**MODULADOR ÓPTICO DE INTENSIDADE
BASEADO NA TECNOLOGIA DE CIRCUITOS
INTEGRADOS MONOLÍTICOS DE MICROONDAS**

MILSON TADEU CAMARGO SILVA

OK

ORIENTADOR: PROF. DR. RENÉ AYRES CARVALHO

Serviço de Biblioteca e Informação - IFQSC
FÍSICA

**TESE APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE
SÃO CARLOS - USP, PARA OBTENÇÃO
DO TÍTULO DE DOUTOR EM CIÊNCIAS - FÍSICA APLICADA**

1992

**IFQSC UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO**
Instituto de Física e Química de São Carlos

Fone (0162) 72-6222
Fax (0162) 72-2218

Av. Dr. Carlos Botelho, 1465
Caixa Postal 369
CEP 13560.970 - São Carlos - SP
Brasil

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE MILSON TADEU CAMARGO SILVA APRESENTADA AO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 09/10/1992

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Renê Ayres Carvalho

Prof. Dr. Valentin Obac Roda

Prof. Dr. Luiz Antonio de Oliveira Nunes

Prof. Dr. Rui Fragassi Souza

Profa. Dra. Denise Consoni

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. Peter R. Herczfeld, pela proposição deste trabalho, orientação, hospitalidade, incentivo e apoio nos momentos mais difíceis.

Ao Prof. Dr. René A. Carvalho, orientador e amigo desde os tempos da graduação, pela formação científica e incentivo durante estes longos anos.

Aos Profs. A. Rothwarf e B. Nabet pelas excelentes discussões relativas às propriedades dos semicondutores.

Ao Murilo Romero, o único brasileiro que conheço em Philadelphia, pela amizade, discussões e apoio nas horas difíceis

Ao Prof. Dr. Amilcar C. César, colega e amigo, por seu apoio e incentivo.

Ao Prof. Dr. José Carlos Sartori pelo apoio e coordenação do Projeto RHAE.

Ao Deptº de Engenharia Elétrica, Escola de Engenharia de São Carlos e Universidade de São Paulo pelo afastamento concedido.

Ao Programa de Formação de Recursos Humanos em Áreas Estratégicas (RHAE) da Secretaria da Ciência e Tecnologia pelo apoio financeiro, Projeto RHAE nº 111/90.

À minha esposa, VERA, por sua CORAGEM.

Às minhas filhas, THAÍZ e BRUNA, pelo AMOR.

RESUMO

Um modulador óptico de intensidade baseado na tecnologia de circuitos integrados monolíticos de microondas foi investigado. A estrutura do dispositivo é composta de um guia de onda de quatro camadas. O campo elétrico das microondas depleta os portadores na casca ativa e isto resulta na geração de uma variação periódica do índice de refração, isto é, uma rede de difração, devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem. A interação do campo óptico com a estrutura periódica resulta na modulação da intensidade da luz.

O projeto especial do guia de onda óptico proporciona alto fator de confinamento na casca ativa resultando também em alto coeficiente de acoplamento, situado entre 8 e 17 cm^{-1} . A concentração de portadores e espessura da casca ativa está compreendida entre 2×10^{17} e 10^{18} cm^{-3} e 0.23 e 0.065 μm , respectivamente. O comprimento do dispositivo situa-se entre 500 e 2200 μm para índices de modulação superiores a 50%. Larguras de banda tão amplas quanto 24 GHz para 50% e 12 GHz para 90% de índice de modulação foram obtidas. A atenuação óptica média devido à absorção dos materiais é $\sim 0.25 \text{ dB}$. A voltagem aplicada está situada entre 3.0 e 7.0 V. Devido à característica capacitiva do dispositivo, não há praticamente drenagem de corrente, resultando em muito baixo consumo de potência.

ABSTRACT

A MMIC based intensity modulator was investigated. The device optical structure is composed of a four layer waveguide. The microwave electric field depletes the carriers in an active cladding which generates a periodic refractive index variation, a grating, due to the electro - optic and doping effects. The interaction of the optical field with the grating results in the intensity modulation of the light.

The specially designed optical waveguide provides a high confinement factor in the active cladding, resulting in a high coupling coefficient ranging from 8 to 17 cm⁻¹. The carrier concentration and thickness of the active cladding range from 2×10^{17} to 10^{18} cm⁻³, and from 0.23 to 0.065 μm , respectively. The device length extends from 500 to 2200 μm for modulation index higher than 50%. Bandwidth is as high as 24 GHz for 50% and 12 GHz for 90% of modulation index. The average device material optical attenuation is ~ 0.25 dB. The driving voltage ranges from 3.0 to 7.0 V. Since the device is capacitive it drains very small current resulting in very low power consumption.

ÍNDICE

Lista de Figuras.....	iii
Lista de Tabelas.....	vii
I - Introdução.....	1
I.1 - Fundamentos e Motivação.....	1
I.2 - Objetivo.....	3
I.3 - Dispositivo Proposto.....	5
II - Propriedades Ópticas.....	7
II.1 - Introdução.....	7
II.2 - Índice de Refração do GaAs e GaAlAs.....	8
II.3 - Coeficientes de Extinção e Atenuação.....	12
II.4 - Alteração do Índice de Refração do GaAs.....	15
II.4.1 - Efeito Eletro - Óptico Linear.....	17
II.4.2 - Efeito Eletro - Óptico Quadrático.....	18
II.4.3 - Efeito de Plasma.....	20
II.4.4 - Efeito de Preenchimento de Banda.....	21
II.4.5 - Efeito de Encolhimento da Banda Proibida.....	23
III - Propriedades Eletrônicas de Contatos Schottky.....	28
III.1 - Voltagem, Campo Elétrico.....	28
III.2 - Correntes Termoiônica e Tunelamento.....	35
IV - Proposição do Dispositivo.....	39
IV.1 - Tecnologia de CIMM.....	39
IV.2 - Guia de Onda Óptico e Integração com CIMM.....	42
IV.3 - Estrutura do Modulador.....	43
V - Projeto da Estrutura.....	49
V.1 - Introdução.....	49

