoplador refletor de Bragg a fibra não linear (NLFBGC).

### 4.1.1 Modelo Teórico

De acordo com o esquema ilustrado na Fig. 4.1, faz-se uso da análise de modos acoplados, a qual considera, especificamente na região das redes de Bragg, os acoplamentos codirecional e contradirecional, simultaneamente. No presente trabalho é observado o regime não linear pulsado. Os campos elétricos  $\mathbf{e}$  nos guias dos acopladores com redes de Bragg adjacentes são representados como a soma de modos propagantes (progressivo e regressivo) em cada guia da seguinte forma <sup>1</sup>:

$$\mathbf{e}_b(\mathbf{r}, t) = \psi_b(x, y) (b_+(z, t) \exp[-j(\omega_B t - k_B z)] + b_-(z, t) \exp[-j(\omega_B t + k_B z)]) + \text{c.c.}, \quad (4.1.1)$$

$$\mathbf{e}_p(\mathbf{r}, t) = \psi_p(x, y) (p_+(z, t) \exp[-j(\omega_B t - k_B z)] + p_-(z, t) \exp[-j(\omega_B t + k_B z)]) + \text{c.c.} \quad (4.1.2)$$

Aqui, as letras  $b$  e  $p$  são pertinentes aos respectivos núcleos (canais), e os subscritos (+) e (-) são referentes às ondas progressivas e regressivas, respectivamente; *c.c.* significa conjugado complexo,  $z$  é a distância de propagação,  $t$  é o tempo,  $\omega_B$  e  $k_B$  representam a frequência e o número de onda (frequência espacial) na condição de Bragg, i.e.,

$$\omega_B = \frac{c}{n_{eff}} k_B, \quad k_B = \frac{\pi}{\Lambda}, \quad (4.1.3)$$

<sup>1</sup> Por simplicidade, é assumido que os campos dependem de uma única variável espacial.



em que  $c$  é a velocidade da luz,  $n_{eff}$  representa o índice de refração efetivo da fibra, sendo  $\Lambda$  o período da rede. A dinâmica dos pulsos nos NLFBGCs com não linearidade tipo Kerr pode ser modelada por um conjunto de equações não lineares de modos acoplados, obtidas a partir das equações de Maxwell seguindo procedimento padrão [108], para as variações suaves (lentas) progressivas ( $b_+$  e  $p_+$ ) e regressivas ( $b_-$  e  $p_-$ ) das amplitudes modais em cada canal óptico <sup>2</sup>:

$$J \left( +\partial_z + \frac{n_{eff}}{c} \partial_t \right) b_+ + \delta b_+ + \kappa_g b_- + \kappa_c p_+ + \gamma |b_+|^2 b_+ + 2\gamma |b_-|^2 b_+ = 0, \quad (4.1.4)$$

$$J \left( -\partial_z + \frac{n_{eff}}{c} \partial_t \right) b_- + \delta b_- + \kappa_g b_+ + \kappa_c p_- + \gamma |p_-|^2 p_- + 2\gamma |b_-|^2 p_- = 0, \quad (4.1.5)$$

$$J \left( +\partial_z - \frac{n_{eff}}{c} \partial_t \right) p_+ + \delta p_+ + \kappa_g p_- + \kappa_c b_+ + \gamma |p_+|^2 p_+ + 2\gamma |p_-|^2 p_+ = 0, \quad (4.1.6)$$

$$J \left( -\partial_z + \frac{n_{eff}}{c} \partial_t \right) p_- + \delta p_- + \kappa_g p_+ + \kappa_c b_- + \gamma |p_-|^2 p_- + 2\gamma |p_+|^2 p_- = 0. \quad (4.1.7)$$

No sistema de Eqs. 4.1.4–4.1.7,  $\delta$  representa o parâmetro de dessintonia,  $\kappa_g$  é o coeficiente de acoplamento das redes relacionados à conversão linear induzida pelo espalhamento de Bragg em cada núcleo,  $\kappa_c$  é o coeficiente de acoplamento linear dos núcleos devido ao tunelamento lumínico entre eles, e  $\gamma$  é o parâmetro remissivo à intensidade dos efeitos não lineares. Os últimos dois termos nas Eqs. 4.1.4–4.1.7 descrevem a auto-modulação de fase e a modulação de fase cruzada, respectivamente. A unidade de  $\{b_+, p_+, b_-, p_-\}$  foi escolhida de tal forma que  $\{|b_+|^2, |p_+|^2, |b_-|^2, |p_-|^2\}$  representa a potência óptica (W).

A dessintonia (ou desvio entre os comprimentos de onda da portadora,  $\lambda_c$ , e da rede do projeto,  $\lambda_B$ , no qual a condição de reflexão de Bragg é satisfeita [192]) é definido como:

$$\delta = 2\pi n_{eff} \left( \frac{1}{\lambda_c} - \frac{1}{\lambda_B} \right). \quad (4.1.8)$$

O coeficiente de acoplamento da rede,  $\kappa_g$ , é obtido de

$$\kappa_g = \frac{\pi}{\lambda_B} \Delta n, \quad (4.1.9)$$

em que  $\Delta n$  representa a máxima variação do índice de refração. Em redes uniformes, a variação do índice de refração é constante, enquanto que para o perfil Gaussiano é expresso da seguinte forma [192]

$$\kappa_g(z) = \kappa_g \exp \left( -\frac{4 \ln(2z^2)}{(L_2/4)^2} \right), \quad (4.1.10)$$

em que  $L_2$  é o comprimento da rede. Os dois parâmetros que determinam as características de uma FBG são  $\kappa_g$  e  $L_2$  [193, 174], sendo o produto adimensional  $\kappa_g \cdot L_2$  representativo da força da rede [167]. O parâmetro de não linearidade é dado por

$$\gamma = \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda_B \cdot A_{eff}}, \quad (4.1.11)$$

<sup>2</sup> As fibras são consideradas idênticas em todos os aspectos: geométrico, dimensional e material.

em que  $n_2$  é o coeficiente não linear de Kerr (índice de refração não linear), e  $A_{eff}$  denota a área efetiva da seção transversal da fibra.

### 4.1.2 Procedimento Numérico

Os experimentos numéricos compreendem a propagação de pulsos com perfil secante-hiperbólico (tipo sóliton), cujas formas de onda temporais podem ser matematicamente expressas por

$$s(t) = (P_{in})^{1/2} \cdot \text{sech} \left[ \left( \frac{P_{in}}{p_0} \right)^{1/2} \cdot \frac{t}{T_0} \right], \quad (4.1.12)$$

e

$$q(t) = (P_{in})^{1/2} \cdot \text{sech} \left( \frac{t}{T_0} \right), \quad (4.1.13)$$

em que  $P_{in}$  representa a potência de pico de entrada, e  $p_0$  é um fator constante ( $p_0 = 1 \text{ W}$ ) usado para tornar adimensional o argumento da função hiperbólica (Eq. 4.1.12). Ademais, é pretendido distinguir uma forma de onda cuja largura de banda associada seja dependente da potência operacional (Eq. 4.1.12) de outra que seja independente (Eq. 4.1.13). Quando  $P_{in} = p_0$ , os perfis representados por  $s(t)$  e  $q(t)$  são indistinguíveis.  $t_0$  representa a largura temporal do pulso.

Deve ser enfatizado que o termo sóliton é empregado para representar uma definição matemática relacionada à integrabilidade ao invés de uma solução localizada de modelos de redes. Ainda, o sistema formado pelas Eqs. 4.1.4–4.1.7 não pertence a uma classe de equações completamente integráveis. Portanto, do ponto de vista estritamente matemático, nos casos sob investigação, não existem sólitons, mas sim ondas solitárias ou do tipo sólitons correspondentes às soluções providas pelas Eqs. 4.1.12 e 4.1.13. As soluções para as NLCME, deduzidas originalmente por Aceves e Wabnitz [163], não serão aqui apresentadas.

As equações acopladas 4.1.4–4.1.7 no domínio do tempo pode ser resolvidas numericamente pelo método predito-corretor de quarta ordem modificado, apresentado na apêndice A<sup>3</sup>. Em se trabalhando diretamente no domínio do tempo, é possível obter explicitamente as ondas progressivas/regressivas propagantes em função da posição e do tempo na configuração óptica NLFBGC, o que por sua vez visa garantir compreensão adicional da dinâmica da interação pulso-dispositivo.

Como condições de contorno apropriadas para um dispositivo de comprimento finito, é suposto que um pulso tipo solitônico propaga ao longo do NLFBGC através da porta 1, de tal forma que

$$b_+(0, t) = s(t) \quad \text{ou} \quad q(t), \quad (4.1.14)$$

$$p_+(0, t) = 0, \quad (4.1.15)$$

$$b_-(L, t) = 0, \quad (4.1.16)$$

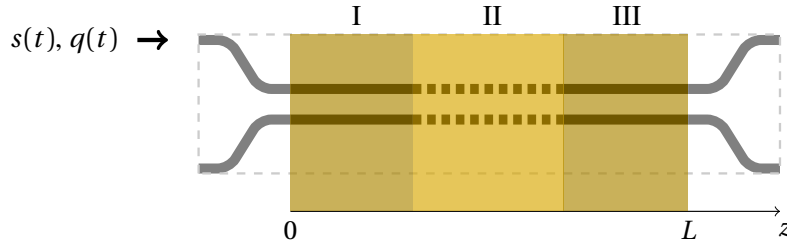
$$p_-(L, t) = 0, \quad (4.1.17)$$

<sup>3</sup> Para maiores detalhes, vide artigo original [194].

significando que o sinal ilumina o dispositivo apenas pela porta 1 (Figs. 4.1 e 4.2) e

$$b_+(z, 0) = b_-(z, 0) = p_+(z, 0) = p_-(z, 0) = 0, \quad (4.1.18)$$

indicando que, inicialmente, o dispositivo não contém energia.



**Figura 4.2:** Pulso de entrada num dispositivo inicialmente sem energia.

Assumindo uma estrutura sem perda, a reflexão e a transmissão totais são combinações dos dois sinais refletidos e transmitidos, respectivamente. As Eqs. 4.1.4–4.1.7 associadas às condições de contorno, representadas pelas Eqs. 4.1.14–4.1.18, resultam nas saídas relevantes, *i.e.*, considerando as partes refletidas do sinal de entrada, tem-se a retrorreflexão (*return loss*,  $r_=-$ ) na porta 1 e a extração (*drop*,  $r_×$ ) na porta 2, definidas respectivamente por:

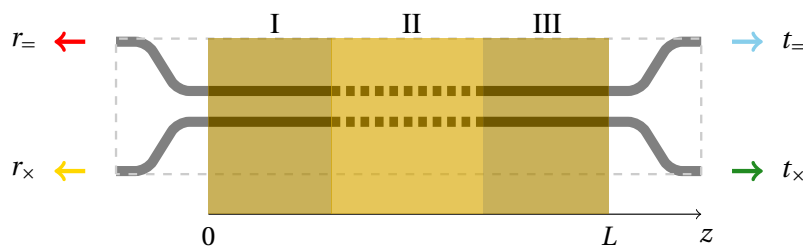
$$r_-= \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |b_-(z=0, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |b_+(z=0, t)|^2 dt}, \quad (4.1.19)$$

$$r_× = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |p_-(z=0, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |b_+(z=0, t)|^2 dt}. \quad (4.1.20)$$

Para as partes transmitidas, as seguintes relações são remissivas ao sinal transmitido através do mesmo núcleo, isto é, egressando pela porta 3 (transmissão em barra,  $t_=-$ ) e pelo núcleo adjacente, quer dizer, através da porta 4 (transmissão me cruz,  $t_×$ ):

$$t_-= \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |b_+(z=L, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |b_+(z=0, t)|^2 dt}, \quad (4.1.21)$$

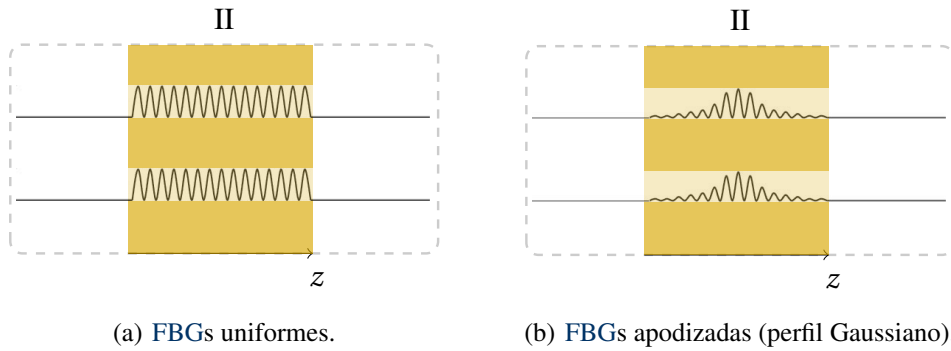
$$t_× = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |p_+(z=L, t)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |b_+(z=0, t)|^2 dt}. \quad (4.1.22)$$



**Figura 4.3:** Sinais refletidos e transmitidos processados pelo NLFBGC.

As NLCME foram analisadas na condição de ressonância de Bragg, na qual  $\lambda_B = \lambda_c = 1550\text{nm}$ , e portanto  $\delta = 0$ . Foi observada uma rede com comprimento igual a  $L_2 = 1\text{cm}$  para diminuir a complexidade analítica, já que as características de transmissão são consideravelmente mais complexas nas proximidades dos intervalos de banda no caso de redes maiores, e como consequência efeitos do tipo ondulatório (*ripplelike*) deverão ser menos pronunciados <sup>4</sup>.

Duas configurações de NLFBGCs são investigadas: uma baseada em redes uniformes (Fig. 4.4(a)) e a outra baseada em rede não uniformes com apodização Gaussiana (Fig. 4.4(b)). O coeficiente de acoplamento máximo da rede foi fixado em  $|\kappa_g| = 5\text{cm}^{-1}$ . O comprimento  $L_1$  da primeira região de acoplamento totalmente direcional (região I) foi otimizado (considerando o regime linear) visando à diminuição da luz refletida de volta à fonte (porta 1). Em conformidade com [179], o valor calculado para  $L_1$ , objetivando minimizar (virtualmente anular) a retroreflexão no comprimento de onda do dispositivo projetado, foi  $L_1 = 0,685\text{cm}$ . O propósito da região III é transmitir os canais com frequências distintas da banda da rede às portas 3 e 4. Para satisfazer a condição  $|\kappa_c| \cdot \left(\sum_{j=1}^{N=3} L_j\right) = \pi$ , o valor mínimo de  $L_3$  deve ser igual a  $1,457\text{cm}$ . Considerando o valor constante de  $\kappa_c = 1\text{cm}^{-1}$  para o coeficiente de acoplamento da região de acoplamento co-direcional do dispositivo, pode-se verificar prontamente que  $L = 3,14\text{cm}$ .



**Figura 4.4:** Dinâmica de Pulsos Solitônicos em NLFBGC Uniforme e Gaussiano: configurações investigadas.

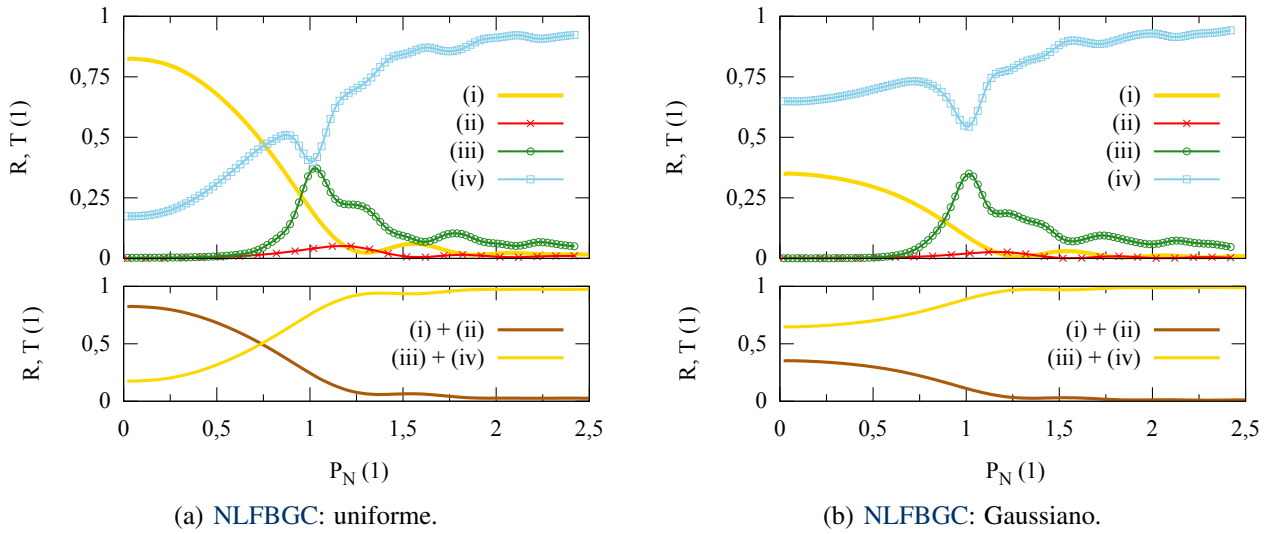
Neste estudo assume-se que o acoplamento contradirecional controla (ou é mais influente do que) o acoplamento codirecional, i.e.,  $|\kappa_g| > |\kappa_c|$ , e que nas regiões I e III há apenas acoplamento codirecional. A luz acopla periodicamente entre as fibras num período característico  $L_c \approx \pi/(2\kappa_c)$  definido pelo acoplador convencional no regime linear e sem FBGs. Portanto, o tamanho da estrutura analisada é igual a dois comprimentos de acoplamento de tal forma que, no regime linear, o pulso transita duas vezes entre os guias de ondas.

Adicionalmente, foram consideradas fibras com os seguintes parâmetros:  $n_{eff} = 1,452$ ,  $n_2 = 2,6 \times 10^{-20}\text{m}^2\text{W}^{-1}$ ,  $A_{eff} \approx 53\mu\text{m}^2$ , e  $\gamma = 2 \times 10^{-3}\text{m}^{-1}\text{W}^{-1}$ .

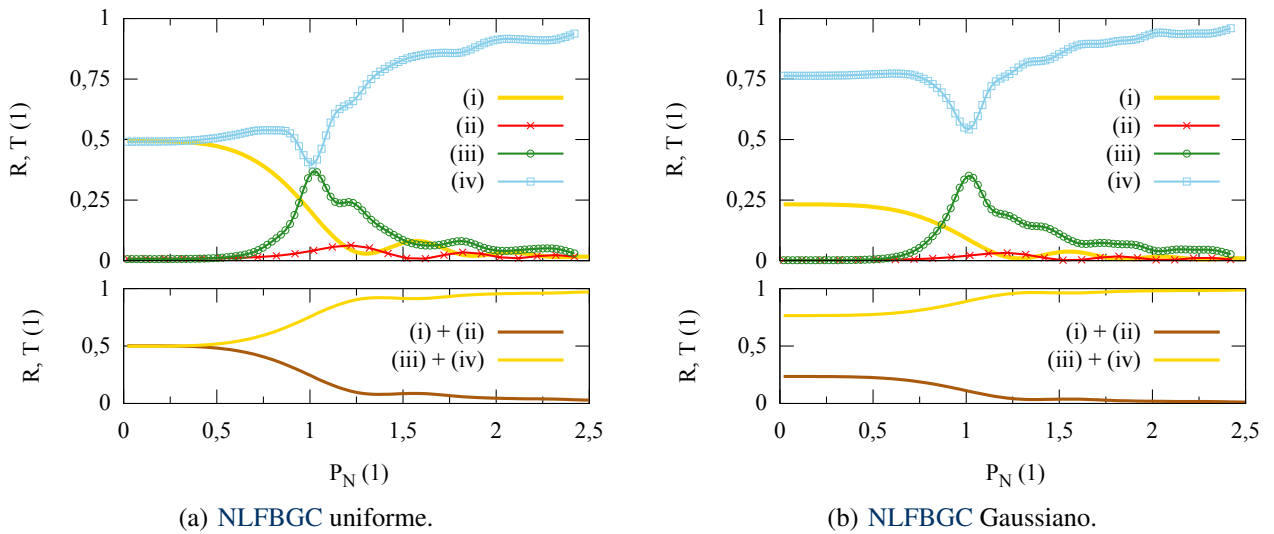
<sup>4</sup> O aparecimento de características ondulatórias nas curvas de transmissão é uma consequência da resposta óptica não linear em estruturas periódicas, associada à formação de *gap solitons* [189].