V.2 - Diagrama de Dispersão.....	51
V.3 - Potência Óptica.....	59
V.4 - Atenuação Óptica.....	64
V.5 - Fator de Confinamento.....	64
V.6 - Alteração Efetiva do Índice de Refração.....	70
VI - Estrutura Periódica.....	76
VI.1 - Introdução.....	76
VI.2 - Coeficiente de Acoplamento.....	78
VI.3 - Comprimento do Modulador.....	87
VI.4 - Largura de Banda do Modulador.....	87
VII - Resultados e Conclusões.....	90
VII.1 - Introdução.....	90
VII.2 - Campo Elétrico, Voltagem.....	90
VII.3 - Diagramas de Dispersão.....	91
VII.4 - Fator de Confinamento.....	95
VII.5 - Atenuação Óptica.....	106
VII.6 - Perfil da Intensidade Óptica.....	109
VII.7 - Alteração Efetiva do Índice de Refração.....	109
VII.8 - Coeficiente de Acoplamento.....	116
VII.9 - Período da Estrutura Periódica.....	121
VII.10 - Comprimento do Modulador.....	124
VII.11 - Largura de Banda do Modulador.....	127
VII.12 - Corrente e Potência.....	135
VIII - Conclusões.....	136
IX - Sugestões para Trabalhos Futuros.....	139
Referências Bibliográficas.....	142

LISTA DE FIGURAS:

Figura 1.1 - Chip CIMM.....	3
Figura 2.1 - Índice de Refração do GaAs e GaAlAs.....	11
Figura 2.2 - Coeficiente de Extinção do GaAs.....	13
Figura 2.3 - Coeficiente Extinção do GaAlAs.....	16
Figura 2.4 - Estrutura de Bandas e Efeito de Preenchimento de Banda....	17
Figura 2.5 - Alteração do Índice de Refração do GaAs devido aos Efeitos de Dopagem.....	25
Figura 3.1 - Diagrama de Bandas do Contato Metal - Semicondutor.....	29
Figura 3.2 - Contato Schottky e Sistema de Coordenadas.....	30
Figura 3.3 - Processo de Tunelamento em um Contato Schottky.....	37
Figura 4.1 - Estrutura de MESFETs e HEMTs.....	40
Figura 4.2 - Modulador Óptico de Intensidade Baseado na Tecnologia CIMM.....	44
Figura 4.3 - Vista Tridimensional do Modulador.....	46
Figura 4.4 - Vista Tridimensional do Modulador quando não há Voltagem Aplicada.....	47
Figura 4.5 - Vista Tridimensional do Modulador com Voltagem Reversa Aplicada.....	48
Figura 5.1 - Estrutura Óptica e seu Sistema de Coordenadas.....	50
Figura 6.1 - Estrutura Periódica em um Guia de Onda Óptico.....	77
Figura 7.1 - Campo Elétrico Máximo no Contato Schottky em Função da Concentração de Portadores.....	92
Figura 7.2 - Largura da Região de Depleção em Função da Concentração de Portadores.....	93

Figura 7.3 - Voltagem Aplicada em Função da Concentração de Portadores.....	94
Figura 7.4 - Diagrama de Dispersão.....	96
Figura 7.5 - Diagrama de Dispersão.....	97
Figura 7.6 - Fator de Confinamento em Função da Espessura do Núcleo.....	98
Figura 7.7 - Fator de Confinamento da Casca Ativa em Função da Espessura do Núcleo.....	99
Figura 7.8 - Fator de Confinamento do Ar em Função da Espessura do Núcleo.....	100
Figura 7.9 - Fator de Confinamento da Casca Ativa e Ar em Função do Índice de Refração da Casca Passiva.....	101
Figura 7.10 - Fator de Confinamento do Núcleo e Casca Passiva em Função do Índice de Refração da Casca Passiva.....	103
Figura 7.11 - Fator de Confinamento da Casca Passiva e Ar em Função da Concentração de Portadores.....	104
Figura 7.12 - Fator de Confinamento do Núcleo e Casca Passiva em Função da Concentração de Portadores.....	105
Figura 7.13 - Atenuação Óptica em Função da Espessura do Núcleo.....	107
Figura 7.14 - Atenuação Óptica em Função da Concentração de Portadores.....	108
Figura 7.15 - Perfil de Intensidade Óptica.....	110
Figura 7.16 - Perfil de Intensidade Óptica.....	111
Figura 7.17 - Alteração Efetiva do Índice de Refração em Função da Espessura do Núcleo.....	113
Figura 7.18 - Alteração Efetiva do Índice de Refração em Função da Espessura do Núcleo.....	114

Figura 7.19 - Alteração Efetiva do Índice de Refração em Função do Índice de Refração da Casca Passiva.....	115
Figura 7.20 - Alteração Efetiva do Índice de Refração em Função da Concentração de Portadores.....	117
Figura 7.21 - Coeficiente de Acoplamento em Função da Espessura do Núcleo.....	118
Figura 7.22 - Coeficiente de Acoplamento em Função do Índice de Refração da Casca Passiva.....	120
Figura 7.23 - Coeficiente de Acoplamento em Função da Concentração de Portadores.....	122
Figura 7.24 - Período da Rede em Função de sua Ordem.....	123
Figura 7.25 - Período da Rede em Função da Concentração de Portadores.....	125
Figura 7.26 - Comprimento do Modulador em Função do Índice de Modulação.....	126
Figura 7.27 - Comprimento do Modulador em Função da Concentração de Portadores.....	128
Figura 7.28 - Comprimento do Modulador em Função da Voltagem Aplicada.....	129
Figura 7.29 - Largura de Banda do Modulador em Função do Índice de Modulação.....	131
Figura 7.30 - Largura de Banda do Modulador em Função da Concentração de Portadores.....	132
Figura 7.31 - Largura de Banda do Modulador em Função da Concentração de Portadores.....	133
Figura 7.32 - Largura de Banda do Modulador em Função da Concentração de Portadores.....	134
Figura 9.1 - Modulador Óptico Proposto.....	139

Figura 9.2 - Modulador Óptico Proposto com Voltagem Reversa**Aplicada.....140**

LISTA DE TABELAS:

Tabela II.1 - Índices de Refração do GaAs e GaAlAs em 1.3 μm	10
Tabela II.2 - Índice de Refração do GaAs em Função da Concentração de Portadores em 1.3 μm	26
Tabela IV.1- Tipos de Dispositivos e Materiais Utilizados.....	41

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

A meta deste capítulo é apresentar a motivação desta pesquisa, quais são seus objetivos, rever dados relevantes da literatura e introduzir o dispositivo proposto.

I.1 - Fundamentos e Motivação:

O advento de técnicas avançadas de crescimento epitaxial de semicondutores, tais como "Metal Organic Chemical Vapour Deposition" (MOCVD) e "Molecular Beam Epitaxy" (MBE) proporcionou um grande impulso na tecnologia de circuitos integrados ópticos e eletrônicos. Estas técnicas, permitiram também a fusão de ambos em um mesmo circuito, os agora denominados circuitos integrados fotônicos (CIF). Além disso, estas técnicas possibilitaram um grande avanço na fabricação dos circuitos integrados monolíticos de microondas (CIMM), os quais são produzidos com baixos custos e apresentam excelente desempenho. Embora os CIFs estejam distantes de aplicações comerciais, diversas combinações de dispositivos ópticos e eletrônicos têm sido demonstradas, Koch [1]; por outro lado, CIMMs desempenhando diferentes funções são agora disponíveis comercialmente.

Devido a suas superiores propriedades ópticas, em 1.3 e 1.55 μm - os comprimentos de onda utilizados atualmente em comunicações ópticas - em relação ao GaAs e GaAlAs, os materiais InP e seus compostos: InGaAs, InAlAs, InGaAsP e InGaAlAs são agora os materiais básicos na tecnologia de CIFs. No entanto GaAs e GaAlAs

foram os materiais fundamentais utilizados na fabricação da primeira geração de CIMMs; entretanto, dispositivos de microondas com excelente desempenho baseados em InP, a segunda geração de CIMM, tem sido relatados, Mishra [2].

Mantendo atenção na primeira geração de CIMMs, a tecnologia de CIFS baseada em GaAs e adicionando o sucesso da interação microondas - óptica, Salles [3 - 4], Herczfild [5] e Madjar [6], isto é, o controle de dispositivos de microondas através de meios ópticos, pode ser concluído que, mesmo neste caso, a fusão de CIMM e circuitos ópticos é possível e diversas soluções para esta questão existem. Estes novos circuitos, os quais possuem funções de microondas e óptica, terão grande impacto em múltiplas aplicações, tais como: "antenna remoting", isto é o controle remoto de antenas, rede de alimentação de antenas "phased - array", distribuição de sinais de televisão a cabo, processamento óptico de sinais, e etc.

A solução aqui apresentada é a utilização da tecnologia de CIMM para a fabricação e incorporação de dispositivos ópticos em circuitos CIMM. A fusão de tecnologias, ou melhor, a adaptação de uma tecnologia para permitir a fabricação de dispositivos que utilizam uma tecnologia similar, é uma tarefa complexa, pois materiais, passos para o crescimento epitaxial, mascaramento, corrosão e passivação podem somente ser, no máximo, ligeiramente modificados. Nesta solução, é proposta a utilização de uma secção do "chip" CIMM padrão para a fabricação de dispositivos ópticos, tais como: moduladores, chaves, detetores, filtros, etc., e deixando o restante do CIMM em sua configuração normal, como mostrado na Figura 1.1. Mesmo embora esta solução implique na imposição de restrições no projeto dos dispositivos

ópticos, a mesma requer alterações mínimas no processamento padrão de CIMM.

Figura 1.1. Chip CIMM incorporando um modulador óptico e dispositivos de microondas. Uma das funções do modulador é recuperar opticamente informações dos diversos dispositivos.

I.2 - OBJETIVO:

O objetivo básico desta pesquisa é a incorporação de um modulador óptico de intensidade em um "chip" padrão de circuito integrado monolítico de microondas, desta maneira, informações do CIMM são recuperadas opticamente. Esta concepção, ilustrada na Figura 1.1, consiste no envio de um sinal óptico, através de uma fibra óptica, ao CIMM. A luz é, então, modulada com sinais provenientes dos diversos circuitos de microondas e esta portadora óptica é transmitida também através de uma fibra para o processamento no receptor.

Através deste modulador, informações sobre o estado de cada dispositivo de microondas é recuperado permitindo que o controle de cada um deles seja efetuado. Além disso, este modulador pode ser parte integrante de um sistema de comunicações ópticas, podendo ser utilizado na implementação de um canal de comunicação de voz e imagem.

O modulador óptico é um dos mais importantes dispositivos ópticos, devido à sua ampla aplicação em sistemas de fibras ópticas, não somente em telecomunicações mas também em "phased-array radar", instrumentação e processamento óptico de sinais. Através deste dispositivo os sinais elétricos da informação são transferidos à portadora óptica. O desempenho dos dispositivos terminais de um enlace óptico, isto é, o laser e o fotodetector, teve uma melhoria significativa durante os últimos anos e como resultado, lasers com corrente de disparo de poucas dezenas de mA e fotodetetores com largura de banda de dezenas de GHz são hoje comerciais. A modulação direta de lasers é limitada pela oscilação de relaxação significando que a largura de banda deste dispositivo é de, aproximadamente, 20 GHz, a qual está bem abaixo da largura de banda da fibra óptica. Assim, para utilizar vantajosamente a grande largura de banda da fibra óptica, um modulador externo deve ser utilizado. Dois tipos de moduladores podem ser fabricados: o de intensidade e o de fase. O primeiro pode, também, ser produzido pela combinação do último com um interferômetro e, em geral, o tipo Mach-Zehnder é utilizado para este propósito. Moduladores de polarização são também fabricados, Wang [7], mas um dispositivo analisador deve ser combinado com este para a obtenção de um modulador de intensidade.

I.3 - DISPOSITIVO PROPOSTO:

A meta desta pesquisa é o estudo da viabilidade da fabricação de um modulador óptico de intensidade compatível com a tecnologia CMIM, operando em $1.3 \mu\text{m}$. A largura de banda especificada para o dispositivo é 10 GHz, índice de modulação compreendido entre 50 e 100% e voltagem menor que 10 V. Embora diversas configurações de dispositivos compatíveis com esta tecnologia existam, Walker [8], estas são do tipo Mach-Zehnder e não desejáveis de ser utilizadas por introduzirem um componente a mais na estrutura, o interferômetro. Embora estes moduladores, [8], Mendoza-Alvarez [9] e Lee [10], operem com voltagens menores que 10 V, suas larguras de banda são apenas moderadas, menores que 5.0 GHz.