### 4.1.3 Distribuição de Energia: Características de Reflexão e Transmissão

Nas Figs. 4.5(a)–4.6(b), as curvas teóricas de comutação, relacionadas às saídas fracionárias dos núcleos – retrorreflexão, extração, e transmissões em barra e em cruz – são apresentadas em função da potência de entrada  $P_{in}$  normalizada pela potência  $P_{t,2}$ , na qual o sinal totalmente transmitido, composto pelas transmissões em barra e em cruz, têm sua energia aproximadamente dividida por igual entre os dois guias  $P_N = P_{in} : P_{t,2}$ . Duas configurações – um NLFBGC cujas FBGs possuem período uniforme (Figs. 4.5(a) e 4.6(a)) e outro no qual as FBGs adjacentes apresentam apodização Gaussiana (Figs. 4.5(b) e 4.6(b)) – são iluminadas pelos perfis de onda  $s(t)$  (Eq. 4.1.12, Figs. 4.5(a) e 4.5(b)) e  $q(t)$  (Eq. 4.1.13, Figs. 4.6(a) e 4.6(b)).



**Figura 4.5:** Reflexões e transmissões contra potência normalizada para pulso de entrada  $s(t)$ . (i): Extração; (ii): Perda de Retorno; (iii): Transmissão em cruz; (iv): Transmissão em barra; (i)+(ii): reflexão total; (iii)+(iv): transmissão total.



**Figura 4.6:** Reflexões e transmissões contra potência normalizada para pulso de entrada  $q(t)$ . (i): Extração; (ii): Perda de Retorno; (iii): Transmissão em cruz; (iv): Transmissão em barra; (i)+(ii): reflexão total; (iii)+(iv): transmissão total.

No regime de baixa potência, observando a entrada  $s(t)$  nas Figs. 4.5(a) e 4.5(b), verifica-se que o sinal egressa principalmente pela portas 2 e 3, i.e., o sinal é, respectivamente, extraído e transmitido (pela porta barra) em ambas configurações uniforme e Gaussiana. À medida que a potência de entrada é elevada, paralelo à extinção da capacidade de extração, parte da energia que oscila ao longo dos guias adjacentes também é transferida à porta 4, ou seja, os pulsos são transmitidos através da porta em cruz. Não obstante, a baixos níveis de potência, o sinal dependente da intensidade ( $s(t)$ ) foi mais eficientemente extraído comparado à contrapartida independente ( $q(t)$ ).

Em  $P_N = 1,0$ , os sinais transmitidos pelas portas barra e cruzada possuem aproximadamente a mesma potência, saindo equilibradamente em cada canal do NLFBGC uniforme (Figs. 4.5(b) e 4.6(b)), em contraste com a configuração Gaussiana (Figs. 4.5(a) e 4.6(a)), na qual a energia é transmitida predominantemente através do dispositivo pela porta em barra, independente da forma do pulso de entrada.

Para valores de potência superiores a  $P_N = 1,0$ , os sinais inseridos são predominantemente transmitidos através da porta em barra. Os dois projetos analisados apresentam comportamento indistinguível. Considerando a forma de onda  $q(t)$ , conforme ilustrado nas Figs. 4.6(a) e 4.6(b), comparando-se ao caso em que foi considerado o perfil  $s(t)$ , as mesmas características de transmissão foram observadas.

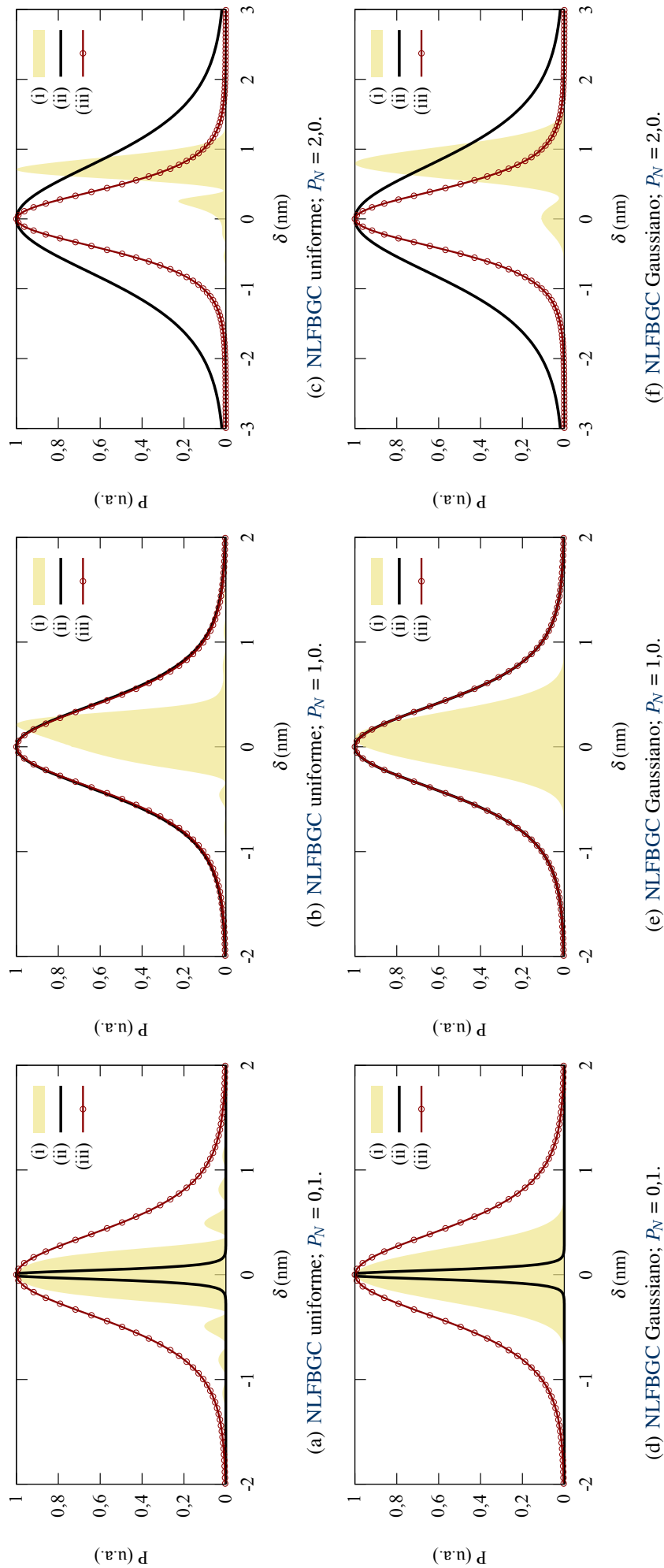
Digno de nota é o fato de que a perda de retorno é efetivamente suprimida nos regimes de potência considerados em todos os casos estudados.

#### 4.1.4 Resposta Espectral

Visando demonstrar a capacidade dos dispositivos, procedeu-se à análise das respostas espectrais <sup>5</sup> para níveis específicos de potência de entrada: baixo ( $P_N = 0,1$ ), nível no qual a energia dos sinais transmitidos é equivalentemente distribuída nos dois núcleos ( $P_N = 1,0$ ), e alto ( $P_N = 2,0$ ). Adicionalmente, a descrição qualitativa baseada em argumentos físicos prove maior compreensão acerca da interação do pulso com o dispositivo.

Regime de baixa potência. Os espectros associados aos pulsos de entrada são os primeiros a ser comparados às respostas por parte dos dispositivos uniforme e Gaussiano, no regime linear  $P_N = 0,1$ . Os lóbulos laterais característicos causados pela interferência abrupta nos limites físicos das redes no dispositivo uniforme (Fig. 4.7(a)) são severamente reduzidos na configuração que emprega redes com apodização Gaussiana, ilustrada na Fig. 4.7(d). Concomitantemente, o espectro do dispositivo contém o espectro associado ao pulso  $s(t)$ ,  $s(\omega)$ , e é contido pelo espectro associado ao pulso cujo perfil é descrito por  $q(t)$ ,  $q(\omega)$ . Como resultado, grande parte do espectro associado a  $s(t)$  é refletida no arranjo uniforme, o que provê uma eficiente extração do sinal, enquanto o espectro de  $q(t)$  é menos refletido, sendo essencialmente transmitido.

<sup>5</sup> Obtenção da resposta espectral do dispositivo: A um pulso de pequena largura temporal (pulso curto) está associado um espectro de grande largura (no domínio da frequência). Parte das componentes espectrais deste pulso, quando de sua interação com o dispositivo, será refletida pelo mesmo, sendo esta resposta o que graficamente ilustra, nos respectivos regimes de potência, o espectro do dispositivo.



**Figura 4.7:** Espectros (em unidades arbitrárias, u.a.) associados aos dispositivos (i) e aos pulsos de entrada  $s(t)$  (ii) e  $q(t)$  (iii), nos regimes de potência pré-estabelecidos.



$P_N = 1,0$ . Estão ilustradas as respostas espectrais das entradas tipo solitônicas assim como dos dispositivos uniforme, na Fig. 4.7(b), e apodizado, na Fig. 4.7(e), considerando  $P_N = 1,0$ . Ambos espectros ajustam-se, na medida em que apresentam praticamente o mesmo perfil, enquanto os espectros dos dispositivos sofrem deslocamento em direção a comprimentos de onda maiores, principiando a sua deformação, e consequente perda de simetria.

Regime de alta potência. Nas Figs. 4.7(c) e 4.7(f), para as quais  $P_N = 2,0$ , o casamento entre os espectros dos pulsos de entrada e dos dispositivos analisados declina dramaticamente. E devido a esta diferença, há comprometimento nas saídas, de tal forma que apenas a transmissão em barra não é extinta.

De fato, visto que a reflexão depende da potência de entrada (não linearidade tipo Kerr), à medida que esta aumenta, há um deslocamento na resposta espectral da rede para comprimento de onda superiores, denominado deslocamento para o vermelho do espectro da FBG, demonstrado experimentalmente [190, 191].

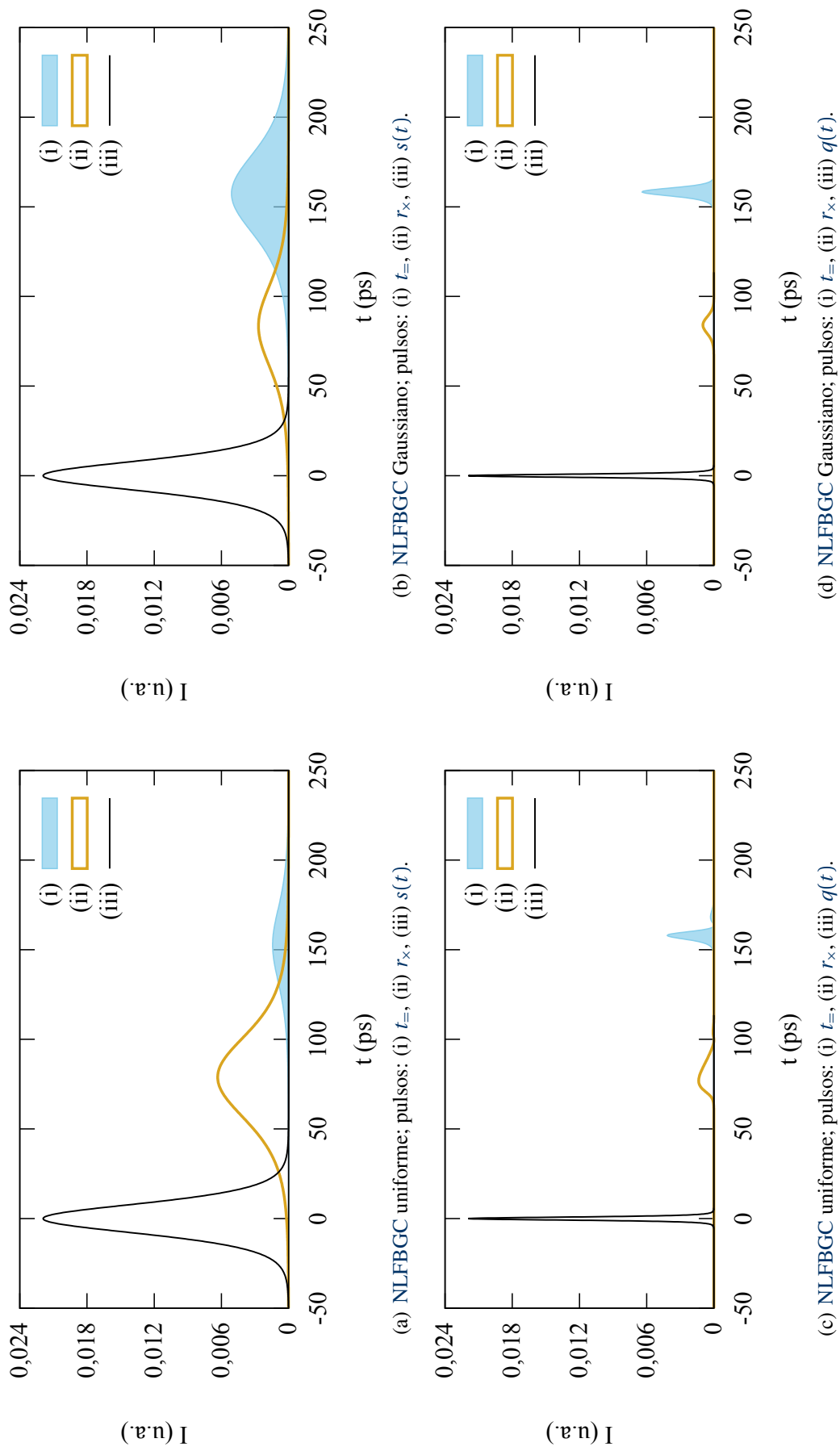
### 4.1.5 Análise no Domínio do Tempo

Para os pontos de potência de entrada observados, as partes temporais refletidas e transmitidas dos sinais de entrada de maior relevância em termos de energia, devido a  $s(t)$  e  $q(t)$ , são examinadas.

Regime de baixa potência,  $P_N = 0,1$ . Considerando o pulso  $s(t)$ , nas Figs. 4.8(a)–4.8(d) são apresentados os pulsos extraído e transmitido através da porta em barra. De acordo com a análise anterior, o pulso extraído é mais intenso no dispositivo uniforme (Fig. 4.8(a)), sendo mais largo aproximadamente 2,84 vezes em relação ao pulso de entrada, enquanto que no NLFBGC Gaussiano a intensidade do pulso transmitido pela porta barra é maior do que a do sinal extraído (Figs. 4.8(b)–4.8(d)). Nas Figs. 4.8(c) e 4.8(d), remissivas ao perfil  $q(t)$ , o pulso transmitido através da porta em barra é significativamente mais intenso do que o sinal extraído, independente da estrutura em consideração, e, adicionalmente, os pulsos extraídos sofrem os maiores alargamentos em relação ao pulso de entrada: aproximadamente 8,78 vezes (Fig. 4.8(c)) e 5,55 vezes Fig. 4.8(d)). Para todas as configurações e sinais de luz, os pulsos transmitidos em barra saem do dispositivo entre 2,43 (Fig. 4.8(c)) e 2,78 (Fig. 4.8(b)) vezes mais largos do que seus pulsos de entrada. Neste regime, a não linearidade é pouco pronunciada. Provavelmente, o atraso das componentes espectrais do pulso devido à sua interação com FBGs resulta no alargamento temporal observado.

Nas Figs. 4.9(a)–4.9(d), para  $P_N = 1,0$ , são ilustrados os pulsos transmitidos através das portas em barra e em cruz dos NLFBGCs uniforme e Gaussiano. Neste nível de potência, ambos perfis dos pulsos respondem de forma indistinguível, conforme apresentado nos gráficos dos pulsos transmitidos para a entrada  $s(t)$  apresentados nas Figs. 4.9(a)–4.9(c), e para a entrada  $q(t)$  apresentados nas Figs. 4.9(b)–4.9(d). De acordo com as propriedades de acopladores direcionais convencionais [129], em  $P_N = 1,0$  o sinal transmitido é aproximadamente distribuído de forma equilibrada através de cada canal (a energia é distribuída equitativamente pelas portas 3 e 4). A questão da quebra de pulso exemplificada pelo NLDC, universal em interações totalmente ópticas uma vez que a comutação seja controlada pela intensidade óptica instantânea [130], é observada nos



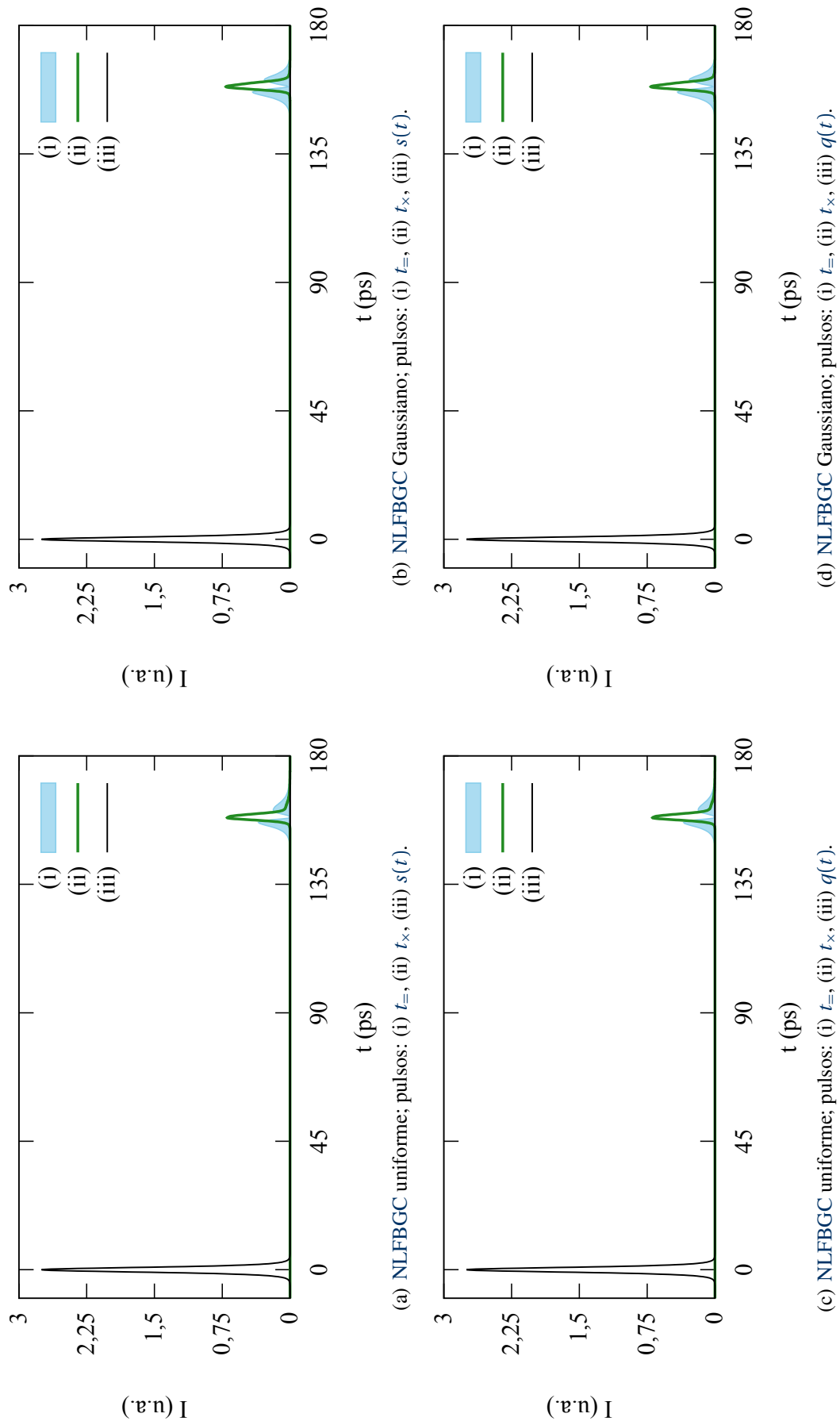


**Figura 4.8:** Processamento dos pulsos de entrada  $s(t)$  (20 ps) e  $q(t)$  (2 ps) no regime de baixa potência ( $P_N = 0,1$ ).