O dispositivo proposto baseia-se na interação da luz com uma estrutura periódica, rede óptica de difração, gerada eletronicamente. A geração eletrônica desta estrutura periódica, por sua vez, é baseada na depleção de portadores, os quais alteram o índice de refração, via efeitos eletro - ópticos e dopagem. Embora a injeção de portadores proporcione um maior índice de modulação, a largura de banda obtida é estreita em virtude do longo tempo de trânsito da lacuna e além disso o dispositivo apresenta altas perdas ópticas, as quais são inerentes ao processo de injeção.

O modulador proposto é composto de um guia de onda multicamada crescido sobre um substrato de SI (Semi - Insulating) - GaAs. A estrutura consiste, do fundo para o topo, da camada "buffer" de GaAs, uma camada de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, a casca, uma camada de GaAs, que é o núcleo do guia de onda, e uma camada de GaAs, denominada

casca ativa. Todas as camadas, com exclusão da casca ativa, que é altamente n - dopada, são intrínsecas. Para diminuir a razão de aspecto o substrato é corroído. Contatos Schottky e ôhmico são, então, fabricados sobre o topo da casca ativa e no fundo da camada "buffer". O contato no topo é corroído de maneira a formar um padrão que obedece à condição de Bragg no comprimento de onda usado. O dispositivo é, então, passivado. Portadores, neste caso elétrons na casca ativa, são depletados imediatamente abaixo dos contatos Schottky quando uma polarização reversa é aplicada ao dispositivo e, como resultado, há um aumento do índice de refração nestas regiões. Assim, regiões com índices de refração alternados são geradas, isto é, uma estrutura periódica, rede de difração óptica, obtida eletronicamente é formada na camada da casca ativa. A energia luminosa propagando - se através do dispositivo interage com a rede óptica e é retroespalhada. A consequência é a modulação da intensidade da luz.

Este trabalho é organizado em mais nove capítulos. O Capítulo II discute as propriedades ópticas do GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. No Capítulo III as propriedades eletrônicas do GaAs relacionadas ao dispositivo são apresentadas. A configuração do dispositivo proposto é discutida no Capítulo IV. No Capítulo V é feito o projeto do guia de onda óptico. A estrutura periódica é apresentada no Capítulo VI. Os resultados e discussões do desempenho teórico do modulador são mostrados no Capítulo VII. As conclusões do trabalho são apresentadas no Capítulo VIII. As recomendações para trabalhos futuros são sugeridas no Capítulo IX.

CAPÍTULO II - PROPRIEDADES ÓPTICAS

O objetivo deste capítulo é apresentar as propriedades ópticas do GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ relevantes ao projeto do dispositivo. O índice de refração, coeficiente de atenuação e a alteração do índice de refração devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem são discutidos.

II.1 - INTRODUÇÃO:

No projeto de dispositivos ópticos integrados e optoeletrônicos as mais importantes propriedades a serem consideradas são o índice de refração e o coeficiente de extinção dos materiais envolvidos. No dispositivo investigado, a alteração do índice de refração devido aos efeitos de dopagem e eletro - óptico é também uma importante propriedade a ser considerada. O índice de refração dos materiais e a diferença entre eles está diretamente relacionada à dimensão do guia de onda óptico. O coeficiente de extinção é relacionado ao coeficiente de atenuação do material e, conseqüentemente, ao coeficiente de atenuação do dispositivo. A alteração do índice de refração do material devido aos efeitos de dopagem e eletro - óptico é relacionado, no dispositivo em questão, aos parâmetros da estrutura periódica e à eficiência do dispositivo.

O índice de refração é um parâmetro complexo e é escrito como:

$$\mathbf{n}^* = \mathbf{n} - \mathbf{jK} \quad (2.1)$$

onde n é a parte real do índice de refração e K é o coeficiente de extinção.

O coeficiente de extinção, K , é relacionado à absorção óptica ou coeficiente de atenuação, α em (dB/cm), através da expressão:

$$\alpha \text{ (dB/cm)} = 4.343 \frac{4\pi}{\lambda_0} K \quad (2.2)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda no espaço livre e expresso em cm.

II.2 - Índice de Refração do GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$:

Os índices de refração teóricos do GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ foram relatados por Adachi [11]. De acordo com o modelo proposto, o índice de refração dependente da frequência, $n(\nu)$, é obtido da equação:

$$n(\nu) = \left[A_0 \left\{ f(\chi) + \frac{1}{2} \left[\frac{E_0}{(E_0 + \Delta_0)} \right]^{3/2} f(\chi_{s0}) \right\} + B_0 \right]^{1/2} \quad (2.3)$$

onde:

$$f(\chi) = \chi^{-2} [2 - (1 + \chi)^{1/2} - (1 - \chi)^{1/2}] \quad (2.4)$$

$$\chi = \frac{h \nu}{E_0} \quad (2.5)$$

e

$$\chi_{so} = \frac{h \nu}{(E_0 + \Delta_0)} \quad (2.6)$$

onde: E_0 é a energia da mais baixa banda proibida direta e Δ_0 a energia do "spin - orbit splitting". Os parâmetros E_0 e $(E_0 + \Delta_0)$ são dados por:

$$E_0 = 1.425 + 1.155 x + 0.37 x^2 \quad (2.7)$$

e

$$(E_0 + \Delta_0) = 1.765 + 1.155 x + 0.37 x^2 \quad (2.8)$$

As constantes A_0 e B_0 que aparecem na equação (2.3) são dependentes da fração molar x de alumínio e são dadas por:

$$A_0(x) = 6.3 + 19.0 x \quad (2.9)$$

e

$$B_0(x) = 9.4 - 10.2 x \quad (2.10)$$

Os índices de refração do GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ para frações de alumínio de interesse, foram calculados em $1.3 \mu\text{m}$, utilizando as equações acima, e são sumarizados na Tabela II.1. Estes cálculos são mostrados graficamente na Figura 2.1. Pode ser notado nesta figura e na tabela abaixo que o índice de refração diminui com o aumento da fração molar de alumínio neste composto.

TABELA II.1 - Índices de refração do GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ calculados em $1.3 \mu\text{m}$.