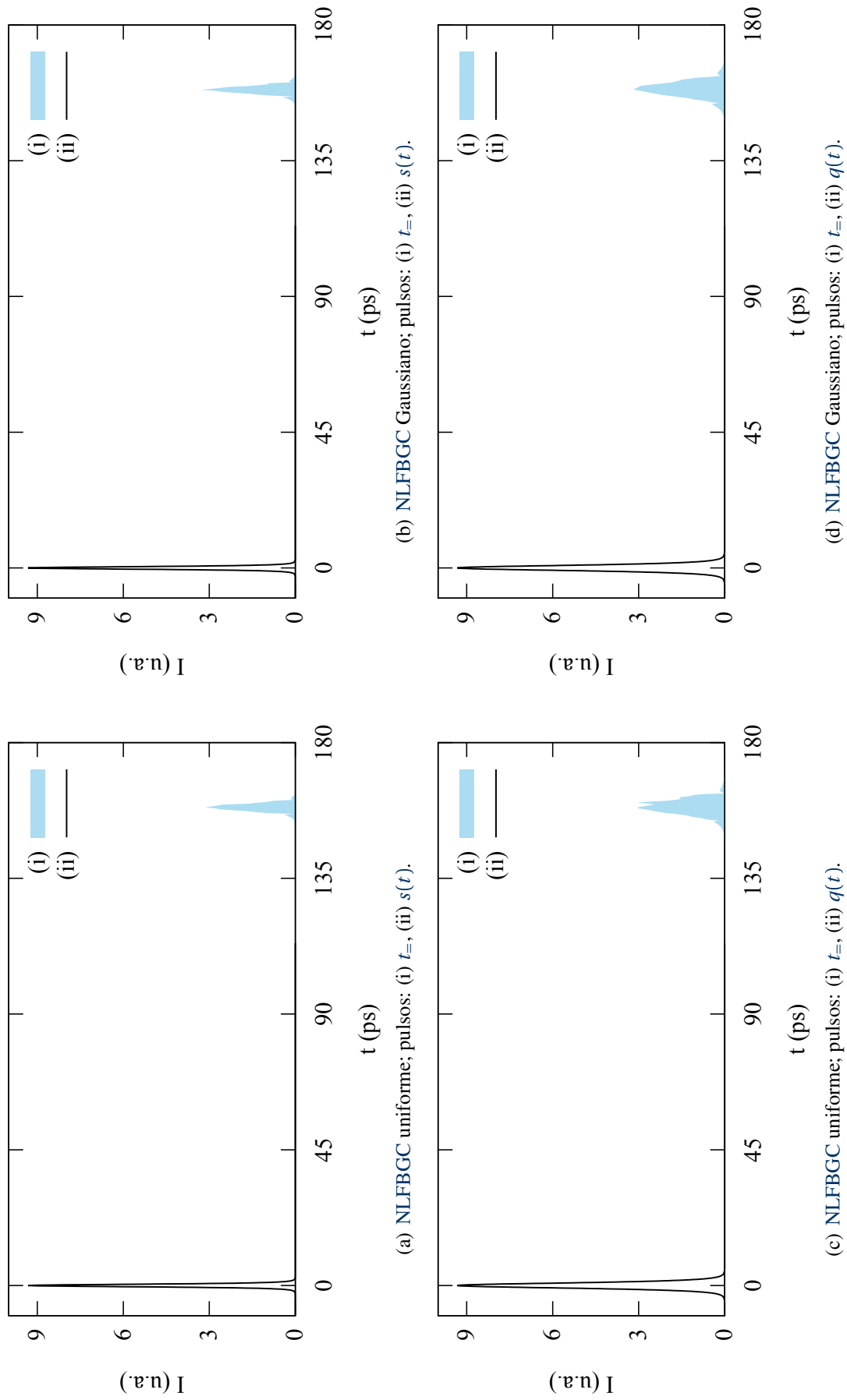
pulsos transmitidos pela porta barra dos NLFBGCs investigados. Na realidade, o pulso tende a se reformar em dois pulsos similares com amplitudes distintas. Deste ponto em diante, a eficiência de extração é significativamente reduzida. Em níveis de potência superiores, complementar à interrupção da refletividade das FBGs, a alteração dependente da intensidade do índice de refração pela não linearidade óptica cria dessintonia entre os guias a qual pode suprimir a transferência de potência entre os braços acoplados, de tal forma que a luz permaneça confinada no mesmo núcleo no qual foi inicialmente lançada. Assim, a luz inserida no canal *b* deixa o dispositivo quase que completamente por este canal (porta 3), não realizando o estado cruzado. Os pulsos que aproximadamente preservam o perfil original alargam, em relação ao pulso de entrada, cerca de 1,2 (Fig. 4.9(a)) a 1,29 vezes (Figs. 4.9(b) e 4.9(d)).

Nas Figs. 4.10(a)–4.10(d), relacionadas aos perfis  $s(t)$  e  $q(t)$ , no regime de alta potência ( $P_N = 2,0$ ), há pulsos transmitidos através das portas em barra dos dispositivos uniforme (Figs. 4.10(a) e 4.10(c)) e Gaussiano (Figs. 4.10(b) e 4.10(d)), na devida ordem. Os pulsos transmitidos, considerando o sinal de entrada  $q(t)$ , são sofrem maior distorção em relação àqueles cujo sinal de entrada é  $s(t)$ . Em regra, há discreta separação do pulso em pulso e pedestal, conforme é redistribuída sua energia após transmutação em ambos dispositivos uniforme e Gaussiano. Por exemplo, na Fig. 4.10(c) o sinal transmitido pela porta em barra, originalmente inserido com perfil  $q(t)$  no dispositivo uniforme, tem seu pico dividido em dois subpulsos. O pulso de saída chega ser aproximadamente 2,75 vezes mais largo do que o pulso inserido (Fig. 4.10(d)), sendo o menor alargamento observado equivalente a 2,54 vezes o valor do pulso inserido (Fig. 4.10(b)). Indistintamente, associado ao alargamento dos pulsos há diminuição da sua intensidade.

Considerando as condições operacionais e as configurações propostas, as alterações ocorridas às formas de onda teóricas devem ser atribuídas à comutação entre os canais dos acopladores, assim como aos efeitos das redes adjacentes neles presentes.



**Figura 4.9:** Processamento dos pulsos de entrada  $s(t)$  (2 ps) e  $q(t)$  (2 ps) na potência  $P_N = 1,0$ .



**Figura 4.10:** Processamento dos pulsos de entrada  $s(t)$  (1 ps) e  $q(t)$  (2 ps) no regime de alta potência ( $P_N = 2,0$ ).

#### 4.1.6 Conclusão

A dinâmica de pulsos ópticos solitônicos em filtros ópticos para adição e extração de sinais foi investigada. Duas configurações teóricas foram estudadas: um NLFBGC uniforme e outro NLFBGC não uniforme, com apodização Gaussiana. As equações de modos acoplados não lineares, que matematicamente descrevem as características destes dispositivos, foram resolvidas numericamente considerando os regimes linear e não linear pulsado.

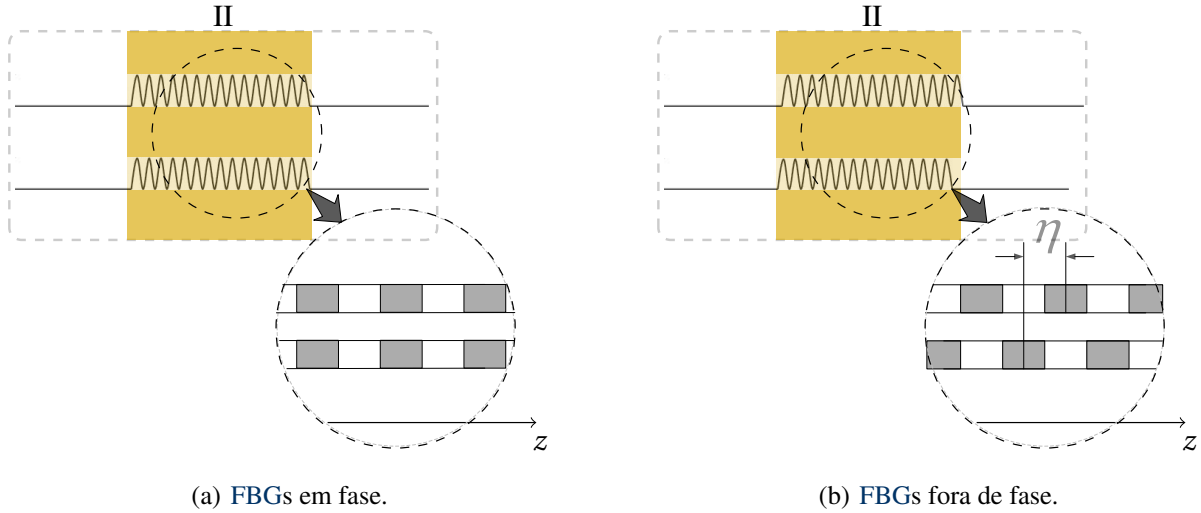
As respostas espectrais dos dispositivos e dos sinais ópticos foram comparadas visando elucidar e prover maior compreensão física acerca da natureza das interações pulso-estrutura. O arranjo composto por FBGs uniformes integradas a um NLDC iluminado por pulsos solitônicos de baixa intensidade apresentou o melhor desempenho de extração. A proposta teórica não uniforme, apresentado supressão espectral dos lóbulos laterais, mostrou-se prejudicial à extração dos sinais solitônicos, permitindo principalmente sua transmissão. A perda de retorno foi efetivamente suprimida em todas as configurações em todas condições operacionais observadas.

Em suma, em baixo nível de potência, a operação de NLFBGCs pode ser comparada àquela de FBGs e NLDCs, sendo hábil ao desempenho da extração de pulsos ópticos comutados; contudo, à medida que a intensidade aumenta, NLFBGCs se tornam estruturas proeminentemente transmissivas, tais como NLDCs convencionais. Em relação às condições operacionais e às configurações sob investigação, as alterações ocorridas aos sinais teóricos devem ser atribuídas, portanto, à efeitos de comutação por parte do acoplador em conjunto com efeitos refletivos devido às redes.

A extração, possibilidade de reconfiguração e comutação de pulsos consistem em operações significativas as quais reforçam o potencial da aplicação de NLFBGCs para o propósito de processamento totalmente óptico como resultado de estruturas apropriadamente projetadas.

## 4.2 Relações de Fase entre FBGs Adjacentes em NLFBGCs

Neste caso, são estudadas duas configurações conforme a relação de fase proposta em cada guia adjacente na região de acoplamento codirecional e contradirecional: em fase (Fig. 4.11(a)) e fora de fase (Fig. 4.11(b)), considerando-se que as redes adjacentes do NLFBGC são uniformes e este é iluminado por apenas um perfil de pulso.



**Figura 4.11:** Esboço referencial das relações de fase entre FBGs adjacentes em NLFBGCs: configurações investigadas.

Conforme apresentado em [188, 189], considera-se o caso de guias de onda idênticos, sendo analisado o efeito do deslocamento de fase ( $\phi$ ) entre as redes adjacentes nos guias com  $\eta_b = \eta$  e  $\eta_p = \eta \exp(i\phi)$  (neste caso,  $\eta$  é equivalente  $\kappa_g$ ).

O modelo matemático e o procedimento numérico apresentados nas seções 4.1.1 e 4.1.2 são válidos no presente estudo de caso. É assumido que uma forma de onda que emula um sóliton óptico fundamental no domínio do tempo representa o pulso de entrada, sendo expresso por

$$s(t) = (P_{in})^{1/2} \operatorname{sech} \left[ \left( \frac{P_{in}}{P_s} \right)^{1/2} \frac{t}{t_0} \right], \quad (4.2.1)$$

em que  $P_{in}$  representa a potência de entrada,  $P_s$  denota a potência de um sóliton fundamental [152, 135]:  $P_s = N^2 |\beta_2| / \gamma t_0^2$ , sendo  $N$  a ordem do sóliton ( $= 1$ ).

Nos procedimentos numéricos realizados considerou-se  $L = 3L_c \approx 4,71$  cm, em que  $L_c$  é o comprimento de acoplamento, o comprimento das redes é  $L_2 = 1$  cm,  $n_{eff} = 1,452$ ,  $\lambda_B = 1550$  nm,  $\kappa_g = 5$  cm<sup>-1</sup> (correspondendo a  $\Delta n = 2,5 \times 10^{-3}$ ),  $n_2 = 2,6 \times 10^{-20}$  m<sup>2</sup> W<sup>-1</sup>,  $A_{eff} \approx 50$  μm<sup>2</sup>,  $\gamma = 2 \times 10^{-3}$  m<sup>-1</sup> W<sup>-1</sup>, e  $\beta_2 = -20$  ps<sup>2</sup> km<sup>-1</sup>. Para acopladores direcionais com redes em fase nos guias adjacentes aplica-se  $\eta_b = \eta_p = 0,5$  cm<sup>-1</sup>, e no caso de redes de Bragg fora de fase impõem-se  $\eta_b = -\eta_p = 0,5$  cm<sup>-1</sup>. O pulso de entrada está centrado em  $\lambda_c = 1550$  nm.

### 4.2.1 Discussão de Resultados

Estão ilustradas nas Figs. 4.12(a) e 4.12(b) as curvas teóricas para reflexões e transmissões remissivas a pulso de entrada do tipo sóliton fundamental nos dispositivos com redes de Bragg uniformes em fase e fora de fase, respectivamente. Estas características de comutação são expressas em função da potência de pico de entrada normalizada pela potência crítica dos dispositivos,  $P_N (= P_{in} : P_{t:2})$ .

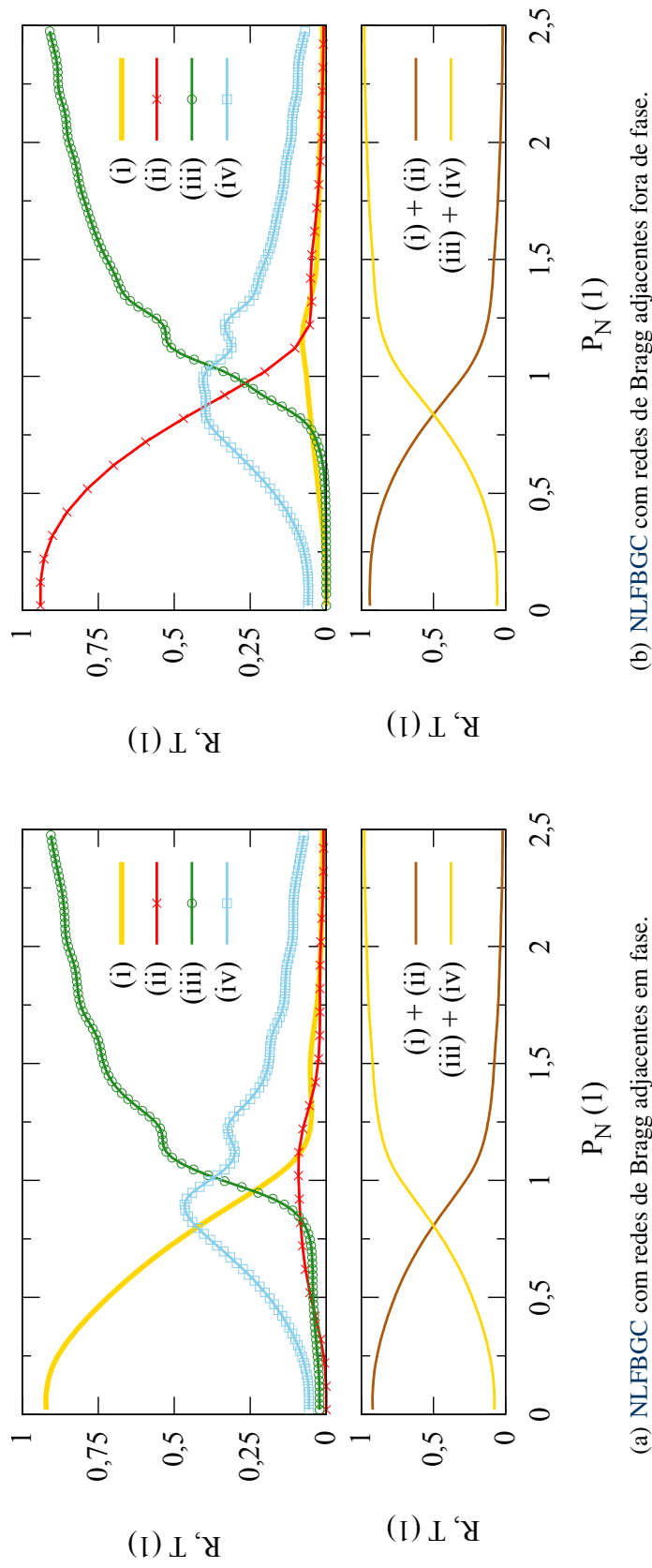
Como apresentado na Fig. 4.12(a), no regime linear (baixo nível de potência operacional), a luz comuta do canal  $b$  para o canal  $p$ , no qual pretende-se que a reflexão seja máxima, emergindo principalmente pela porta 2. O sinal também é transmitido, deixando o dispositivo com menor intensidade pelas portas 3 e 4. Visto que a maioria da energia é acoplada do guia de onda carregado (canal  $b$ ) para o guia adjacente (canal  $p$ ), e refletido no último (não acoplando de volta no canal  $b$ ), a extração do sinal de entrada é eficientemente realizada (90%). À medida que o nível de potência do sinal de entrada aumenta, a eficiência de extração sofre depleção (prejudicando a reflexão), e a luz principia a deixar o dispositivo principalmente pela porta barra, situada no mesmo canal em que se deu a alimentação.

Em  $P_{t:2} = 1,0$  o sinal transmitido tem sua energia quase que igualmente dividida entre os dois guias, *i.e.*, a luz transmitida emerge virtualmente com a mesma intensidade através das portas 3 e 4, concomitante à insuficiência extratora. A partir deste ponto crítico para valores mais elevados de potência, a maior parte da luz acoplada ao núcleo adjacente (canal  $p$ ) tende a se manter nele. De fato, a alteração do índice de refração dependente da intensidade devido à não linearidade óptica cria uma dessintonia entre os guias a qual pode suprimir a transferência de potência entre eles [108]. A retrorreflexão é suprimida (mesmo próximo a  $P_N = 1,0$ ) nesta configuração.

Contrariamente, na Fig. 4.12(b), quando a potência do pulso de entrada é relativamente baixa ( $P_N = 0,1$ ), a retrorreflexão é extremamente alta, enquanto a extração do sinal praticamente não é desenvolvida. Digno de nota, a partir do ponto de potência crítica, ambas as configurações apresentam praticamente as mesmas características de comutação. Como resultado do descasamento entre os espectros do pulso e do dispositivo, a refletividade de pulsos no regime de alta não linearidade é deteriorada. Portanto, o efeito de acoplamento é fortemente dependente do nível de potência operacional, geometria, e, em particular, do descasamento entre as redes adjacentes.

Nas Figs. 4.13–4.16 são apresentados os perfis específicos de pulsos processados (refletidos/transmitidos) pelos arranjos com redes em fase e fora de fase. No presente estudo de caso, os sinais processados pelos dois dispositivos são confrontados na mesma figura (em detalhe), e comparativamente com o pulso de entrada. Para cada regime observado, o pulso de entrada apresenta uma largura correspondente, visto sua dependência em relação à potência.