FRAÇÃO MOLAR DE ALUMÍNIO	ÍNDICE DE REFRAÇÃO
0.0	3.45
0.20	3.3512
0.30	3.2995
0.40	3.2467
0.50	3.1932
0.60	3.1390
0.70	3.0841

Figura 2.1. Índice de refração do GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ em $1.3\ \mu\text{m}$ em função da fração molar de alumínio.

Os índices de refração calculados diferem ligeiramente de dados experimentais relatados por Marple [12] e Casey [13]. Entretanto, índices de refração calculados utilizando este mesmo modelo, têm sido empregados com sucesso no projeto e fabricação de guias de onda ópticos tipo "rib" de dupla - heteroestrutura, Takeuchi [14]. Este modelo foi empregado no projeto de guias de onda tipo "rib" de mono - heteroestrutura, Camargo Silva [15], os quais, quando comparados com dados experimentais, Inoue [16], comprovaram também a validade deste modelo.

II.3 - Coeficientes de Extinção e Atenuação do GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$:

Atenuação óptica relacionada à dopagem ou concentração de portadores em "bulk" e em guias de onda fabricados com GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ tipo - n tem sido publicadas por diversos autores, os quais não concordam entre si. O coeficiente de extinção do GaAs tipo - n em $1.3 \mu\text{m}$ e em função da concentração de portadores, foi obtido através de um ajuste linear dos dados experimentais relatados por Spitzer [17]. Este resultado é mostrado na Figura 2.2. Pode ser notado nesta figura que o coeficiente de extinção aumenta com o aumento da concentração de portadores. O coeficientes de extinção e atenuação do GaAs em $1.3 \mu\text{m}$ são relacionados à concentração de portadores N_d pelas expressões:

$$K = 5.5 \times 10^{-23} N_d \quad (2.11)$$

Figura 2.2. Coeficiente de extinção do GaAs tipo - n em 1.3 μm em função da concentração de portadores.

e

$$\alpha \text{ (dB/cm)} = 2.3090 \times 10^{-17} N_d \quad (2.12)$$

As equações acima concordam com dados publicados por Kressel [18], mas resultam no dobro e no quádruplo dos valores propostos por Sergent [19] e Carencio [20].

Os coeficientes de extinção e atenuação do $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dopado com 10^{14} cm^{-3} em $1.3 \text{ }\mu\text{m}$ também foram calculados. Para estes cálculos, os valores para o GaAs, das equações (2.11) e (2.12) juntamente com dados sugeridos por Wang [21] para frações molares de alumínio menores ou iguais a 10 % foram utilizados. Os coeficientes de extinção, K , e atenuação, α , são relacionados à fração molar, x , de alumínio através das expressões:

$$K = 5.5 \times 10^{-9} \times 10^{-6.1164x} \quad (2.13)$$

e

$$\alpha \text{ (dB/cm)} = 2.3090 \times 10^{-3} \times 10^{-6.1164x} \quad (2.14)$$

Estas expressões concordam relativamente bem com dados relatados por Hibbs-Brenner [22], mas diferem por uma ordem de magnitude com aqueles publicados por Jensen [23]. O resultado da

equação (2.13) é mostrado na Figura 2.3. Pode ser observado nesta figura, que o coeficiente de extinção diminui com o aumento da fração molar de alumínio.

II.4 - Alteração do Índice de Refração:

Os efeitos físicos relacionados à alteração do índice de refração na região de depleção de moduladores de fase fabricados com homo e heteroestruturas de $\text{GaAs/Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, foram relatados em [9] e [10]. Nestas pesquisas, a influência do efeito eletro - óptico, bem como aquela do efeito de dopagem na variação do índice de refração, foram investigadas. Neste trabalho, dois aspectos da alteração do índice de refração são de interesse. O primeiro, está relacionado apenas com a variação do índice de refração devido à dopagem, presença de portadores, do GaAs. O segundo, relaciona-se à variação do índice de refração na região de depleção devido aos efeitos eletro - óptico e remoção de portadores.

Quando uma voltagem reversa é aplicada a uma estrutura metal - semicondutor, contato Schottky, ou a uma junção p - n, dois efeitos físicos ocorrem na região de depleção. O primeiro é o aumento do campo elétrico dentro desta região e o segundo é o crescimento da largura da região de depleção com a consequente remoção de portadores. Associados com o campo elétrico, existem dois efeitos que contribuem para a variação do índice de refração: o efeito eletro - óptico linear (EOL) e o efeito eletro - óptico quadrático (EOQ). A remoção de portadores na região de depleção contribui para alterar o índice de refração através: do efeito de plasma (PL) associado com a

Figura 2.3. Coeficiente de extinção do $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ dopado com 10^{14} cm^{-3} em $1.3 \mu\text{m}$ em função da fração molar de alumínio.

absorção por portadores, efeito de preenchimento de banda, "band - filling" (BF), e efeito de encolhimento da banda proibida, "band-gap shrinkage" (BS). Estes dois últimos efeitos são vinculados à variação do limiar da absorção, "absorption edge".

II.4.1 - Efeito Eletro - Óptico:

Quando um campo elétrico é aplicado em cristais opticamente isotrópico mas não-centrosimétrico, estes tornam-se birefringentes. A birefringência é proporcional ao campo elétrico e conduz ao efeito eletro - óptico linear. Outro efeito relacionado ao campo elétrico, o qual contribui para alterar o índice de refração é a eletro - absorção, também denominado efeito Franz - Keldysh e que conduz ao efeito eletro - óptico quadrático, efeito Kerr.

II.4.1.A - Efeito Eletro - Óptico Linear:

Um dos efeitos eletro - ópticos é denominado efeito Pockels e é vinculado à birefringência biaxial induzida pela presença de um campo elétrico em um semiconductor opticamente isotrópico e não - centrosimétrico. A birefringência induzida é proporcional ao campo elétrico, sendo denominado efeito eletro - óptico linear (EOL). Para um campo elétrico aplicado na direção [001] do GaAs, a alteração do índice de refração devida a este efeito é dada por:

$$\Delta n(\text{EOL}) = \pm \frac{n_1^3}{2} r_{41} E_a \quad (2.15)$$

onde n_1 é o índice de refração do GaAs, r_{41} é o coeficiente eletro - óptico linear e E_a é o campo elétrico aplicado. Os sinais positivo e negativo correspondem à luz propagando - se nas direções $[-110]$ e $[110]$, respectivamente. Neste trabalho consideramos que a luz propaga - se na direção $[-110]$, pois neste caso há uma alteração positiva do índice de refração.