Em  $P_N = 0,1$ , o pulso comutado a partir do guia no qual fora carregado é refletido pelo guia adjacente, resultando em sua extração, sendo suprimida a sua retrorreflexão. Conforme ilustrado na Fig. 4.13, o pulso extraído sofre alargamento (apresentando largura 3,83 vezes maior do que a do pulso inserido) apesar de manter o perfil original. Na mesma Fig. 4.13 é apresentada uma resposta antagônica obtida por parte do dispositivo com redes fora de fase: a retroflexão é favorecida enquanto



**Figura 4.12:** Reflexões e transmissões versus potência de entrada normalizada.

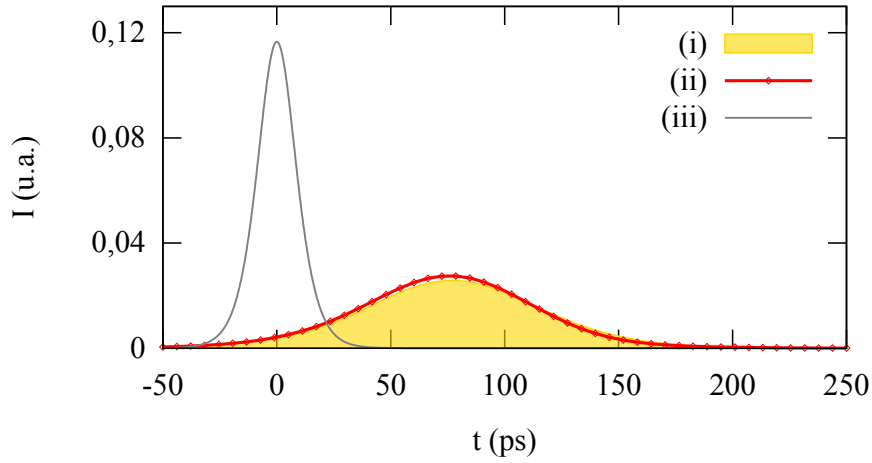
Legenda da Fig. 4.12.

(i): Extração; (ii): Perda de Retorno; (iii): Transmissão em barra.

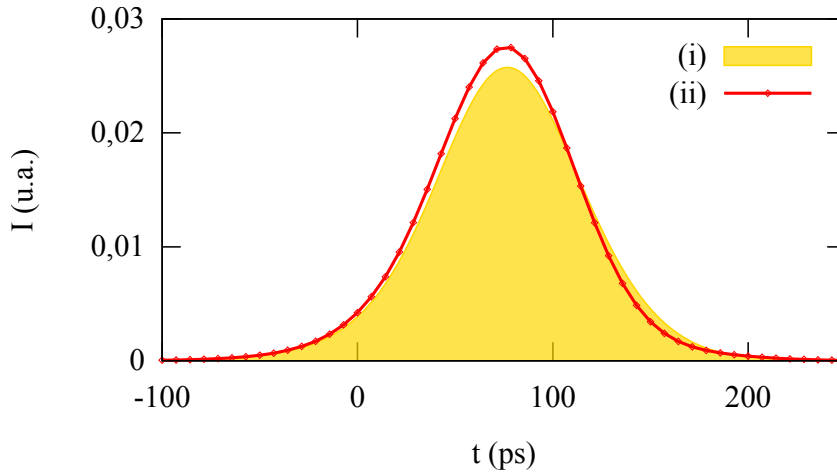
(i) + (ii): reflexão total; (iii) + (iv): transmissão total.



a extração do pulso de entrada é extinta. Um pouco mais intenso do que o pulso extraído pelo dispositivo com redes em fase, o pulso retro-refletido apresenta-se aproximadamente 3,79 vezes mais largo em relação ao pulso original, preservando também o formato.



(a) Comparativo: sinal extraído no dispositivo com FBGs em fase (i), sinal retro-refletido no dispositivo com FBGs fora de fase (ii), e pulso de entrada para ambas configurações, sóliton 20 ps, (iii).

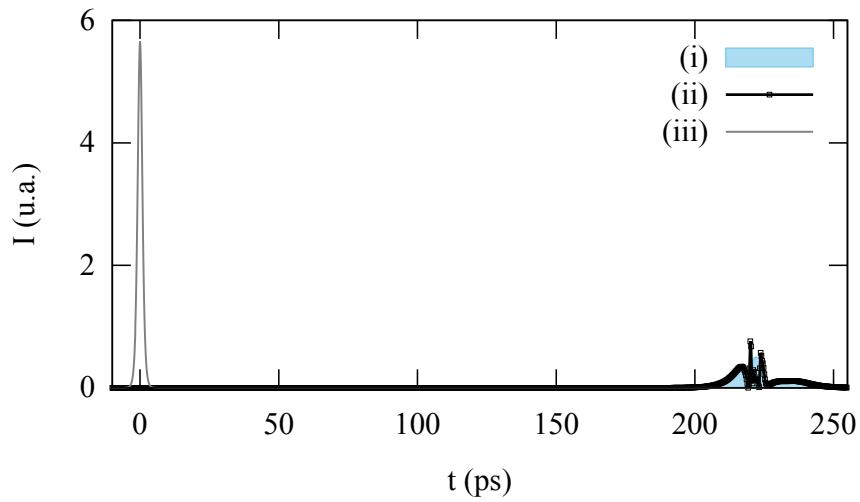


(b) Detalhe: sinais  $r_x$  (i) e  $r_ =$  (ii).

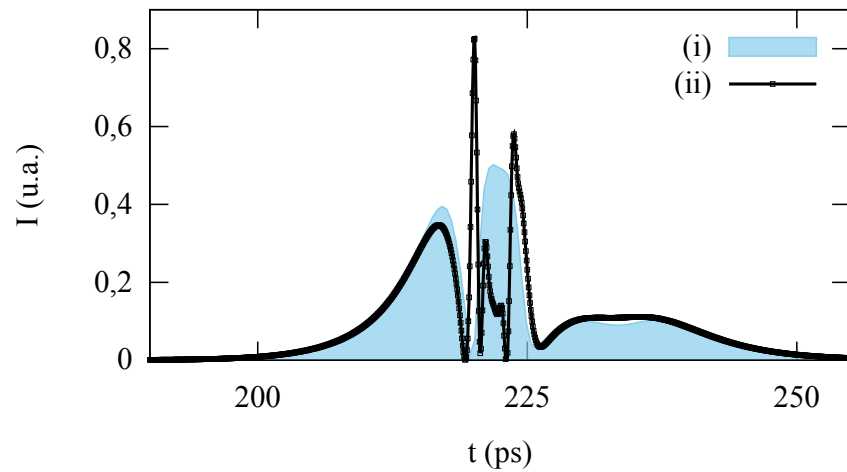
**Figura 4.13:** Processamento de pulso em regime de baixa potência ( $P_N = 0,1$ ).

Em  $P_N = 1,0$ , são plotados os perfis dos pulsos transmitidos através das portas em barra (Fig. 4.14) e em cruz (Fig. 4.15) pelo NLFBGC com redes de Bragg em fase. Neste caso, o dispositivo divide o pulso de entrada, sendo o mesmo reconfigurado como resultado da transferência de energia e interações modais locais. Embora os formatos sejam distintos, o efeito é o mesmo para ambos dispositivos em fase e fora de fase.

Na Fig. 4.16, está representado os perfis dos pulsos observados na porta em cruz no regime de alta não linearidade ( $P_N = 2,0$ ). Uma comutação quase completa entre os guias do NLFBGC é observada. Similar ao equivalente acoplador direcional padrão, o NLFBGC comuta os pulsos transmitidos de um guia para o outro. Na mesma Fig. 4.16, é apresentado o pulso retro-refletido na estrutura com FBGs fora de fase. Apesar de portas distintas, os pulsos transmitidos em cruz apresentam praticamente a mesmo formato, sofrendo o mesmo alargamento: 5,74 vezes mais largos em relação ao pulso de entrada.

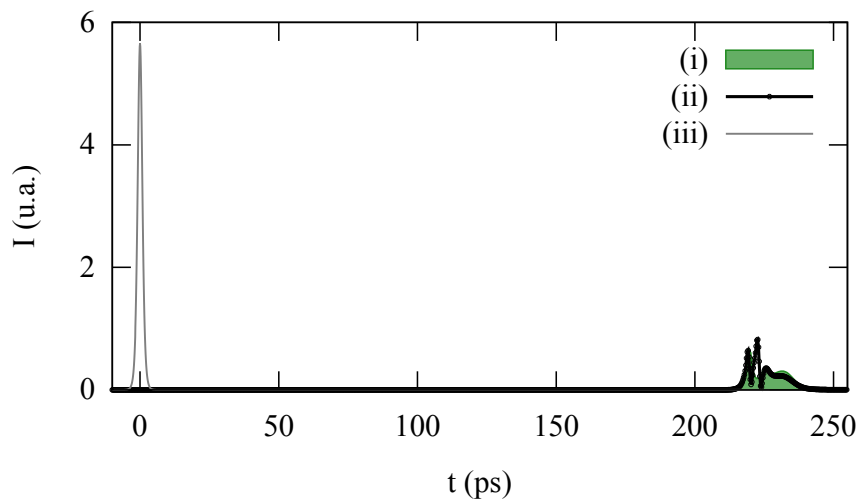


(a) Comparativo: sinal transmitido em barra pelo dispositivo com FBGs em fase (i), sinal transmitido em barra pelo dispositivo com FBGs fora de fase (ii), e pulso de entrada para ambas configurações, sóliton 2 ps, (iii).

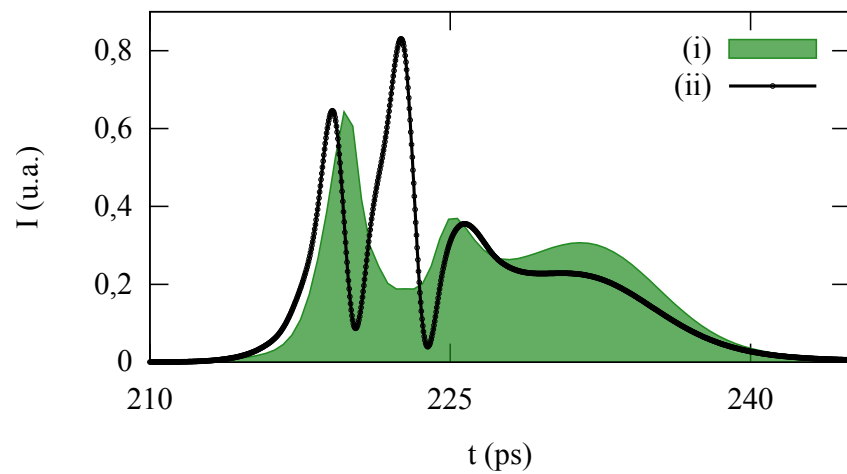


(b) Detalhe: sinal  $t_{=}$  pelo dispositivo com FBGs em fase (i) e sinal  $t_{=}$  pelo dispositivo com FBGs fora de fase (ii).

**Figura 4.14:** Processamento de pulso em  $P_N = 1, 0$ .

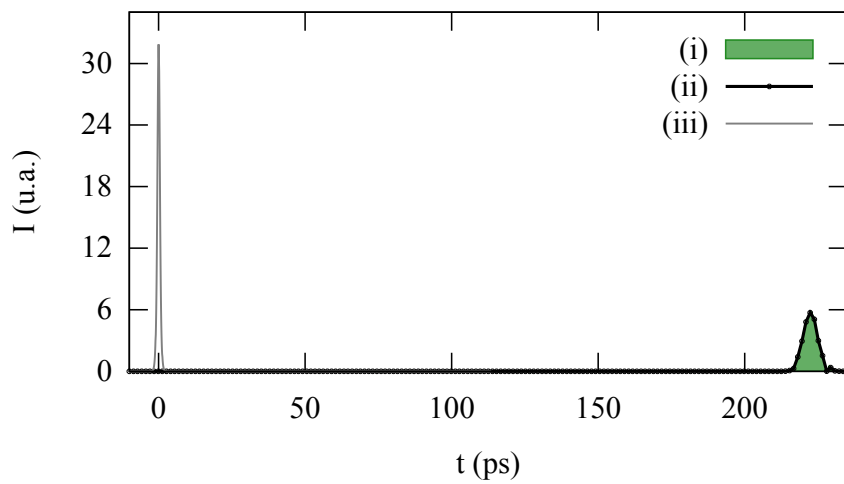


(a) Comparativo: sinal transmitido em cruz pelo dispositivo com FBGs em fase (i), sinal transmitido em cruz pelo dispositivo com FBGs fora de fase (ii), e pulso de entrada para ambas configurações, sóliton 2 ps, (iii).

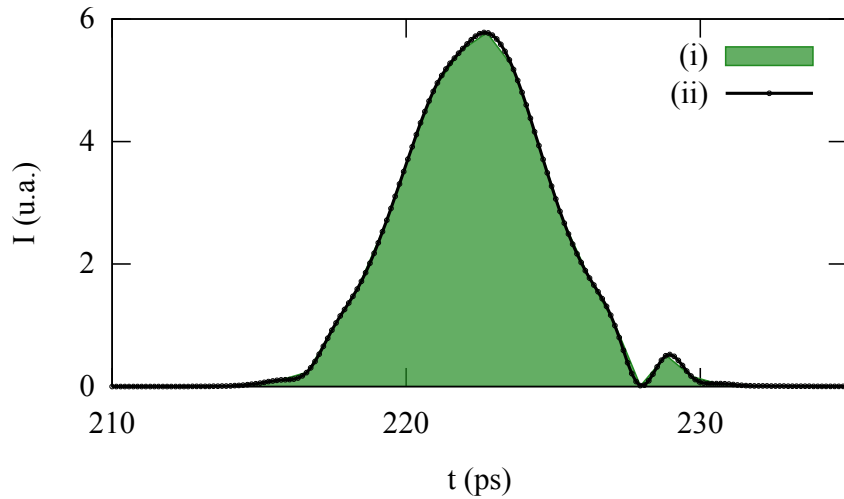


(b) Detalhe: sinal  $t_x$  pelo dispositivo com FBGs em fase (i) e sinal  $t_x$  pelo dispositivo com FBGs fora de fase (ii)

**Figura 4.15:** Processamento de pulso em  $P_N = 1, 0$ .



(a) Comparativo: sinal transmitido em cruz pelo dispositivo com FBGs em fase (i), sinal transmitido em cruz pelo dispositivo com FBGs fora de fase (ii), e pulso de entrada para ambas configurações, s l ton 1 ps, (iii).



(b) Detalhe: sinal  $t_{\times}$  pelo dispositivo com FBGs em fase (i) e sinal  $t_{\times}$  pelo dispositivo com FBGs fora de fase (ii)

**Figura 4.16:** Processamento de pulso em regime de alta potência ( $P_N = 2,0$ ).

### 4.2.2 Conclusão

Em termos do defasamento entre FBGs uniformes gravadas em canais vizinhos, os efeitos devido ao acoplamento de um pulso solitônico da ordem de pico-segundos e dependente da intensidade foi investigado. A estrutura do NLFBGC que conta com redes de Bragg adjacentes em fase realiza com alta eficiência a extração de um sinal de baixa intensidade, enquanto que na configuração com FBGs adjacentes fora de fase, considerando o regime linear (baixo nível de potência), o pulso de entrada é principalmente retro-refletido. O defasamento das redes é determinante na eficiência da extração. Aproximadamente a partir de  $P_N = 1,0$ , ambos projetos comportam-se de forma similar em termos de efeitos de acoplamento. Na potência crítica, o sinal é dividido e reformado devido a transferência de energia e interações locais. A altos níveis de potência, o sinal é eficientemente comutado, e, visto que a reflexão é prejudicada como resultado do descasamento entre os espectros do pulso de alta intensidade e do dispositivo sob investigação, os NLFBGCs comportam-se como acopladores direcionais padrão. É esperado que perdas moderadas resultem no aumento na potência de entrada necessária para o acoplamento do sinal. Conforme observado, um sinal solitônico inserido num NLFBGC pode sofrer distorção e alargamento, *i.e.*, o pulso não necessariamente mantém sua forma como no estado original. De fato, embora os pulsos de entrada sejam simétricos, consideráveis transformações na sua forma ocorrem após seu processamento, sobretudo no nível de potência crítica do NLFBGC. De acordo com [174], ambos comportamento de acoplamento e desempenho de comutação dos pulsos num NLDC dependem do produto formado entre o coeficiente de acoplamento e o comprimento de dispersão, e, independentemente do perfil do pulso de entrada, o desempenho e a questão da quebra (ou manutenção da integridade) de um pulso depende da sua largura na entrada, e não do seu perfil.

□

## Observações Finais

Esta tese gerou duas contribuições heterogêneas e a princípio independentes. Na primeira delas, as composições  $(\text{Fe}_{5/8}\text{Cr}_{3/8})_2\text{O}_3$  (CRFO100),  $(\text{Fe}_{1/4}\text{Cu}_{3/8}\text{Ti}_{3/8})_2\text{O}_3$  (FCTO100) e um de seus compósitos (CRFO50) foram caracterizados quanto a seus parâmetros dielétricos permissividade relativa, tangente de perda dielétrica e coeficiente de temperatura na frequência ressonante. Ainda que comprovadamente, em termos dos valores obtidos para as duas primeiras figuras de mérito dielétricas supracitadas, as amostras possam funcionar como antenas ressoadoras, o critério estabilidade térmica pode impor restrições. Neste caso, é proposto:

- A combinação das composições desenvolvidas com outros materiais, os quais preferencialmente possuam coeficientes positivos, pode fazer gerar resultados satisfatórios em termos de estabilidade térmica, ou seja, parâmetro  $\tau_f$  aproximadamente nulo. Neste sentido, não só a combinação em si mas como ela é realizada em termos da estrutura resultante há de ser determinante. Experimentalmente, é sabido que resultante da mistura de materiais distintos, desconsiderando a ocorrência de reação entre eles, é possível prever, por exemplo, a permissividade relativa de um possível compósito. No entanto, o mecanismo que elucida as perdas e o comportamento térmico parece ser mais complexo, visto a ocorrência de resultados inusitados, como no caso da tangente de perda do CRFO50, um material conjugado; a amostra CRFO50 apresenta perda superior àquelas observadas para as fases das quais deriva (sendo esperado, pelo menos, um valor intermediário).

Conformados em corpos de prova cilíndricos, as DRAs foram suportadas em plano de terra retangular e alimentadas por sonda monopolar visando à sua análise experimental. Os critérios de desempenho de irradiação observados foram: frequência de ressonância, impedância de entrada e padrão de irradiação. A validação computacional dos experimentos realizados também constituiu um dos objetivos do trabalho. O método dos elementos finitos, no qual está baseado o programa comercial utilizado (HFSS), foi empregado para análise das antenas. Destaca-se o satisfatório casamento de impedância por parte das amostras analisadas. Considerando o valor mínimo da curva da perda de retorno (o qual ocorre na frequência de ressonância), e operação no modo  $\text{HEM}_{11\delta}$ , o valor da impedância de entrada é praticamente o valor da impedância da linha ( $50\Omega$ ). Contudo, o valor do pico de ressonância das amostras investigadas é superior ao valor da impedância da linha e ocorre concomitante a um valor de reatância diferente de zero, o que supõem-se ser consequência da alimentação empregada. Os padrões de irradiação simulados apresentaram-se qualitativamente semelhantes para todas as amostras investigadas. Ainda, os modelos para cálculo da frequência de

ressonância mostraram-se razoavelmente precisos em relação às observações experimentais. Em caráter complementar, o fator-Q de irradiação baseado em modelos empírico-analíticos foi calculado. Os resultados obtidos demonstram a adequação dos novos materiais desenvolvidos como CDRAs. Basicamente os mesmos experimentos foram repetidos considerando o empilhamento das fases puras CRFO100 e FCTO100. O acoplamento eletromagnético entre as duas amostras empilhadas, assim como a presença do intervalo de ar entre elas, fez resultar na remodelagem da largura de banda do sistema, comparado ao resultado observado para os protótipos individuais. Houve neste caso um deslocamento da frequência de ressonância para valores menores. Pelo critério de largura de banda percentual, foi observado o aumento deste parâmetro nos dois empilhamentos realizados. Não obstante, a operação em bandas múltiplas foi comprovada experimentalmente mediante empilhamento de CDRAs. Os diagramas de irradiação para as amostras empilhadas foram simulados, sendo observada a persistência de lóbulo principal caracteristicamente amplo (*broadside*).

Alusivo à primeira parte da pesquisa (Capítulos 1 e 2), são listadas a seguir outras propostas para trabalhos futuros:

- A possibilidade de atendimento num único material dos pré-requisitos alta permissividade dielétrica, baixa perda e estabilidade térmica necessita de modelo físico. Em termo gerais, as condições de baixa perda e estabilidade térmica estão em contradição, na prática, com uma alta permissividade. Esta é a questão fundamental da natureza das propriedades dielétricas. Assim sendo, aprofundar a compreensão do mecanismo responsável pela resposta obtida apresenta-se como de extrema importância teórica e prática.
- Analisar as propriedades magnéticas das amostras examinadas, na medida em que a possível cooperação magneto-dielétrica poderia conferir melhores propriedades para os aplicativos resultantes.
- Identificar os modos supostamente excitados relacionados à remodelagem da largura de banda.
- Obter padrão de irradiação experimental das amostras homogêneas e empilhadas com vistas à comparação dos padrões verificados teoricamente.
- Planificar a realização do direcionamento (controle) do lóbulo principal do diagrama de irradiação para fontes de sinal desejado de tal forma a promover, simultaneamente, a formação de nulos nas direções de sinais interferentes, com base em características do ambiente eletromagnético.

Na segunda parte da atividade científica empreendida, acopladores refletores de Bragg em fibra foram estudados mediante investigação numérica de dois casos. A teoria dos modos acoplados foi empregada como instrumental básico no que pertine à modelagem matemática, e um método corretor-preditor foi implementado com vistas ao tratamento computacional dos problemas enfocados. Em outros estudos relacionados ao assunto, fica clara a importância de uma nova proposta de uma aplicação, como no caso do seu emprego para comutação e reconfiguração do perfil de pulsos subluminais, visto que as principais propostas visavam aplicação envolvendo filtragem: a adição e extração em sistemas de multiplexação por comprimento de onda. Ainda assim, no domínio do tempo,

o estudo possibilitou, a partir dos exemplos observados, compreender o papel das redes nas respostas observadas. Por exemplo, ainda que a apodização de FBGs seja em muitos casos benéfica, em termos operacionais FBGs adjacentes uniformes realizaram satisfatoriamente a operação de extração, a baixa potência. Em condições específicas, a possibilidade de comutação e reconfiguração de pulsos também foi verificada em todas as configurações para todas as iluminações admitidas. E no caso da relação de fase entre as redes vizinhas, que altera drasticamente a saída refletida conforme haja descasamento, em baixas potências, assim como a porta pela qual se dará a transmissão, a partir de potências moderadas ( $P_N \approx 1,0$ ), é proposto o estudo de como seria possível dispor na prática de dispositivo que tivesse o descasamento sob controle.

Propostas complementares para futuros estudos tendo como tema principal acopladores refletores de Bragg a fibra incluem:

- Estudar a possibilidade de tornar os NLFBGCs reconfiguráveis em termos do nível de potência operacional (de forma a garantir a capacidade de reflexão do sistema em qualquer intensidade).
- Na medida em que a investigação levou em conta resposta instantânea por parte dos dispositivos, considerar a relaxação na sua formulação teórica.
- Tratar da questão da formação (ou não) de estruturas de campo eletromagnéticas dentro do intervalo de banda (*gap solitons*) ou fora do intervalo de banda (*Bragg solitons*) nestes arranjos.
- Estudar outras formulações teóricas do problema. Em contraste com modelos nos quais se considera variações suaves de ondas, como é o caso da equação não linear de Schrödinger (NLSE) e a equação não linear de modos acoplados, o modelo conhecido por equação de pulsos curtos (SPE) aproxima as equações de Maxwell no caso em que o espectro do pulso não é localizado próximo à frequência da portadora, isto é, quando o pulso é tão curto quanto alguns ciclos da frequência central [195]. Foi demonstrado que a estabilidade numérica da abordagem SPE que aproxima as equações de Maxwell aumenta na medida em que o pulso encurta, enquanto a aproximação NLSE falha em precisão quando são tratado pulsos ultra-curtos, o que pode causar grande impacto no estudo da propagação de pulsos ultra-curtos em sistemas ópticos de comprimento finito [196, 197].
- Estudar a interação pulso óptico-dispositivo por meio de representação conjunta de sinais no tempo e na frequência, a qual permite a representação, numa única imagem, de toda a informação relevante acerca do comportamento dispersivo do dispositivo, revelando detalhes os quais seriam inacessíveis por outro método. As imagens oferecem uma nova e profunda introspecção do comportamento físico microscópico dos dispositivos analisados, complementando informações obtidas por outras técnicas [198].
- E enfim, confirmar experimentalmente o estudo numérico realizado acerca dos NLFBGCs.

Muito embora CDRAs e NLFBGCs tenham sido tratados de forma disjunta, como se faz frequentemente, ambas tecnologias podem ser correlacionadas num mesmo sistema. A fotônica de micro-ondas é uma área interdisciplinar que estuda a interação entre sinais de micro-ondas e



ópticos, para aplicações tais como redes de acesso sem fio banda larga, redes de sensoriamento, radar, comunicação via satélite, instrumentação e sistemas táticos militares [199]. As principais funções de sistemas fotônicos de micro-ondas compreendem geração, processamento, controle e distribuição fotônica de sinais de micro-ondas e ondas milimétricas. Aplicações realizáveis envolvem arranjos de antenas adaptativos opticamente controlados, sistemas de radio-sobre-fibra, conversão analógico-digital fotônica, conversões em frequência óptica e conexão cruzada óptica de sinais de micro-ondas. A primeira área relevante de aplicação de fotônica de micro-ondas foi justamente a alimentação e controle óptico de arranjo de antenas adaptativas [200]; a experiência adquirida na distribuição de sinais de micro-ondas no domínio óptico, envolvendo a tecnologia de arranjo de antenas, conduziu ao desenvolvimento do sistemas de rádio-sobre-fibra (RoF), baseados no emprego de enlaces ópticos para a distribuição dos sinais de rádio-frequência (RF) de uma rede sem fio. O sistema RoF consiste de uma estação base de controle (BSC) conectada a diversas unidades de antena remota (RAUs) através de enlaces de fibra. A motivação para esta tecnologia é a possibilidade de redução e custos de instalação e manutenção das RAUs, visto que todo o processamento dos sinais de RF passa a ser realizado de forma centralizada na BSC. Especificamente, o emprego de CDRAs em arranjos de antenas adaptativas [201], e o aumento do ganho de enlace óptico de micro-ondas pela auto-modulação de fase num interferômetro a fibra [202] (hipoteticamente realizável mediante emprego de FBGCs), constituem exemplos da integração de duas tecnologias tratadas geralmente em separado, cuja associação num mesmo sistema é destacadamente promissora e ainda carente de aprimoramentos.



# Referências

- 1 REZENDE, S. M. *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*. 2. ed. São Paulo: Editora Livraria da Física, 2004.
- 2 MOSALLAEI, H.; SARABANDI, K. Magneto-dielectrics in electromagnetics: Concept and applications. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 52, n. 6, p. 1558–1567, 2004.
- 3 MOURON, P.; ODIER, P.; CHOISNET, J. Titanates de cuivre substitutes a structure bixbyite: Les composés  $\text{Cu}_{1-x}\text{Ti}_{1-x}\text{Fe}_{2x}\text{O}_3$  ( $0.15 \leq x \leq 0.33$ ). *J. Solid. State Chem.*, v. 60, n. 1, p. 87–94, 1985.
- 4 GRYGAR, T.; BEZDICKA, P.; DEDECEK, J.; PETROVSKÝ, E.; SCHNEEWEISS, O.  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ - $\text{Cr}_2\text{O}_3$  System Revised. *Ceramics-Silikáty*, v. 47, n. 1, p. 32–39, 2003.
- 5 ROCHA, H. H. B.; SOMBRA, A. S. B. *Estudo das propriedades estruturais e de transporte dos compósitos magneto-dielétricos  $[(\text{Fe}_{5/8}\text{Cr}_{3/8})_2\text{O}_3]_x - [(\text{Fe}_{1/4}\text{Cu}_{3/8}\text{Ti}_{3/8})_2\text{O}_3]_{100-x}$* . Dissertação (Mestrado em Engenharia e Ciência de Materiais) — Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, Brasil, jan. 2006.
- 6 ROCHA, H. H. B.; FREIRE, F. N. A.; SANTOS, M. R. P.; SASAKI, J. M.; CORDARO, T.; SOMBRA, A. S. B. Radio-frequency (RF) studies of the magneto-dielectric composites:  $\text{Cr}_{0.75}\text{Fe}_{1.25}\text{O}_3$ (CRFO)- $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.75}\text{Ti}_{0.75}\text{O}_3$ (FCTO). *Phys. B*, v. 403, n. 17, p. 2902–2909, 2008.
- 7 ROCHA, H. H. B.; FREIRE, F. N. A.; SILVA, R. R.; GOUVEIA, D. X.; SASAKI, J. M.; SANTOS, M. R. P.; GOES, J. C.; SOMBRA, A. S. B. Structural properties study of the magneto-dielectric composite:  $\text{Cr}_{0.75}\text{Fe}_{1.25}\text{O}_3$ (CRFO): $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.75}\text{Ti}_{0.75}\text{O}_3$ (FCTO). *J. Alloys Compd.*, v. 481, n. 1–2, p. 438–445, 2009.
- 8 MCALLISTER, M.; LONG, S.; CONWAY, G. Rectangular dielectric resonator antenna. *Electron. Lett.*, v. 19, n. 6, p. 218–219, 1983.
- 9 LONG, S.; MCALLISTER, M.; LIANG, S. The resonant cylindrical dielectric cavity antenna. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 31, n. 3, p. 406–412, 1983.
- 10 ROCHA, H. H. B.; FREIRE, F. N. A.; COSTA, R. C. S.; SANTOS, M. R. P.; ORJUBIN, G.; JUNQUEIRA, C. C. M.; CARVALHO, S. A.; SILVA, C.; SOMBRA, A. A resonant dielectric cavity antenna using magneto-dielectric composites:  $\text{Cr}_y\text{Fe}_{2-y}\text{O}_3$  (CRFO)- $\text{Fe}_x\text{Ti}_{1-x/2}\text{Cu}_{1-x/2}\text{O}_3$

- (FCTO). In: *Proc. of the 4th Conference International Dielectric Society and 9th International Conference Dielectric and Related Phenomena (IDS & DRP 2006)*. Poznan, Polônia: [s.n.], 2006.
- 11 ROCHA, H. H. B.; FREIRE, F. N. A.; FECHINE, P. B. A.; SILVA, M. G.; SANTOS, M. R. P.; SOMBRA, A. S. B.; JUNQUEIRA, C. C. M.; CORDARO, T. The bandwidth enhancement of dielectric resonator antennas. In: *XXX ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA. Optics Technical Digest - XXX ENFMC Annals of Optics 2007*. São Lourenço - MG - Brasil, 2007. p. 230–233.
  - 12 ROCHA, H. H. B.; FREIRE, F. N. A.; COSTA, R. C. S.; SOHN, R. S. T. M.; ORJUBIN, G.; JUNQUEIRA, C. C. M.; CORDARO, T.; SOMBRA, A. S. B. Dielectric resonator antenna: Operation of the magnetodielectric composites  $\text{Cr}_{0.75}\text{Fe}_{1.25}\text{O}_3$ (CRFO)/ $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.75}\text{Ti}_{0.75}\text{O}_3$ (FCTO). *Microw. Opt. Tech. Lett.*, v. 49, n. 2, p. 409–413, 2007.
  - 13 ROCHA, H. H. B.; FREIRE, F. N. A.; SOHN, R. S. T. M.; SILVA, M. G. da; SANTOS, M. R. P.; JUNQUEIRA, C. C. M.; CORDARO, T.; SOMBRA, A. S. B. Bandwidth enhancement of stacked dielectric resonator antennas excited by a coaxial probe: an experimental and numerical investigation. *IET Microw. Antennas Propag.*, v. 2, n. 6, p. 580–587, 2008.
  - 14 ROCHA, H. H. B.; SALES, J. C.; FRAGA, W. de; FERREIRA, A. C.; LIMA, J. L. S.; SOBRINHO, C. S.; MENEZES, J. W. M.; SOMBRA, A. S. B. Signal coupling in nonlinear hybrid optical structures: A numerical approach. In: *2009 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*. Belém, Brazil: [s.n.], 2009. p. 611–615.
  - 15 ROCHA, H. H. B.; LIMA, J. L. S.; SOBRINHO, C. S.; FERREIRA, A. C.; SALES, J. C.; SOMBRA, A. S. B. Soliton-like pulse dynamics in add-drop optical filters based on nonlinear fiber grating couplers. *Opt. Quant. Electron.*, v. 41, n. 6, p. 441–452, 2009.
  - 16 RICHTMYER, R. D. Dielectric Resonators. *J. Appl. Phys.*, v. 10, n. 6, p. 391–398, 1939.
  - 17 OKAYA, A.; BARASH, L. F. The Dielectric Microwave Resonator. *Proceedings of the IRE*, v. 50, n. 10, p. 2081–2092, 1962.
  - 18 MASSE, D. J.; PUCCEL, R. A.; READEY, D. W.; MAGUIRE, E. A.; HARTWIG, C. P. A new low-loss high-k temperature-compensated dielectric for microwave applications. *Proceedings of the IEEE*, v. 59, n. 11, p. 1628–1629, 1971.
  - 19 The Institute of Electrical and Electronics Engineers. IEEE Standard Letter Designations for Radar-Frequency Bands. *IEEE Std 521-1984*, v. 0, n. 0, p. 1–4, 1984.
  - 20 LUK, K. M.; LEUNG, K. W. *Dielectric Resonator Antennas*. Baldock, England: Research Studies Press, 2003.
  - 21 GLISSON, A.; KAJFEZ, D.; JAMES, J. Evaluation of modes in dielectric resonators using a surface integral equation formulation. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, v. 31, n. 12, p. 1023–1029, 1983.

- 22 KAJFEZ, D.; GUILLON, P. *Dielectric Resonators*. 2. ed. Atlanta: Noble Publishing, 1998. 576 p.
- 23 LAN, K.; CHAUDHURI, S.; SAFAVI-NAEINI, S. A compact wide-dual-band antenna for bluetooth and wireless lan applications. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. [S.l.: s.n.], 2003. v. 2, p. 926–929.
- 24 BUERKLE, A.; SARABANDI, K.; MOSALLAEI, H. A novel approach to enhance the bandwidth of miniaturized dielectric resonator antennas. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. [S.l.: s.n.], 2004. v. 2, p. 1359–1362.
- 25 PENG, Z.; WANG, H.; YAO, X. Dielectric resonator antennas using high permittivity ceramics. *Ceram. Int.*, v. 30, n. 7, p. 1211–1214, 2004.
- 26 KISHK, A. A.; GLISSON, A. W.; JUNKER, G. P. Bandwidth enhancement for split cylindrical dielectric resonator antennas. *Electromagn. Waves/PIER*, v. 33, p. 97–118, 2001.
- 27 ANGUERA, J.; MARTINEZ, E.; PUENTE, C.; BORJA, C.; SOLER, J. Broad-band dual-frequency microstrip patch antenna with modified Sierpinski fractal geometry. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 52, n. 1, p. 66–73, 2004.
- 28 HAJI-HASHEMI, M.; SHAHPARI, A. A wideband fractal dielectric resonator antenna. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. Washington, DC: [s.n.], 2005. v. 1B, p. 533–536.
- 29 KISHK, A. A.; AHN, B.; KAJFEZ, D. Broadband stacked dielectric resonator antennas. *Electron. Lett.*, v. 25, n. 18, p. 1232–1233, 1989.
- 30 SHUM, S.; LUK, K. Stacked annular ring dielectric resonator antenna excited by axi-symmetric coaxial probe. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 43, n. 8, p. 889–892, 1995.
- 31 ITTIPIBOON, A.; PETOSA, A.; ROSCOE, D.; CUHACI, M. An investigation of a novel broadband dielectric resonator antenna. In: *Antennas and Propagation Society International Symposium*. Baltimore, MD, USA: [s.n.], 1996. v. 3, p. 2038–2041.
- 32 LEUNG, K.; LUK, K.; CHOW, K.; YUNG, E. Bandwidth enhancement of dielectric resonator antenna by loading a low-profile dielectric disk of very high permittivity. *Electron. Lett.*, v. 33, n. 9, p. 725–726, 1997.
- 33 KISHK, A. A.; GLISSON, A. W.; JUNKER, G. P. Study of broadband dielectric resonator antenna. In: *Proceedings of 1999 Antenna Applications Symposium*. Allerton Park, Monticello, Illinois: [s.n.], 1999. p. 45–68.
- 34 KISHK, A.; GLISSON, A.; ZHANG, X. Analysis of dielectric resonator antennas excited by a coaxial probe with wideband enhancement. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. [S.l.: s.n.], 2002. v. 1, p. 568–571.

- 35 LAPIERRE, M.; ANTAR, Y.; ITTIPIBOON, A.; PETOSA, A. A wideband monopole antenna using dielectric resonator loading. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. [S.l.: s.n.], 2003. v. 3, p. 16–19.
- 36 LEE, R.; SIMONS, R. Bandwidth enhancement of dielectric resonator antennas. In: *Antennas and Propagation Society International Symposium*. Ann Arbor, MI, USA: [s.n.], 1993. v. 3, p. 1500–1503.
- 37 CHAIR, R.; KISHK, A.; LEE, K. Wideband simple cylindrical dielectric resonator antennas. *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, v. 15, n. 4, p. 241–243, 2005.
- 38 DENG, S.-M.; TSAI, C.-L.; CHANG, S.-F.; BOR, S.-S. A cpw-fed capacitive slot-coupled triple rectangular dielectric resonator antenna. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. [S.l.: s.n.], 2005. v. 2A, p. 184–187.
- 39 ESHRAH, I.; KISHK, A.; YAKOVLEV, A.; GLISSON, A. Excitation of dielectric resonator antennas by a waveguide probe: modeling technique and wide-band design. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 53, n. 3, p. 1028–1037, 2005.
- 40 GUO, Y.-X.; RUAN, Y.-F.; SHI, X.-Q. Wide-band stacked double annular-ring dielectric resonator antenna at the end-fire mode operation. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 53, n. 10, p. 3394–3397, 2005.
- 41 LAPIERRE, M.; ANTAR, Y.; ITTIPIBOON, A.; PETOSA, A. Ultra wideband monopole/dielectric resonator antenna. *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, v. 15, n. 1, p. 7–9, 2005.
- 42 RAO, Q.; DENIDNI, T.; SEBAK, A.; JOHNSTON, R. A dual-band compact hybrid resonator antenna. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. [S.l.: s.n.], 2005. v. 2A, p. 156–159.
- 43 ANTAR, Y. M. M.; GUHA, D. Composite and hybrid dielectric resonator antennas: Recent advances and challenges. In: *Proceedings of the Twenty Third National Radio Science Conference, NRSC*. Menoufiya, Egypt: [s.n.], 2006. p. 1–7.
- 44 GAO, Y.; OOI, B.-L.; POPOV, A.; SING, C.-H. Dual-band hybrid antenna for wlan application. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*. Albuquerque, NM, USA: [s.n.], 2006. p. 977–980.
- 45 GUHA, D.; ANTAR, Y. Four-element cylindrical dielectric resonator antenna for wideband monopole-like radiation. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 54, n. 9, p. 2657–2662, 2006.
- 46 WALSH, A.; DEYOUNG, C.; LONG, S. An investigation of stacked and embedded cylindrical dielectric resonator antennas. *IEEE Antennas Wireless Propag. Lett.*, v. 5, n. 1, p. 130–133, 2006.
- 47 GE, Y.; ESSELLE, K.; BIRD, T. Wideband stacked dielectric resonator antennas. In: *International Workshop on Antenna Technology: Small and Smart Antennas Metamaterials and Applications, IWAT '07*. Cambridge: [s.n.], 2007. p. 303–306.