Berseth [24] relatou resultados experimentais para o coeficiente eletro - óptico linear do GaAs. O valor de 1.54×10^{-12} m/V para r_{41} foi medido em $1.32 \mu\text{m}$. Este valor é utilizado neste trabalho para $1.3 \mu\text{m}$.

II.4.1.B - Efeito Eletro - Óptico Quadrático:

A absorção óptica aumenta abaixo do limiar fundamental de absorção, quando um campo elétrico é aplicado. O limiar da absorção desloca-se para energias mais baixas, deslocamento para o vermelho, e este efeito é conhecido como eletro - absorção ou efeito Franz - Keldysh. Este também é acompanhado por outro efeito, a eletro - refração, denominada efeito Kerr. Como absorção e índice de refração são relacionados pela relação de Kramers - Kronig, este efeito conduz a um aumento do índice de refração para energias abaixo da energia da banda proibida. A alteração do índice de refração devido ao efeito Franz - Keldysh tem uma dependência quadrática com o campo elétrico

aplicado, sendo denominado efeito eletro - óptico quadrático. A dependência entre a variação do índice de refração e o campo elétrico é escrita como:

$$\Delta n (\text{EOQ}) = \frac{n_1^3}{2} R_{12} E_a^2 \quad (2.16)$$

onde R_{12} é o coeficiente eletro - óptico quadrático. O coeficiente EOQ do GaAs também foi publicado em [24]. Em $1.32 \mu\text{m}$ o valor experimental de R_{12} é $5.1 \times 10^{-21} \text{ m}^2/\text{V}^2$.

II.4.2 - Efeitos de Dopagem:

A alteração do índice de refração devida à dopagem está associada com dois tipos de fenômenos de absorção. O primeiro é a alteração da absorção devido aos portadores livres na banda de condução ou valência, o qual conduz ao efeito de plasma. O segundo é a variação do limiar fundamental de absorção, o qual leva aos efeitos de preenchimento de banda e encolhimento da banda proibida. Estas variações na absorção estão relacionadas à alteração do índice de refração através da relação de dispersão de Kramers - Kronig. Faist [25] relatou expressões analíticas para os efeitos de dopagem em GaAs, as quais são utilizadas neste trabalho.

II.4.2.A - Efeito de Plasma:

O efeito de plasma é devido à absorção por portadores livres na banda de condução e/ou valência. A absorção de um fóton por um portador livre na banda, implica na transição deste para estados de mais alta energia dentro da mesma banda. A absorção por portadores livres contribui para o espectro de absorção também para energias abaixo da energia da banda proibida, a qual induz uma correspondente alteração no índice de refração dada por:

$$\Delta n(\text{PL}) = - 6.8943 \times 10^{-22} \left(\frac{n N_d}{m^* \epsilon E^2} \right) \quad (2.17)$$

onde n é o índice de refração do material, N_d é a concentração de portadores em cm^{-3} , m^* é a massa efetiva do elétron, ϵ é a constante dielétrica do material e E a energia do fóton em eV.

Para GaAs tipo - n e no comprimento de onda de $1.3 \mu\text{m}$ a equação (2.17) reduz-se a:

$$\Delta n(\text{PL}) = - 2.9845 \times 10^{-21} N_d \quad (2.18)$$

onde $n = 3.45$, $m^* = 0.067$, $\epsilon = 13.18$ e $E = 0.95 \text{ eV}$ foram utilizados.

II.4.2.B - Efeito de Preenchimento de Banda:

Para energias ligeiramente acima da energia da banda proibida, um decréscimo na absorção é observado para diversos semicondutores dopados. Este fenômeno, denominado efeito Burstein - Moss, foi explicado em termos do preenchimento de banda. Para semicondutores tipo - n, a densidade de estados na banda de condução é suficientemente baixa permitindo que um número relativamente pequeno de elétrons possa preencher a banda em uma apreciável profundidade. Com os estados de energia mais baixa na banda de condução preenchidos, elétrons da banda de valência requerem energias maiores que aquela da banda proibida nominal para serem excitados para a banda de condução. Este efeito é ilustrado na Figura 2.4.

Nesta figura, E_{FV} e E_{FC} são os quasi - níveis de Fermi dependentes da concentração da banda de valência e condução, E_{ap} e E_{bp} e E_{a1} e E_{b1} são as energias inicial e final das transições envolvendo lacunas pesadas e leves, denotadas por (1) e (2), respectivamente.

A consequência do efeito de preenchimento de banda é a diminuição da absorção para energias acima do banda proibida, isto é um deslocamento para o azul ocorre no limiar da absorção. Este efeito resulta em uma contribuição negativa, da mesma forma que o efeito de plasma, para a alteração do índice de refração, a qual é expressa por:

$$\Delta n(BF) = - 4.16 \times 10^{-21} \left[\frac{N_d}{E_g(E_g^2 - E^2)} \right] \quad (2.19)$$

Figura 2.4. Estrutura das bandas de energia e efeito de preenchimento de banda em GaAs tipo - n.

onde E_g é a energia da banda proibida, 1.424 eV para o GaAs, e E é a energia do fóton.

Para GaAs tipo - n em 1.3 μm , a equação (2.19) resulta em:

$$\Delta n(\text{BF}) = - 2.5961 \times 10^{-21} N_d \quad (2.20)$$

II.4.2.C - Efeito do Encolhimento da Banda Proibida:

Em semicondutores tipo - n os elétrons ocupam os estados no fundo da banda de condução. Se a concentração destes elétrons é grande, um gás de partículas que interage entre si é formado. Dentro deste gás, os elétrons repelem-se através de interações coulombianas e aqueles com mesmo spin evitam-se por razões estatísticas. O resultado é o "screening" dos elétrons e um decréscimo de suas energias, o qual diminui a energia da banda de condução ocasionando então um encolhimento da banda proibida. Este efeito, por sua vez, acarreta um aumento na absorção para energias acima da banda proibida, deslocamento para o vermelho do limiar da absorção. Este efeito resulta em uma contribuição positiva para a alteração do índice de refração, a qual é escrita como:

$$\Delta n(\text{BS}) = 8.9 \times 10^{-22} \left[\frac{N_d}{(E_g^2 - E^2)} \right] \quad (2.21)$$

Para GaAs tipo - n em 1.3 μm a equação acima reduz-se a:

$$\Delta n(\text{BS}) = 7.9092 \times 10^{-22} N_d \quad (2.22)$$

A alteração do índice de refração do GaAs tipo - n em 1.3 μm devido aos efeitos de dopagem em função da concentração de portadores é mostrada na Figura 2.5. Pode ser verificado nesta figura que a variação do índice de refração aumenta com o aumento da concentração de portadores. Além disso, pode ser notado que o efeito que fornece a maior contribuição para a variação do índice de refração é o efeito de plasma.