- 48 HUANG, W.; KISHK, A. Compact wideband multi-layer cylindrical dielectric resonator antennas. *IET Microw. Antennas Propag.*, v. 1, n. 5, p. 998–1005, 2007.
- 49 RYU, K.; KISHK, A. Ultrawideband dielectric resonator antenna with broadside patterns mounted on a vertical ground plane edge. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 58, n. 4, p. 1047–1053, 2010.
- 50 KISHK, A. A.; ANTAR, Y. M. M. Antenna engineering handbook. In: \_\_\_\_\_. 4. ed. New York: McGraw Hill, 2007. cap. 17, Dielectric Resonator Antennas, p. 17:1–24.
- 51 FIEDZIUSKO, S. J. Rf and microwave passive and active technologies. In: \_\_\_\_\_. Boca Raton: CRC Press, 2008. cap. Dielectric Resonators, p. 4:1–5.
- 52 MONGIA, R. K.; BHARTIA, P. Dielectric resonator antennas – a review and general design relations for resonant frequency and bandwidth. *Int. J. Microw. Mill.-Wave Comput.-Aided Eng.*, v. 4, n. 3, p. 230–247, 1994.
- 53 KISHK, A.; ITTIPIBOON, A.; ANTAR, Y.; CUHACI, M. Slot excitation of the dielectric disk radiator. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 43, n. 2, p. 198–201, 1995.
- 54 WU, Z. Application studies of dielectric resonator antennas. In: *IEEE International Symposium on Microwave, Antenna, Propagation and EMC Technologies for Wireless Communications, 2005. MAPE 2005*. [S.l.: s.n.], 2005. v. 2, p. 1435–1438.
- 55 PETOSA, A. *Dielectric Resonator Antenna Handbook*. Boston: Artech House, 2007.
- 56 The Institute of Electrical and Electronics Engineers. IEEE Standard Test Procedures for Antennas. *ANSI/IEEE Std 149-1979*, v. 0, n. 0, p. 4, 1979.
- 57 BIRD, T. S. Modern antenna handbook. In: \_\_\_\_\_. New York: John Wiley & Sons, 2008. cap. Feed Antennas, p. 867.
- 58 KISHK, A. A.; ZHANG, X.; GLISSON, A. W.; KAJFEZ, D. Numerical analysis of stacked dielectric resonator antennas excited by a coaxial probe for wideband applications. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 51, n. 8, p. 1996–2006, 2003.
- 59 EIBERT, T. F.; VOLAKIS, J. L. Antenna engineering handbook. In: \_\_\_\_\_. 4. ed. New York: McGraw Hill, 2007. cap. 1, Fundamentals of Antennas, Arrays, and Mobile Communications, p. 1:11–13.
- 60 The Institute of Electrical and Electronics Engineers. IEEE Standard Definitions of Terms for Antennas. *IEEE Std 145-1993*, v. 0, n. 0, p. 18, 1993.
- 61 WHITE, J. F. *High frequency techniques: an introduction to RF and microwave engineering*. Hoboken, NJ: John Wiley & Sons, 2004.
- 62 AGILENT TECHNOLOGIES. *Measurement of Return Loss and Transmission Loss or Gain Using the Agilent N9340B*. USA, Feb. 2010. Application Note. Disponível em: <<http://cp-literature.agilent.com/litweb/pdf/5989-7661EN.pdf>>.



- 63 MAKAROV, S. N. *Antenna and EM Modeling with Matlab*. New York: John Wiley & Sons, 2002.
- 64 MOLISH, A. F. Ultra-wideband antennas and propagation for communications, radar and imaging. In: \_\_\_\_\_. Chippenham, England: John Wiley & Sons, 2007. cap. Introduction to UWB Signals and Systems, p. 3–6.
- 65 FCC. *Revision of Part 15 of the Commission's Rules Regarding Ultra-Wideband Transmission Systems*. Washington, D.C., April 2002.
- 66 SEBASTIAN, M. T. *Dielectric Materials for Wireless Communication*. Amsterdam: Elsevier, 2008.
- 67 WERSING, W. Microwave ceramics for resonators and filters. *Curr. Opin. Solid State Mater. Sci.*, v. 1, n. 5, p. 715–731, 1996.
- 68 PETOSA, A.; ITTIPIBOON, A.; ANTAR, Y. M. M.; ROSCOE, D.; CUHACI, M. Recent advances in dielectric-resonator antenna technology. *IEEE Antennas Propag. Mag.*, v. 40, n. 3, p. 35–48, 1998.
- 69 PETOSA, A.; MONGIA, R. K.; CUHACI, M.; WIGHT, J. S. Magnetically tunable ferrite resonator antenna. *Electron. Lett.*, v. 30, n. 13, p. 1021–1022, 1994.
- 70 GUREVICH, V. L.; TAGANTSEV, A. K. Intrinsic dielectric loss in crystals. *Adv. Phys.*, v. 40, n. 6, p. 719–767, 1991.
- 71 REANEY, I. M.; IDDLES, D. Microwave dielectric ceramics for resonators and filters in mobile phone networks. *J. Am. Ceram. Soc.*, v. 89, n. 7, p. 2063–2072, 2006.
- 72 MOULSON, A. J.; HERBERT, J. M. *Electroceramics: materials, properties, applications*. 2. ed. West Sussex: John Wiley & Sons, 2003.
- 73 REANEY, I. M.; WISE, P.; UBIC, R.; BREEZE, J.; ALFORD, N. M.; IDDLES, D.; CANNELL, D.; PRICE, T. On the temperature coefficient of resonant frequency in microwave dielectrics. *Philosophical Magazine A*, v. 81, n. 2, p. 501–510, 2001.
- 74 KAJFEZ, D. Temperature characterization of dielectric-resonator materials. *J. Eur. Ceram. Soc.*, v. 21, p. 2663–2667, 2001.
- 75 HAKKI, B. W.; COLEMAN, P. D. A dielectric resonator method of measuring inductive capacities in the millimeter range. *IRE Trans. Microw. Theor. Tech.*, v. 8, n. 4, p. 402–410, 1960.
- 76 COURTNEY, W. E. Analysis and evaluation of a method of measuring the complex permittivity and permeability microwave insulators. *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, v. 18, n. 8, p. 476–485, 1970.
- 77 POSPIESZALSKI, M. W. On the theory and application of the dielectric post resonator (short papers). *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, v. 25, n. 3, p. 228–231, 1977.

- 78 KOBAYASHI, Y.; KATOH, M. Microwave measurement of dielectric properties of low-loss materials by the dielectric rod resonator method. *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.*, v. 33, n. 7, p. 586–592, 1985.
- 79 CHEN, L. F.; ONG, C. K.; NEO, C. P.; VARADAN, V. V.; VARADAN, V. K. *Microwave Electronics: Measurement and Materials Characterization*. Chichester, England: John Wiley & Sons, 2004.
- 80 WANG, J.-S.; IDA, N. Curvilinear and higher order ‘edge’ finite elements in electromagnetic field computation. *IEEE Trans. Magn.*, v. 29, n. 2, p. 1491–1494, 1993.
- 81 PELOSI, G.; COCCIOLI, R.; SELLERI, S. *Quick Finite Elements for Electromagnetic Waves*. 2. ed. Norwood, MA: Artech House, 2009.
- 82 KOHNKE, P. (Ed.). *Theory Reference for ANSYS and ANSYS Workbench - ANSYS Release 11.0*. USA: ANSYS, Inc., 2007.
- 83 REDDY, C. J.; DESHPANDE, M. D.; COCKRELL, C. R.; BECK, F. B. *Finite Element Method for Eigenvalue Problems in Electromagnetics*. [S.l.], 1998.
- 84 VOLAKIS, J. L.; CHATTERJEE, A.; KEMPEL, L. C. *Finite Element Method for Electromagnetics: Antennas, Microwave Circuits, and Scattering Applications*. New York: Wiley-IEEE Press, 1998. 368 p.
- 85 ITOH, T.; PELOSI, G.; SILVESTER, P. P. (Ed.). *Finite Element Software for Microwave Engineering*. New York: Wiley-Interscience, 1996. 504 p.
- 86 LEE, J. F.; SUN, D. K.; CENDES, Z. J. Tangential vector finite elements for electromagnetic field computation. *IEEE Trans. Magn.*, v. 27, n. 5, p. 4032–4035, 1991.
- 87 JOHNSON, S. G. *Notes on Perfectly Matched Layers*. [S.l.], 2007. Disponível em: <<http://math.mit.edu/~stevenj/18.369/pml.pdf>>.
- 88 ENGQUIST, B.; MAJDA, A. Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Math. Comput.*, v. 31, n. 139, p. 629–651, 1977.
- 89 STUPFEL, B.; MITTRA, R. Numerical absorbing boundary conditions for the scalar and vector wave equations. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, v. 44, n. 7, p. 1015–1022, 1996.
- 90 RAMAHI, O. M. Stability of absorbing boundary conditions. *IEEE Trans. Antennas Propag.*, v. 47, n. 4, p. 593–599, 1999.
- 91 BERENGER, J.-P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J. Comput. Phys.*, v. 114, n. 2, p. 185–200, 1994.
- 92 ABARBANEL, S.; GOTTLIEB, D. A mathematical analysis of the PML method. *J. Comput. Phys.*, v. 134, n. 2, p. 357–363, 1997.



- 93 CHEW, W. C.; WEEDON, W. H. A 3D perfectly matched medium from modified maxwell's equations with stretched coordinates. *Microw. Opt. Technol. Lett.*, v. 7, n. 13, p. 599–604, 1994.
- 94 TEIXEIRA, F. L.; CHEW, W. C. General closed-form PML constitutive tensors to match arbitrary bianisotropic and dispersive linear media. *IEEE Microw. Guid. Wave Lett.*, v. 8, n. 6, p. 223–225, 1998.
- 95 AGILENT TECHNOLOGIES. *Agilent 8720E Family Microwave Vector Network Analyzers*. USA, Oct. 2004. Data Sheet. Disponível em: <<http://cp.literature.agilent.com/litweb/pdf/5968-5163E.pdf>>.
- 96 FECHINE, P. B. A.; ROCHA, H. H. B.; MORETZSOHN, R. S. T.; DENARDIN, J. C.; LAVÍN, R.; SOMBRA, A. S. B. Study of a microwave ferrite resonator antenna, based on a ferrimagnetic composite  $(\text{gd}_3\text{fe}_5\text{o}_{12})\text{gdig}_x-(\text{y}_3\text{fe}_5\text{o}_{12})\text{yig}_{1-x}$ . *IET Microw. Antennas Propag.*, IET, v. 3, n. 8, p. 1191–1198, 2009.
- 97 KRUPKA, J.; GABELICH, S. A.; DERZAKOWSKI, K.; PIERCE, B. M. Comparison of split post dielectric resonator and ferrite disc resonator techniques for microwave permittivity measurements of polycrystalline yttrium iron garnet. *Meas. Sci. Technol.*, v. 10, n. 11, p. 1004–1008, 1999.
- 98 JUNKER, G. P.; KISHK, A. A.; GLISSON, A. W.; KAJFEZ, D. Effect of an air gap around the coaxial probe exciting a cylindrical dielectric resonator antenna. *Electron. Lett.*, v. 30, n. 3, p. 177–178, 1994.
- 99 JUNKER, G.; KISHK, A.; GLISSON, A.; KAJFEZ, D. Effect of air gap on cylindrical dielectric resonator antenna operating in  $\text{TM}_{01}$  mode. *Electron. Lett.*, v. 30, n. 2, p. 97–98, 1994.
- 100 NASCIMENTO, D. C. do. *Antenas para Comunicações Móveis*. Dissertação (Mestrado em Engenharia Eletrônica e Computação) — Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campo, SP, 2007. 169f.
- 101 YOU, Y. S.; POPLAVKO, Y. Thermal stable microwave dielectrics. In: *2000 10th International Crimean Microwave Conference "Microwave & Telecommunication Technology" (CriMiCo'2000)*. Sevastopol, Crimea, Ukraine: [s.n.], 2000. p. 438–440.
- 102 MAK, W. C. K.; CHU, P. L.; MALOMED, B. A. Solitary waves in coupled nonlinear waveguides with Bragg gratings. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 15, n. 6, p. 1685–1692, 1998.
- 103 MAK, W. C. K.; MALOMED, B. A.; CHU, P. L. Symmetric and asymmetric solitons in linearly coupled Bragg gratings. *Phys. Rev. E*, v. 69, n. 6, p. 066610, 2004.
- 104 MAIMISTOV, A. I.; GABITOV, I. R.; LITCHINITSER, N. M. Solitary waves in a nonlinear oppositely directed coupler. *Opt. Spectrosc.*, v. 104, n. 2, p. 253–257, 2008.
- 105 MAIMISTOV, A. I.; GABITOV, I. R. Nonlinear optical effects in media with a positive-negative refractive index. *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.*, v. 72, n. 5, p. 704–707, 2008.

- 106 CHIANG, K. S. Intermodal dispersion in two-core optical fibers. *Opt. Lett.*, v. 20, n. 9, p. 997–999, 1995.
- 107 DROULIAS, S.; MANOUSAKIS, M.; HIZANIDIS, K. Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion. *Opt. Comm.*, v. 240, n. 1–3, p. 209–219, 2004.
- 108 AGRAWAL, G. P. *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. 4. ed. San Diego: Academic Press, 2007.
- 109 CHEN, C. L. *Foundations for Guided-Wave Optics*. Hoboken: John Wiley & Sons, 2007.
- 110 WANG, X. H. *Finite Element Methods for Nonlinear Optical Waveguides*. Amsterdam: Overseas Publishers Association, 1995. (Advances in Nonlinear Optics Series).
- 111 CHIANG, K. S. Propagation of short optical pulses in directional couplers with kerr nonlinearity. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 14, n. 6, p. 1437–1443, 1997.
- 112 GOURE, J. P.; VERRIER, I. *Optical Fibre Devices*. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2002. (Series in Optics and Optoelectronics).
- 113 CHIANG, K. S. Theory of pulse propagation in optical directional couplers. *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.*, v. 14, n. 2, p. 133–147, 2005.
- 114 SHUM, P.; LIU, M. Effects of intermodal dispersion on two-nonidentical-core coupler with different radii. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, v. 14, n. 8, p. 1106–1108, 2002.
- 115 LIU, M.; SHUM, P. Simulation of soliton propagation in a directional coupler. *Opt. Quant. Electron.*, v. 38, n. 12–14, p. 1159–1165, 2006.
- 116 SHUM, P.; LIU, M. Simulation of soliton propagation in a directional coupler. In: *2006 International Conference on Numerical Simulation of Semiconductor Optoelectronic Devices, NUSOD '06*. Nanyang, Singapore: [s.n.], 2006. p. 135–136.
- 117 CHIANG, K. S.; CHOW, Y. T.; RICHARDSON, D. J.; TAVERNER, D.; DONG, L.; REEKIE, L.; LO, K. M. Experimental demonstration of intermodal dispersion in a two-core optical fibre. *Opt. Comm.*, v. 143, n. 4–6, p. 189–192, 1997.
- 118 WANG, Y.; WANG, W. Study of ultra-fast optical pulse propagation in a nonlinear directional coupler. *Appl. Phys. B Lasers and Optics*, v. 79, n. 1, p. 51–55, 2004.
- 119 WANG, Y.; WANG, W. Pulse-width selective all-optical switching. *Appl. Phys. Lett.*, v. 88, n. 18, p. 181110, 2006.
- 120 WANG, Y.; WANG, W. Study of ultrafast pulse coupling dynamics considering retarded nonlinear response and self-steepening effects. *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, v. 24, n. 2, p. 1041–1047, 2006.

- 121 WANG, Y.; WANG, W. Nonlinear optical pulse coupling dynamics. *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, v. 24, n. 6, p. 2458–2464, 2006.
- 122 PETERKA, P.; HONZATKO, P.; KANKA, J.; MATEJEC, V.; KASIK, I. Generation of high-repetition-rate pulse trains in a fiber laser through a twin-core fiber. In: HRABOVSKY, M.; SENDERAKOVA, D.; TOMANEK, P. (Ed.). *Photonics, Devices, and Systems II*. [S.l.]: SPIE, 2003. v. 5036, n. 1, p. 376–381.
- 123 CHIANG, K. S. Coupled-mode equations for pulse switching in parallel waveguides. *IEEE J. Quantum Electron.*, v. 33, n. 6, p. 950–954, 1997.
- 124 SHUM, P.; CHIANG, K. S.; GAMBLING, W. A. Switching dynamics of short optical pulses in a nonlinear directional coupler. *IEEE J. Quantum Electron.*, v. 35, n. 1, p. 79–83, 1999.
- 125 POLLOCK, C. R. Ultrafast optical pulses. In: \_\_\_\_\_. *Progress in Optics*. 1. ed. [S.l.]: Elsevier, 2008. v. 51, cap. 4, p. 211–251.
- 126 AGRAWAL, G. P.; POTASEK, M. J. Nonlinear pulse distortion in single-mode optical fibers at the zero-dispersion wavelength. *Phys. Rev. A*, v. 33, n. 3, p. 1765–1776, 1986.
- 127 DEMARTINI, F.; TOWNES, C. H.; GUSTAFSON, T. K.; KELLEY, P. L. Self-steepening of light pulses. *Phys. Rev.*, v. 164, n. 2, p. 312–323, Dec 1967.
- 128 MITSCHKE, F. M.; MOLLENAUER, L. F. Discovery of the soliton self-frequency shift. *Opt. Lett.*, v. 11, n. 10, p. 659–661, 1986.
- 129 JENSEN, S. M. The nonlinear coherent coupler. *IEEE J. Quantum Electron.*, QE–18, n. 10, p. 1580–1583, 1982.
- 130 ISLAM, M. N. *Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems*. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. (Cambridge Studies in Modern Optics).
- 131 FRIBERG, S. R.; WEINER, A. M.; SILBERBERG, Y.; SFEZ, B. G.; SMITH, P. S. Femtosecond switching in a dual-core-fiber nonlinear coupler. *Opt. Lett.*, OSA, v. 13, n. 10, p. 904–906, Oct 1988.
- 132 TRILLO, S.; WABNITZ, S.; STOLEN, R. H.; ASSANTO, G.; SEATON, C. T.; STEGEMAN, G. I. Experimental observation of polarization instability in a birefringent optical fiber. *Appl. Phys. Lett.*, AIP, v. 49, n. 19, p. 1224–1226, 1986.
- 133 TRILLO, S.; WABNITZ, S.; FINLAYSON, N.; BANYAI, W. C.; SEATON, C. T.; STEGEMAN, G. I.; STOLEN, R. H. Picosecond nonlinear polarization switching with a fiber filter. *Appl. Phys. Lett.*, AIP, v. 53, n. 10, p. 837–839, 1988.
- 134 TRILLO, S.; WABNITZ, S.; WRIGHT, E. M.; STEGEMAN, G. I. Soliton switching in fiber nonlinear directional couplers. *Opt. Lett.*, v. 13, n. 8, p. 672–674, 1988.
- 135 AGRAWAL, G. P. *Nonlinear Fiber Optics*. 4. ed. San Diego: Academic Press, 2007.

- 136 BRONSKY, J. C.; SEGEV, M.; WEINSTEIN, M. I. Mathematical frontiers in optical solitons. *Proc. Natl. Acad. Sci. U.S.A.*, v. 98, n. 23, p. 12872–12873, 2001.
- 137 LAX, P. D. Integrals of nonlinear equations of evolution and solitary waves. *Comm. Pure Appl. Math.*, v. 21, n. 5, p. 467–490, 1968.
- 138 MIURA, R. M.; GARDNER, C. S.; KRUSKAL, M. D. Korteweg-de vries equation and generalizations. ii. existence of conservation laws and constants of motion. *J. Math. Phys.*, v. 9, n. 8, p. 1204–1209, 1968.
- 139 ZAKHAROV, V. E.; SHABAT, A. B. Exact theory of two-dimensional self-focusing and one-dimensional self-modulation of waves in nonlinear media (differential equation solution for plane self focusing and one dimensional self modulation of waves interacting in nonlinear media). *Sov. Phys.*, v. 34, n. 3, p. 62–69, 1972.
- 140 ZABUSKY, N. J.; KRUSKAL, M. D. Interaction of "solitons" in a collisionless plasma and the recurrence of initial states. *Phys. Rev. Lett.*, v. 15, n. 6, p. 240–243, 1965.
- 141 SCHAWLOW, A. L.; TOWNES, C. H. Infrared and optical masers. *Phys. Rev.*, v. 112, n. 6, p. 1940–1949, 1958.
- 142 MAIMAN, T. H. Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, v. 187, p. 493–494, 1960.
- 143 HASEGAWA, A.; TAPPERT, F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. i. anomalous dispersion. *Appl. Phys. Lett.*, v. 23, n. 3, p. 142–144, 1973.
- 144 HASEGAWA, A.; TAPPERT, F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. ii. normal dispersion. *Appl. Phys. Lett.*, v. 23, n. 4, p. 171–172, 1973.
- 145 MOLLENAUER, L. F.; STOLEN, R. H.; GORDON, J. P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. *Phys. Rev. Lett.*, v. 45, n. 13, p. 1095–1098, 1980.
- 146 MACHADO, T. S. *Portas Lógicas Magnéticas*. Dissertação (Dissertação (Mestrado em Física)) — Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas (CBPF), Rio de Janeiro, RJ, 2006. 112f.
- 147 RAMOS, P. M.; PAIVA, C. R. All-optical logical gates with solitonlike pulses in mismatched two-core fiber couplers. In: *Proc Conf. on Telecommunications - ConfTele*. Figueira da Foz, Portugal: [s.n.], 2001. v. 1, p. 497–501.
- 148 FERREIRA, A. da C.; SOBRINHO, C. S.; MENEZES, J. W. M.; FRAGA, W. B.; ROCHA, H. H. B.; L., A. W.; SABÓIA, K. D. A.; aES, G. F. G.; FILHO, J. M. S.; SOMBRA, A. S. B. A performance study of an all-optical logic gate based in pam-ask. *J. Mod. Opt.*, v. 56, n. 8, p. 1004–1013, 2009.
- 149 TOULOUSE, J. Optical nonlinearities in fibers: Rewiew, recent examples, and systems applications. *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, v. 23, n. 11, p. 3625–3641, 2005.

- 150 WANG, Y.; WANG, W. A simple and efficient numerical method for nonlinear pulse propagation in n-core optical couplers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, v. 16, n. 4, p. 1077–1079, 2004.
- 151 LEE, H.; AGRAWAL, G. P. Nonlinear switching of optical pulses in fiber Bragg gratings. *IEEE J. Quantum Electron.*, v. 39, n. 3, p. 508–515, 2003.
- 152 KIVSHAR, Y. S.; AGRAWAL, G. P. *Optical Solitons: From Fibers to Photonic Crystals*. San Diego: Academic Press, 2003.
- 153 BROWN, T. G.; EGGLETON, B. J. Bragg solitons and optical switching in nonlinear periodic structures: An historical perspective. *Opt. Express*, v. 3, n. 11, p. 385–388, 1998.
- 154 WINFUL, H. G.; MARBURGER, J. H.; GARMIRE, E. Theory of bistability in nonlinear distributed feedback structures. *Appl. Phys. Lett.*, v. 35, n. 5, p. 379–381, 1979.
- 155 WINFUL, H. G.; COOPERMAN, G. D. Self-pulsing and chaos in distributed feedback bistable optical devices. *Appl. Phys. Lett.*, v. 40, n. 4, p. 298–300, 1982.
- 156 WINFUL, H. G.; STEGEMAN, G. I. Applications of nonlinear periodic structures in guided wave optics. In: SRIRAM, S.; OSTROWSKY, D. B. (Ed.). *Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng.* [S.l.: s.n.], 1984. p. 214–218.
- 157 YABLONOVITCH, E.; GMITTER, T. J. Photonic band structure: The face-centered-cubic case. *Phys. Rev. Lett.*, v. 63, n. 18, 1989.
- 158 CHEN, W.; MILLS, D. L. Optical response of nonlinear multilayer structures: Bilayers and superlattices. *Phys. Rev. B*, v. 36, n. 12, p. 6269–6278, 1987.
- 159 MILLS, D. L.; TRULLINGER, S. E. Gap solitons in nonlinear periodic structures. *Phys. Rev. B*, v. 36, n. 2, p. 947–952, 1987.
- 160 SIPE, J. E.; WINFUL, H. G. Nonlinear schrödinger solitons in a periodic structure. *Opt. Lett.*, OSA, v. 13, n. 2, p. 132–133, Feb 1988.
- 161 De STERKE, C. M.; SIPE, J. E. Envelope-function approach for the electrodynamics of nonlinear periodic structures. *Phys. Rev. A*, v. 38, n. 10, p. 5149–5165, 1988.
- 162 CHRISTODOULIDES, D. N.; JOSEPH, R. I. Slow Bragg solitons in nonlinear periodic structures. *Phys. Rev. Lett.*, v. 62, n. 15, p. 1746–1749, 1989.
- 163 ACEVES, A. B.; WABNITZ, S. Self-induced transparency solitons in nonlinear refractive periodic media. *Phys. Lett. A*, v. 141, n. 1–2, p. 37–42, 1989.
- 164 EGGLETON, B. J.; SLUSHER, R. E.; de Sterke, C. M.; KRUG, P. A.; SIPE, J. E. Bragg grating solitons. *Phys. Rev. Lett.*, v. 76, n. 10, p. 1627–1630, 1996.
- 165 TAVERNER, D.; BRODERICK, N. G. R.; RICHARDSON, D. J.; IBSEN, M.; LAMING, R. I. All-optical AND gate based on coupled gap-soliton formation in a fiber Bragg grating. *Opt. Lett.*, v. 23, n. 4, p. 259–261, 1998.

- 166 De STERKE, C. M. Simulations of gap-soliton generation. *Phys. Rev. A*, v. 45, n. 3, p. 2012–2018, 1992.
- 167 De STERKE, C. M.; SIPE, J. E. Progress in optics. In: \_\_\_\_\_. Amsterdam: Elsevier, 1994. XXXIII, cap. Gap Solitons, p. 203–260.
- 168 EGGLETON, B. J.; De STERKE, C. M.; SLUSHER, R. E. Bragg solitons in the nonlinear Schrödinger limit: experiment and theory. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 16, n. 4, p. 587–599, 1999.
- 169 LITCHINITSER, N. M.; EGGLETON, B. J.; STERKE, C. M. de; ACEVES, A. B.; AGRAWAL, G. P. Interaction of Bragg solitons in fiber gratings. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 16, n. 1, p. 18–23, 1999.
- 170 SHAPIRA, Y. P.; HOROWITZ, M. Optical AND gate based on soliton interaction in a fiber Bragg grating. *Opt. Lett.*, v. 32, n. 10, p. 1211–1213, 2007.
- 171 PARINI, A.; BELLANCA, G.; TRILLO, S.; CONFORTI, M.; LOCATELLI, A.; ANGELIS, C. D. Self-pulsing and bistability in nonlinear Bragg gratings. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 24, n. 9, p. 2229–2237, 2007.
- 172 STEEL, M. J.; De STERKE, C. M. Schrödinger equation description for cross-phase modulation in grating structures. *Phys. Rev. A*, v. 49, n. 6, p. 5048–5055, 1994.
- 173 De STERKE, C. M.; SIPE, J. E. Switching dynamics of finite periodic nonlinear media: A numerical study. *Phys. Rev. A*, v. 42, n. 5, p. 2858–2869, 1990.
- 174 CHEN, L. R.; BENJAMIN, S. D.; SMITH, P. W. E.; SIPE, J. E. Ultrashort pulse reflection from fiber gratings: A numerical investigation. *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, v. 15, n. 8, p. 1503–1512, 1997.
- 175 CHEN, L. R.; BENJAMIN, S. D.; SMITH, P. W. E.; SIPE, J. E. Applications of ultrashort pulse propagation in Bragg gratings for wavelength-division multiplexing and code-division multiple access. *IEEE J. Quantum Electron.*, v. 34, n. 11, p. 2117–2129, 1998.
- 176 PORSEZIAN, K.; SENTHILNATHAN, K. Solitons in a fiber Bragg grating. In: \_\_\_\_\_. *Guided Wave Optical Components and Devices: Basics, Technology, and Applications*. San Diego: Academic Press, 2006. cap. 17, p. 251–279.
- 177 TRAN, X.; ROSANOV, N. Conservative and dissipative fiber Bragg solitons (a review). *Opt. Spectrosc.*, v. 105, n. 3, p. 393–435, 2008.
- 178 ROSENCHER, E.; VINTER, B. *Optoelectronics*. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
- 179 ORLOV, S. S.; YARIV, A.; Van Essen, S. Coupled-mode analysis of fiber-optic add-drop filters for dense wavelength-division multiplexing. *Opt. Lett.*, v. 22, n. 10, p. 688–690, 1997.
- 180 KASHYAP, R. *Fiber Bragg Gratings*. San Diego: Academic Press, 1999.



- 181 BAUMANN, I.; SEIFERT, J.; NOWAK, W.; SAUER, M. Compact all-fiber add-drop-multiplexer using fiber Bragg gratings. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, v. 8, n. 10, p. 1331–1333, 1996.
- 182 CAPMANY, J.; MUÑOZ, P.; PASTOR, D. Optimum design and performance evaluation of an all-fiber add-drop-multiplexer based on a grating coupler. *IEEE J. Sel. Topics Quantum Electron.*, v. 5, n. 5, p. 1392–1399, 1999.
- 183 YOKOTA, H.; IGARASHI, J.-i.; SATODA, Y.; OHUCHI, S.; SASAKI, Y. All-fiber optical add-drop multiplexer using a pair of fiber grating couplers. *Opt. Rev.*, v. 9, n. 3, p. 94–99, 2002.
- 184 LIU, G. J.; LI, W.; JIN, G. L.; LIANG, B. M. Transfer matrix method analysis of apodized grating couplers. *Opt. Comm.*, v. 235, n. 4–6, p. 319–324, 2004.
- 185 KRAUSS, T. F. Why do we need slow light? *Nat. Photonics*, v. 2, n. 8, p. 448–450, 2008.
- 186 SUKHORUKOV, A. A.; KIVSHAR, Y. S. Slow-light optical bullets in arrays of nonlinear Bragg-grating waveguides. *Phys. Rev. Lett.*, v. 97, n. 23, p. 233901, 2006.
- 187 HA, S.; SUKHORUKOV, A. A.; KIVSHAR, Y. S. All-optical switching of slow-light pulses in nonlinear Bragg grating couplers. In: *Conference on Lasers and Electro-Optics/Pacific Rim 2007*. Seoul, Korea: Optical Society of America, 2007. p. MG1\_3.
- 188 HA, S.; SUKHORUKOV, A. A.; KIVSHAR, Y. S. Slow-light switching in nonlinear Bragg-grating couplers. *Opt. Lett.*, v. 32, n. 11, p. 1429–1431, 2007.
- 189 HA, S.; SUKHORUKOV, A. A. Nonlinear switching and reshaping of slow-light pulses in Bragg-grating couplers. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 25, n. 12, p. C15–C22, 2008.
- 190 ABRISHAMIAN, F.; NARUMI, K.; SATO, S.; IMAI, M. Experiments of all-optical switching due to cross-phase modulation in fiber grating coupler by lock-in amp. detection scheme. *Opt. Comm.*, v. 281, n. 13, p. 3561–3566, 2008.
- 191 YOKOTA, H.; KOBAYASHI, M.; MINEO, H.; KAGAWA, N.; KANBE, H.; SASAKI, Y. Demonstration of an all-optical switching operation using an optical fiber grating coupler. *Opt. Comm.*, v. 281, n. 19, p. 4893–4898, 2008.
- 192 ERDOGAN, T. Fiber grating spectra. *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, v. 15, n. 8, p. 1277–1294, 1997.
- 193 SIPE, J. E.; POLADIAN, L.; de Sterke, C. M. Propagation through nonuniform grating structures. *J. Opt. Soc. Am. A*, v. 11, n. 4, p. 1307–1320, 1994.
- 194 De STERKE, C. M.; JACKSON, K. R.; ROBERT, B. D. Nonlinear coupled-mode equations on a finite interval: a numerical procedure. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 8, n. 2, p. 403–412, 1991.
- 195 SAKOVICH, A.; SAKOVICH, S. Solitary wave solutions of the short pulse equation. *J. Phys. A: Math. Gen.*, v. 39, n. 22, p. L361–L367, 2006.

- 196 SCHÄFER, T.; WAYNE, C. Propagation of ultra-short optical pulses in cubic nonlinear media. *Phys. Nonlinear Phenom.*, v. 196, n. 1–2, p. 90–105, 2004.
- 197 CHUNG, Y.; SCHÄFER, T. Stabilization of ultra-short pulses in cubic nonlinear media. *Phys. Lett. A*, v. 361, p. 63–69, 2007.
- 198 AZAÑA, J.; MURIEL, M. A. Study of optical pulses-fiber gratings interaction by means of joint time-frequency signal representations. *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, v. 21, n. 11, p. 2931–2941, 2003.
- 199 YAO, J. Microwave photonics. *IEEE/OSA J. Lightw. Technol.*, v. 27, n. 3, p. 314–335, 2009.
- 200 BERCELI, T.; HERCZFELD, P. R. Microwave photonics – a historical perspective. *IEEE Trans. Microw. Theor. Tech.*, v. 58, n. 11, p. 2992–3000, 2010.
- 201 KAJFEZ, D.; KISHK, A. A. Dielectric resonator antenna - possible candidate for adaptive antenna arrays. In: *Proceedings of the International Symposium on Telecommunications, Next Generation Networks and Beyond (VITEL '02)*. Portoroz, Slovenia: [s.n.], 2002.
- 202 PHILIPS, M. R.; REGAN, M. D. Enhancement of microwave optical link gain by self-phase modulation in a fiber interferometer. *IEEE Photon. Tech. Lett.*, v. 20, n. 24, p. 2174–2176, 2008.
- 203 FECED, R.; ZERVAS, M. N.; MURIEL, M. A. An efficient inverse scattering algorithm for the design of nonuniform fiber Bragg gratings. *IEEE J. Quantum Electron.*, v. 35, n. 8, p. 1105–1115, 1999.
- 204 TOROKER, Z.; HOROWITZ, M. Optimized split-step method for modeling nonlinear pulse propagation in fiber Bragg gratings. *J. Opt. Soc. Am. B*, v. 25, n. 3, p. 448–457, 2008.
- 205 EMAMI, F.; HATAMI, M.; KESHAVARZ, A.; JAFARI, A. H. A heuristic method to simulate the pulse propagation in nonlinear fiber Bragg gratings. *Opt. Quant. Electron.*, v. 41, n. 6, p. 429–439, 2009.
- 206 LIMA, J. L. S.; NOGUEIRA, R. N.; TEIXEIRA, A.; ANDRE, P. S. de B.; PINTO, J. L.; SOMBRA, A. S. B. Short pulse transmission from bragg fabry-perot filter. In: *2009 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC)*. Belém, Pará, Brasil: [s.n.], 2009. p. 606 –610.
- 207 KIM, B.-S.; CHUNG, Y. Numerical solution of time-dependent coupled-wave equations using split-step algorithm. *Electronics Letters*, v. 35, n. 1, p. 84–85, 1999.
- 208 KIM, B.-S.; CHUNG, Y.; KIM, S.-H. Split-step time-domain analysis of optical waveguide devices composed of a directional coupler and gratings. *Opt. Lett.*, v. 25, n. 8, p. 530–532, 2000.



## A

## Algoritmo Preditor-Corretor

O problema que envolve a modelagem da propagação da luz no interior de estruturas periodicamente moduladas, tais como redes de Bragg, pode ser abordado mediante diferentes aproximações, sendo a teoria dos modos acoplados a mais amplamente empregada. É conceitualmente simples e intuitiva, visto que permite o acompanhamento do fluxo de energia à medida que a propagação se desenvolve no interior da estrutura. Permite também a descrição de estruturas não uniformes, de tal forma que a apodização, por exemplo, possa ser considerada nas equações do modelo justamente pela descrição de coeficientes de acoplamento dependentes da posição.

Uma forma analítica para a solução de equações de modos (ondas) acoplados é possível apenas para redes uniformes, enquanto estruturas finitas e aperiódicas requerem computação numérica. Vários são os métodos ou formalismos numéricos desenvolvidos para tratar esta questão [194], [203]–[205].

Neste apêndice será descrito o método usado para calcular as propriedades dinâmicas de meios periódicos de extensão finita. Visto que a ênfase recai no procedimento numérico, apresenta-se apenas o conjunto final de equações a serem resolvidas. Maiores detalhes podem ser obtidos em [194].

O conjunto original de equações de modos acoplados é reescrito e considerado separadamente, ou seja <sup>1</sup>:

$$J \left( +\partial_z + \frac{n_{eff}}{c} \partial_t \right) b_+ = - \left( \delta b_+ + \kappa_g b_- + \kappa_c p_+ + \gamma |b_+|^2 b_+ + 2\gamma |b_-|^2 b_+ \right), \quad (\text{A.0.1})$$

$$J \left( -\partial_z + \frac{n_{eff}}{c} \partial_t \right) b_- = - \left( \delta b_- + \kappa_g b_+ + \kappa_c p_- + \gamma |p_-|^2 p_- + 2\gamma |b_-|^2 p_- \right), \quad (\text{A.0.2})$$

<sup>1</sup> Na metodologia originalmente proposta é considerado um único canal periódico (e portanto apenas um par de equações diferenciais), ao passo que, no presente caso, ela é aplicada simultaneamente em duplicata, para considerar as duas redes nos dois canais adjacentes. Ainda, para realização do trabalho pertinente a acopladores refletorres de Bragg a fibra, o algoritmo proposto em [194] foi implementado em linguagem **FORTRAN** (gfortran Copyright © Free Software Foundation, Inc.) por Lima e colaboradores [206]. O método de Fourier de passos divididos também foi proposto para tratar computacionalmente FBGCs [207, 208].

e

$$J \left( +\partial_z - \frac{n_{eff}}{c} \partial_t \right) p_+ = - \left( \delta p_+ + \kappa_g p_- + \kappa_c b_+ + \gamma |p_+|^2 p_+ + 2\gamma |p_-|^2 p_+ \right), \quad (\text{A.0.3})$$

$$J \left( -\partial_z + \frac{n_{eff}}{c} \partial_t \right) p_- = - \left( \delta p_- + \kappa_g p_+ + \kappa_c b_- + \gamma |p_-|^2 p_- + 2\gamma |p_+|^2 p_- \right). \quad (\text{A.0.4})$$

no domínio  $\mathcal{D} = \{(z, t) : z \in [0, L], t \geq 0\}$  com as seguintes condições de contorno

$$b_+(0, t) = A(t), \quad (\text{A.0.5})$$

$$b_-(L, t) = 0, \quad (\text{A.0.6})$$

$$p_+(0, t) = 0, \quad (\text{A.0.7})$$

$$p_-(L, t) = 0. \quad (\text{A.0.8})$$

Assumindo que inicialmente não há energia no sistema tem-se

$$b_+(z, 0) = b_-(z, 0) = p_+(z, 0) = p_-(z, 0) = 0. \quad (\text{A.0.9})$$

As Eqs. A.0.1–A.0.9 constituem um problema de valor inicial hiperbólico com características  $t - z = c_1$  e  $t + z = c_2$  para as constantes  $c_1$  e  $c_2$ . Aplicando as transformações  $\frac{1}{2}z = \zeta - \tau$  e  $\frac{1}{2}\frac{c}{n_{eff}}t = \zeta + \tau$ , são obtidas as seguintes equações

$$J \partial_\zeta b_+ = - \left( \delta b_+ + \kappa_g b_- + \kappa_c p_+ + \gamma |b_+|^2 b_+ + 2\gamma |b_-|^2 b_+ \right), \quad (\text{A.0.10})$$

$$J \partial_\tau b_- = - \left( \delta b_- + \kappa_g b_+ + \kappa_c p_- + \gamma |p_-|^2 p_- + 2\gamma |b_-|^2 p_- \right), \quad (\text{A.0.11})$$