O índice de refração do GaAs em função da concentração de portadores levando em consideração as equações acima, é dado pela expressão:

$$n_1 = n_0 + \Delta n \quad (2.23)$$

onde n_0 é o índice de refração do GaAs intrínseco, 3.45, e Δn é a alteração do índice de refração devida aos efeitos de dopagem, a qual é dada por:

$$\Delta n = \Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS}) \quad (2.24)$$

Figura 2.5. Alteração do índice de refração do GaAs devido aos efeitos de dopagem em função da concentração de portadores .

O índice de refração do GaAs em função das concentrações de portadores utilizadas neste trabalho, foi calculado com as equações acima e são sumarizados na Tabela II.2.

TABELA II.2 - Índices de refração do GaAs em função da concentração de portadores calculados em 1.3 μm .

CONCENTRAÇÃO DE PORTADORES (CM^{-3})	ÍNDICE DE REFRAÇÃO
2.0×10^{17}	3.4490
3.0×10^{17}	3.4486
4.0×10^{17}	3.4481
5.0×10^{17}	3.4476
7.0×10^{17}	3.4466
8.0×10^{17}	3.4462
9.0×10^{17}	3.4457
1.0×10^{18}	3.4452

Estes resultados concordam com aqueles resultantes da equações dadas em [10] e também estão relativamente de acordo com dados relatados por Bennett [26], mas são, aproximadamente, o dobro dos resultados publicados por Huang [27].

Quando o campo elétrico é aplicado ao GaAs, os portadores são removidos e conseqüentemente os sinais nas equações acima são opostos e o índice de refração do material depletado é o mesmo daquele do material intrínseco.

Os resultados relativos à alteração do índice de refração devido aos efeitos eletro - ópticos, não são por ora apresentados, pois dependem do campo elétrico e, conseqüentemente, da largura da região de depleção. Estes resultados são mostrados no Capítulo V.

CAPÍTULO III - PROPRIEDADES ELETRÔNICAS DE CONTATOS SCHOTTKY

O objetivo deste capítulo é apresentar as propriedades eletrônicas de contatos Schottky. Expressões relacionadas à voltagem, campo elétrico e largura da região de depleção são obtidas através da solução da equação de Poisson. Equações para a corrente, termoiônica e de tunelamento, drenada por estes contatos são também apresentadas.

III.1 - Voltagem, Campo Elétrico e Largura da Região de Depleção:

Como foi visto no capítulo anterior, efeitos relacionados ao campo elétrico e à dopagem do material ocorrem na região de depleção de um contato Schottky ou junção p - n. A largura da região de depleção depende do nível de dopagem e da voltagem reversa aplicada. Para calcular os diversos parâmetros do dispositivo, é necessário conhecer a largura da região de depleção e a variação do campo elétrico dentro desta região.

O diagrama de bandas de energia do contato metal - semiconductor tipo - n na condição de equilíbrio térmico é mostrado na Figura 3.1. A função trabalho é a diferença entre o nível de Fermi e o nível do vácuo, isto é $q\phi_m$ para o metal e $q\phi_s$ para o semiconductor. Nesta figura, $q\chi$ é a afinidade eletrônica, a qual é a diferença entre a banda de condução do semiconductor e o nível do vácuo. A altura da

barreira, $q\phi_{Bn}$ é a diferença entre a função trabalho do metal e a afinidade eletrônica do semiconductor, isto é:

Figura 3.1. Diagrama de bandas de energia do contato metal - semiconductor tipo - n.

$$q\phi_{Bn} = q(\phi_m - \chi) \quad (3.1)$$

O potencial "built-in" V_{bi} para semicondutores tipo - n é dado por:

$$V_{bi} = \phi_{Bn} - V_n \quad (3.2)$$

onde V_n é escrito como:

$$V_n = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{N_c}{N_d} \right) \quad (3.3)$$

onde k é constante de Boltzmann, T é a temperatura absoluta, N_c a densidade efetiva de estados da banda de condução, $4.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ para GaAs, e N_d a concentração de portadores.

O contato Schottky, bem como o sistema de coordenadas utilizado na solução da equação de Poisson, é apresentado na Figura 3.1. O semiconductor considerado é GaAs tipo -n dopado com N_d doadores e o metal utilizado neste trabalho é o ouro.

Figura 3.2. Contato Schottky e sistema de coordenadas.

Para calcular os parâmetros relacionados ao contato Schottky, a equação de Poisson é resolvida utilizando-se a aproximação da depleção. Nesta aproximação, o potencial e o campo elétrico são contínuos nas interfaces e, a partir da borda da região de depleção, o campo elétrico é uniforme.

A equação de Poisson é escrita como:

$$\nabla^2 V = - \frac{\rho}{\epsilon_s} \quad (3.4)$$

onde V é a voltagem, ρ é a densidade volumétrica de carga e ϵ_s a permissividade do material.

A densidade de carga é dada por:

$$\rho = q N_d \quad (3.5)$$

onde q é a carga eletrônica.

A equação (3.4) pode ser escrita como:

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = - \frac{q N_d}{\epsilon_s} \quad (3.6)$$

As condições de contorno de acordo com a aproximação de depleção são dadas por:

$$\frac{dV}{dx} = 0 \quad , \text{em } x = 0 \quad (3.7)$$

e

$$V = V_a \quad , \text{em } x = a \quad (3.8)$$

onde V_a é voltagem aplicada.

A solução da equação (3.6) com as condições (3.7) e (3.8), resulta na seguinte equação para a largura da região de depleção:

$$a = \left[\frac{2 \epsilon_s (V_{bi} - V_a)}{q N_d} \right]^{1/2} \quad (3.9)$$

Deve ser notado que a voltagem aplicada é negativa para voltagem reversa.