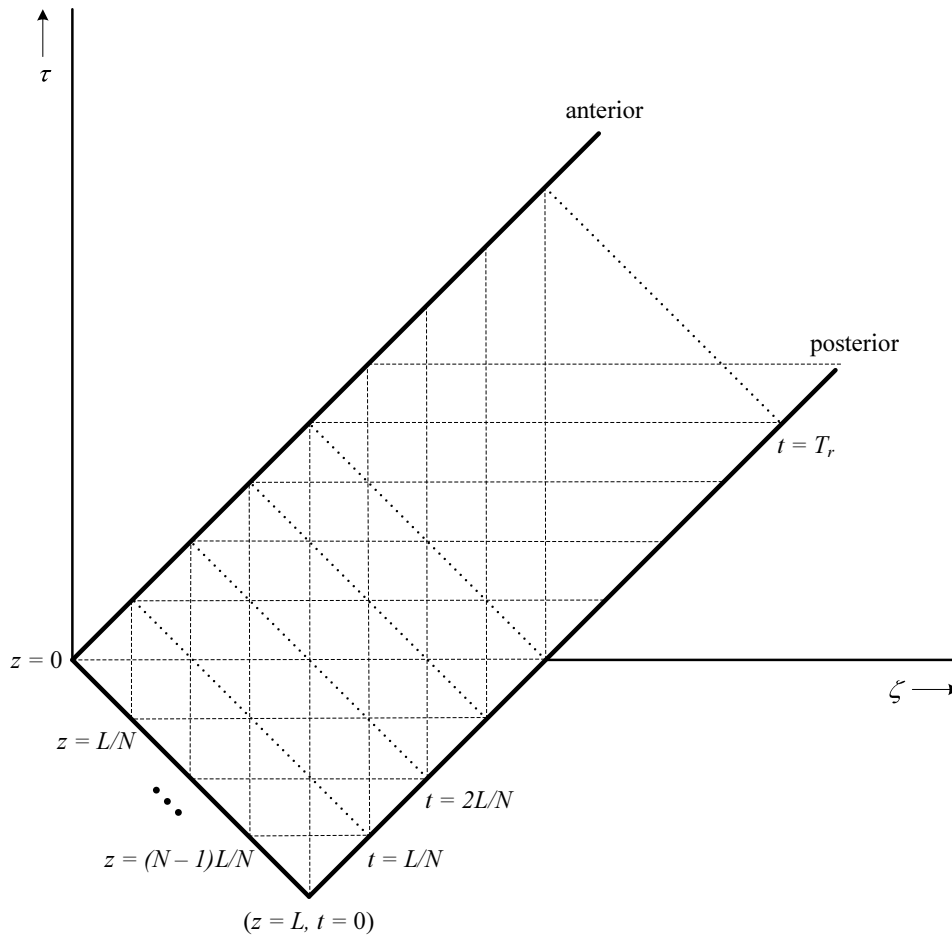
e

$$J \partial_\zeta p_+ = - \left( \delta p_+ + \kappa_g p_- + \kappa_c b_+ + \gamma |p_+|^2 p_+ + 2\gamma |p_-|^2 p_+ \right), \quad (\text{A.0.12})$$

$$J \partial_\tau p_- = - \left( \delta p_- + \kappa_g p_+ + \kappa_c b_- + \gamma |p_-|^2 p_- + 2\gamma |p_+|^2 p_- \right), \quad (\text{A.0.13})$$

sendo que as direções de integração coincidem com as características. Destarte, os termos das derivadas em A.0.1–A.0.4 são desacoplados pela transformação de coordenadas, embora ainda estejam acoplados nos seus lados direitos (acoplamento no mesmo espaço físico devido à presença da rede, e acoplamento em espaços distintos, devido à proximidade entre as duas fibras). De fato, as Eqs. A.0.10–A.0.13 são bastante semelhantes a equações diferenciais ordinárias. Desta forma, se as funções envelope  $b_+(\zeta, \tau)$ ,  $b_-(\zeta, \tau)$ ,  $p_+(\zeta, \tau)$  e  $p_-(\zeta, \tau)$  são conhecidas num ponto  $(\zeta_0, \tau_0)$ , outros valores de amplitudes podem ser obtidos. Com base nesta metodologia, pode-se mostrar que, iniciando-se em  $z = 0$  (Fig. A.1), as funções envelope em todos os tempos podem ser calculadas por técnica de integração adequada.

Primeiro, será observado como o intervalo de integração nestas novas coordenadas  $(\zeta, \tau)$  está relacionado às antigas coordenadas  $z$  e  $t$ . O intervalo de integração é apresentado na Fig. A.1.



**Figura A.1:** Domínio de integração nas coordenadas  $\zeta$  e  $\tau$ . As fronteiras deste domínio são determinadas por linhas sólidas espessas. Linhas pontilhadas indicam pontos de tempo iguais. No esquema de diferenças finitas a integração ocorre ao longo das linhas tracejadas. Nota-se nesta figura que os envelopes são amostrados em  $N + 1 = 5$  posições, apenas no interior do sistema. O parâmetro  $T_r$  designa um único tempo denominado "round trip time".

De acordo com as equações características, o começo do guia corresponde a  $\zeta - \tau = 0$  enquanto o fim corresponde a  $\zeta - \tau = L$ , descrito por linhas sólidas espessas na Fig. A.1. Conforme as condições de contorno, a função envelope progressiva é integrada da esquerda para o fim do guia. Entretanto, a função envelope regressiva é integrada para cima, em direção à parte frontal do dispositivo. As direções da integração coincidem com as coordenadas anteriores, conforme esperado.

Métodos de diferenças finitas podem ser aplicados para integrar as Eqs. A.0.10–A.0.13. As funções são integradas ao longo das linhas horizontais e verticais tracejadas, respectivamente, e os resultados podem ser combinados nas interseções, ilustradas na Fig. A.1. É considerado que o guia com comprimento  $L$  é amostrado  $N$  vezes. Uma vez que se trata de uma integração bidimensional, os cálculos são da ordem de  $N^2$ . Visando a maior celeridade, passos largos (ou pequenos valores de  $N$ ) são desejados. É apontado que o método de Euler não é suficientemente preciso devido a sua limitação de primeira ordem. O esquema de Runge-Kutta de quarta ordem não é preciso o suficiente pois ele é de fato uma solução de ordem inferior e erros são introduzidos quando as condições de contorno são incluídas [194]. Para alcançar uma elevada precisão, foi proposto uma aproximação implícita baseada no mesmo método de Runge-Kutta de quarta ordem. Esta aproximação melhora a

precisão da solução pela aplicação de um método de um passo que usa estimadores *unbiased* nos pontos terminais/finais de cada passo de integração.

Este método pode ser escrito como

$$y_{n+1/2} = y_n + h [g_{21}f(x_n, y_n) + g_{22}f(x_{n+1/2}, y_{n+1/2}) + g_{23}f(x_{n+1}, y_{n+1})], \quad (\text{A.0.14})$$

$$y_{n+1} = y_n + h [g_{31}f(x_n, y_n) + g_{32}f(x_{n+1/2}, y_{n+1/2}) + g_{33}f(x_{n+1}, y_{n+1})], \quad (\text{A.0.15})$$

sendo que os valores numéricos dos coeficientes estão listados na [Tab. A.1](#). A dedução desta formula é realizada em [\[194\]](#). Com boas estimativas, as equações implícitas podem ser resolvidas por iteração,

**Tabela A.1:** Valores dos coeficientes usados nos procedimentos de integração e extrapolação.

$g_{21} = 5/24$	$g_{22} = 1/3$	$g_{23} = -1/24$
$g_{31} = 1/6$	$g_{32} = 2/3$	$g_{33} = 1/6$
$\hat{g}_{21} = 3/8$	$\hat{g}_{22} = 0$	$\hat{g}_{23} = 9/8$
$\hat{g}_{31} = 4/3$	$\hat{g}_{32} = -8/3$	$\hat{g}_{33} = 10/3$

o que faz resultar num esquema predictor-corretor. A implementação do algoritmo segue os passos:

1. Os valores para  $y_{n+1/2}$  e  $y_{n+1}$  são estimados para todas as  $4N$  equações (incluindo envelopes);
2. Os lados direitos de [A.0.10–A.0.13](#) são calculados com estimativas de (1), sendo gerados melhores aproximações para  $y_{n+1/2}$  e  $y_{n+1}$  e para todas as  $4N$  equações;
3. O passo (2) é repetido  $n_I$  vezes, até que a precisão requerida seja alcançada, sempre usando os valores recentemente calculados para  $y_{n+1/2}$  e  $y_{n+1}$  e para todas as  $4N$  equações.

No caso, pode-se escolher  $n_I = 3$  para obter uma elevada precisão e satisfatória estabilidade do programa.

Bons estimadores são necessários no passo (1), os quais podem ser obtidos pela extrapolação de valores prévios das funções envelopes. Eles são dados por

$$y_{n+3/2}^{(0)} = y_n + h [\hat{g}_{21}f(x_n, y_n) + \hat{g}_{22}f(x_{n+1/2}, y_{n+1/2}) + \hat{g}_{23}f(x_{n+1}, y_{n+1})], \quad (\text{A.0.16})$$

$$y_{n+2}^{(0)} = y_n + h [\hat{g}_{31}f(x_n, y_n) + \hat{g}_{32}f(x_{n+1/2}, y_{n+1/2}) + \hat{g}_{33}f(x_{n+1}, y_{n+1})]. \quad (\text{A.0.17})$$

Os valores dos coeficientes  $\hat{g}_{21} \sim \hat{g}_{33}$  são dados na [Tab. A.1](#). A extrapolação das Eqs. [A.0.16](#) e [A.0.17](#) fornece todos os estimadores necessários exceto aqueles nos pontos próximos ao começo ou nas arestas do intervalo de integração. Conforme ilustrado na [Fig. A.1](#), a extrapolação não pode ser realizada nos contornos visto não haver valores prévios (não há estimativas de um passo anterior quando se integra horizontalmente em  $z = 0$ ,  $t = L/N$  ou verticalmente  $z = L$ ,  $t = L/N$ , isto é, nos limites do sistema). Contudo, dado que apenas estimadores são necessários nestes pontos, pode-se usar o método de Euler para gerar estimativas rudimentares, as quais serão melhoradas pelo procedimento iterativo posterior.



# Lista de Publicações

Nesta listagem constam os trabalhos diretamente relacionados à tese realizados durante o período de doutorado (2006–2010). \*

## Artigos completos publicados em periódicos

1. [doi>](#) **Rocha, H. H. B.**; Lima, J. L. S.; Saraiva Sobrinho, C.; Ferreira, A. C.; Sales, J. C.; Sombra, A. S. B. Soliton-like pulse dynamics in add-drop optical filters based on fiber grating couplers. *Opt. Quant. Electron.*, v. 41, n. 6, p. 441–452, 2009 § .
2. [doi>](#) **Rocha, H. H. B.**; Freire, F. N. A.; Sohn, R. S. T. M.; da Silva, M. G.; Santos, M. R. P.; Junqueira, C. C. M.; Cordaro, T.; Sombra, A. S. B. Bandwidth enhancement of stacked dielectric resonator antennas excited by a coaxial probe: an experimental and numerical investigation. *IET Microw. Antennas Propag.*, v. 2, n. 6, p. 580–587, 2008.
3. [doi>](#) **Rocha, H. H. B.**; Freire, F. N. A.; Costa, R. C. S.; Sohn, R. S. T. M.; Orjubin, G.; Junqueira, C. C. M.; Cordaro, T.; Sombra, A. S. B. Dielectric resonator antenna: Operation of the magnetodielectric composites  $\text{Cr}_{0.75}\text{Fe}_{1.25}\text{O}_3$ (CRFO)/  $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.75}\text{Ti}_{0.75}\text{O}_3$ (FCTO). *Microw. Opt. Tech. Lett.*, v. 49, n. 2, p. 409–413, 2007.

## Produção técnica: patentes aplicadas

1. Freire, F. N. A.; **Rocha, H. H. B.**; Santos, M. R. P.; Sombra, A. S. B. Desenvolvimento de uma cerâmica dielétrica ressoadora baseada no composto  $[(\text{Cr}_{3/8}\text{Fe}_{5/8})_2\text{O}_3]_x - [\text{CaTiO}_3]_{1-x}$  para aplicações em antenas dielétricas – Protocolo 0000221001092419, em 08/03/2010.

## Trabalhos completos publicados em anais de congressos

1. [doi>](#) **Rocha, H. H. B.**; Sales, J. C.; Fraga, W. B.; Ferreira, A. C.; Lima, J. L. S.; Saraiva Sobrinho, C.; Menezes, J. W. M.; Sombra, A. S. B. Signal coupling in nonlinear hybrid optical structures: A numerical approach. In: SBMO/IEEE - *International Microwave and Optoelectronics Conference* (IMOC 2009). Belém, Brazil, 2009. p. 611–615.

\* Outras contribuições em : <http://lattes.cnpq.br/4774322467339841>

§ Aceito em 05/03/2010, publicado online em 17/03/2010.









## Resumos expandidos publicados em anais de congressos






1. **Rocha, H. H. B.**; FREIRE, F. N. A.; Fachine, P. B. A.; Silva, M. G.; Santos, M. R. P.; Sombra, A. S. B.; Junqueira, C. C. M.; Cordaro, T. The bandwidth enhancement of dielectric resonator antennas. In: XXX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada. *Optics Technical Digest - XXX ENFMC Annals of Optics* 2007. São Lourenço, Brasil, 2007. p. 230–233.

## Resumos publicados em anais de congressos

1. **Rocha, H. H. B.**; Freire, F. N. A.; Costa, R. C. S.; Santos, M. R. P.; Orjubin, G.; Junqueira, C. C. M.; Carvalho, S. A.; Silva, C.C.; Sombra, A.S.B. A resonant dielectric cavity antenna using magneto-dielectric composites:  $\text{Cr}_y\text{Fe}_{2-y}\text{O}_3$  (CRFO)- $\text{Fe}_x\text{Ti}_{1-x/2}\text{Cu}_{1-x/2}\text{O}_3$  (FCTO). In: *Proc. of the 4th Conference International Dielectric Society and 9th International Conference Dielectric and Related Phenomena (IDS & DRP 2006)*, Poznan, Polonia, 2006.

**Contribuições parcialmente ou não relacionadas à Tese (2006–2010):****Artigos completos publicados em periódicos**

1.  **Rocha, H. H. B.**; Freire, F. N. A.; Silva, R. R.; Gouveia, D. X.; Sasaki, J. M.; Santos, M. R. P.; Góes, J. C.; Sombra, A. S. B. Structural properties study of the magneto-dielectric composite:  $\text{Cr}_{0.75}\text{Fe}_{1.25}\text{O}_3$  (CRFO): $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.75}\text{Ti}_{0.75}\text{O}_3$  (FCTO). *Journal of Alloys and Compounds*, v. 481, p. 438-445, 2009.
2.  Fechine, P. B. A.; **Rocha, H. H. B.**; Moretzsohn, R. S. T.; Denardin, J. C.; Lavin, R.; Sombra, A. S. B. Study of a microwave ferrite resonator antenna, based on a ferrimagnetic composite  $(\text{Gd}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})\text{GdIG}_x - (\text{Y}_3\text{Fe}_5\text{O}_{12})\text{YIG}_{1-x}$ . *IET Microwaves Antennas & Propagation*, v. 3, p. 1191-1198, 2009.
3.  **Rocha, H. H. B.**; Freire, F. N. A.; Santos, M. R. P.; Sasaki, J. M.; Cordaro, T.; Sombra, A. S. B. Radio-frequency (RF) studies of the magneto-dielectric composites:  $\text{Cr}_{0.75}\text{Fe}_{1.25}\text{O}_3$  (CRFO)- $\text{Fe}_{0.5}\text{Cu}_{0.75}\text{Ti}_{0.75}\text{O}_3$  (FCTO). *Physica B: Condensed Matter*, v. 403, p. 2902-2909, 2008.
4.  Freire, F. N. A.; **Rocha, H. H. B.**; Santos, M. R. P.; Fechine, P. B. A.; Pereira, F. M. M.; Sohn, R. S. T. M.; Vasconcelos, I. F.; Sombra, A. S. B. Structural studies of a new electroceramic composite:  $\text{Pb}(\text{Fe}_{0.5}\text{Nb}_{0.5})\text{O}_3$  (PFN)- $\text{Cr}_{0.75}\text{Fe}_{1.25}\text{O}_3$  (CRFO). *Journal of Materials Science*, v. 43, p. 75-82, 2008.
5.  Filho, A. F. G. F.; de Sousa, J. R. R.; Guimaraes, G. F.; **Rocha, H. H. B.**; Ferreira, A. C.; Lima, F. T.; Sombra, A. S. B. Add-Drop Demultiplexer Operating in an Optical Michelson Interferometer Based in Fiber Bragg Gratings for Time Division Multiple Access Systems. *Fiber and Integrated Optics*, v. 29, p. 239–253, 2010.
6.  Ferreira, Alisson da; Sobrinho, C. S.; Menezes, J. W. M.; Fraga, W. B.; **Rocha, H. H. B.**; Wirth L., A.; Saboia, K. D. A.; Guimaraes, G. F.; Filho, J. M. S.; Sombra, A. S. B. A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK. *Journal of Modern Optics*, v. 56, p. 1004-1013, 2009.
7.  Fraga, W. B.; Menezes, J. W. M.; Sobrinho, C. S.; Ferreira, A. C.; Guimarães, G. F.; Lima, A. W.; Filho, A. F. G. F.; **Rocha, H. H. B.**; Sabóia, K. D. A.; Lima, F. T.; Filho, J. M. S.; Sombra, A. S. B. Numerical analysis of the stability of optical bullets  $(2 + 1)$  in a planar waveguide with cubic quintic nonlinearity. *Optical and Quantum Electronics*, v. 41, p. 121-130, 2009.
8.  Almeida, A. F. L.; Silva, R. R.; **Rocha, H. H. B.**; Fechine, P. B. A.; Cavalcanti, F. S. A.; Valente, M. A.; Freire, F. N. A.; Sohn, R. S. T. M.; Sombra, A. S. B. Experimental and Numerical Investigation of a ceramic dielectric resonator (DRA):  $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$  (CCTO). *Physica. B, Condensed Matter*, v. 403, p. 586-594, 2008.

9.  Saraiva Sobrinho, C.; Ferreira, A. C.; Menezes, J. W. M.; Guimarães, G. F.; Fraga, W. B.; Furtado Filho, A. F. G.; **Rocha, H. H. B.**; Marciano, S. P.; Saboia, K. D. A.; Sombra, A. S. B. Analysis of an optical logic gate using a symmetric coupler operating with pulse position modulation (PPM). *Optics Communications*, v. 281, p. 1056-1064, 2008.
10.  Pinheiro, A. G.; Pereira, F. M. M.; Santos, M. R. P.; **Rocha, H. H. B.**; Sombra, A. S. B. Electric properties of  $\text{Bi}_4\text{Ti}_3\text{O}_{12}$ (BIT)- $\text{CaCu}_3\text{Ti}_4\text{O}_{12}$  (CCTO) composite substrates for high dielectric constant devices. *Journal of Materials Science*, v. 42, p. 2112-2120, 2007.
11.  Saraiva Sobrinho, C.; Rios, C. S. N.; Marciano, S. P.; Guimarães, G. F.; Sales, J. C.; Saboia, K. D. A.; **Rocha, H. H. B.**; Sombra, A. S. B. A performance study of a logical gate using PPM optical pulse modulation for TDM systems. *Optics Communications*, v. 275, p. 476-485, 2007.
12.  Menezes, J. W. M.; Fraga, W. B.; Guimarães, G. F.; Ferreira, A. C.; **Rocha, H. H. B.**; Silva, M. G.; Sombra, A. S. B. Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers. *Optics Communications*, v. 276, p. 107-115, 2007.
13.  Menezes, J. W. M.; Fraga, W. B.; Ferreira, A. C.; Saboia, K. D. A.; Filho, A. F. G. F.; Guimarães, G. F.; Sousa, J. R. R.; **Rocha, H. H. B.**; Sombra, A. S. B. Logic gates based in two- and three-modes nonlinear optical fiber couplers. *Optical and Quantum Electronics*, v. 39, p. 1191-1206, 2007.