A voltagem necessária para depletar os portadores na região de depleção é escrita como:

$$V_a = V_{bi} - \left(\frac{q N_d a^2}{2 \epsilon_s} \right) \quad (3.10)$$

A variação do campo elétrico aplicado na região de depleção é dada por:

$$E_a = \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right) x \quad (3.11)$$

Pode ser verificado na equação acima que o campo elétrico aplicado máximo, $E_{a\max}$, ocorre na interface metal - semiconductor.

A distribuição do potencial dentro da região de depleção é escrito como:

$$V = \left[\left(\frac{q N_d}{2 \epsilon_s} \right) (a^2 - x^2) \right] + (V_a - \phi_{Bn}) \quad (3.12)$$

onde ϕ_{Bn} é o potencial da barreira metal/semiconductor em volts.

A equação (3.11) é utilizada para calcular o campo elétrico máximo para cada particular dopagem e largura da região de depleção, e, comparando-se cada valor com o campo elétrico de ruptura relatado por Sze [28], obtém-se a largura da região de depleção adequada para cada dopagem de interesse. Esta equação será utilizada no Capítulo V para calcular a influência dos efeitos EOL e EOQ na variação do

índice de refração. A espessura da casca ativa e largura da região de depleção significam neste trabalho o mesmo parâmetro e a equação (3.9) é utilizada na obtenção de seu valor para uma dada voltagem aplicada V_a .

Outro parâmetro importante do contato Schottky é sua capacitância, a qual está diretamente relacionada com a largura de banda do dispositivo. A capacitância da região de depleção é definida como:

$$C = \frac{dQ}{dV_a} \quad (3.13)$$

onde dQ é a variação incremental da carga na região de depleção para uma variação incremental na voltagem aplicada dV_a .

A carga na região de depleção é escrita como:

$$Q = [2 q \epsilon_s N_d (V_{bi} - V_a)]^{1/2} \quad (3.14)$$

Diferenciando a equação (3.14) em relação à voltagem aplicada, a capacitância é, então, dada por:

$$C = \frac{\epsilon_s}{a} S \quad (3.15)$$

onde S é a área do contato Schottky.

III.2. Correntes Termoiônica e de Tunelamento:

Quando uma suficiente voltagem reversa é aplicada ao contato Schottky ou junção p-n, a junção se rompe e conduz uma corrente muito alta. As correntes, termoiônica e de tunelamento, estão relacionada aos mecanismos de ruptura do semicondutor, isto é, ao processo de ruptura por multiplicação por avalanche e ao processo de tunelamento, Efeito Zener, respectivamente.

No processo por avalanche, um elétron termicamente gerado ganha energia do campo elétrico e, se este é alto, o elétron adquire energia cinética suficiente para, ao colidir com um átomo, quebrar as ligações da rede e criar um par elétron - lacuna, processo este denominado ionização por impacto. Estes pares, por sua vez, também adquirem energia suficiente para criar novos pares elétron - lacuna e continuam o processo, o qual é denominado multiplicação por avalanche. Este é o processo dominante para dopagens menores que $4.7 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Em contatos metal - semicondutor o transporte de corrente é devido principalmente aos portadores majoritários, isto é, aos elétrons. Em contatos Schottky com semicondutores dopados moderadamente e operando em temperaturas moderadas, o mecanismo de transporte dominante é a emissão termoiônica de elétrons do metal para o semicondutor, no caso em que uma voltagem reversa é aplicada. A densidade de corrente devida ao processo termoiônico é dada por:

$$J = J_s (e^{qV_a/kT} - 1) \quad (3.16)$$

onde J_s é a densidade de corrente de saturação.

A densidade de corrente de saturação é escrita como:

$$J_s = A^* T^2 e^{-q\phi_{Bn}/kT} \quad (3.17)$$

onde A^* é a constante efetiva de Richardson, a qual é dada por:

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k^2}{h^3} \quad (3.18)$$

onde h é a constante de Planck. O valor da constante de Richardson para o GaAs é $8.0514 \times 10^4 \text{ A/K}^2 \text{ m}^2$.

A corrente de saturação é, então, escrita como:

$$J_s = 8.0514 \times 10^4 T^2 e^{-q\phi_{Bn}/kT} \quad (3.19)$$

Em temperatura ambiente, $T = 300\text{ K}$, e $\phi_{Bn} = 0.93\text{ V}$, a altura da barreira para o contato ouro/GaAs, o valor da corrente de saturação é $J_s = 1.7343 \times 10^{-6}\text{ A/m}^2$.

Quando uma tensão reversa é aplicada em um contato Schottky e causa um alto campo elétrico neste, um elétron no metal pode tunelar a barreira de potencial do contato como ilustrado na Figura 3.3. Este processo, no qual o elétron do metal penetra no semiconductor através da barreira de potencial é denominado tunelamento.

O processo de tunelamento ocorre somente se o campo elétrico é muito alto, tipicamente 10^8 V/m para GaAs. Para se obter tal campo, a dopagem do semiconductor deve ser muito alta maior que $4.7 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$. Esta dopagem torna o GaAs um semiconductor degenerado.

Figura 3.3. Processo de tunelamento em um contato Schottky.

Nestas condições, o processo de transporte de corrente é dominado pelo processo de tunelamento. A densidade de corrente devido a este processo é dada, Wang [29], por:

$$J_t = \frac{\pi q m^*}{h^3} q V_a E_g \left(\frac{E_{aMAX}}{2} \right) \exp\left(-\frac{E_0}{\frac{E_{aMAX}}{2}}\right) \quad (3.20)$$

onde E_0 é uma constante dada por:

$$E_0 = \frac{\pi^2 (2 m^*)^{1/2} E_g^{3/2}}{2 q h} \quad (3.21)$$

Para o GaAs esta constante vale, $E_0 = 1.7698 \times 10^9$ V/m. A equação (3.20) então é reescrita como:

$$J_t = 3.8597 \times 10^{12} V_a \left(\frac{E_{aMAX}}{2} \right) \exp\left(-\frac{1.7698 \times 10^9}{\frac{E_{aMAX}}{2}}\right) \quad (3.22)$$

Para o dispositivo investigado, a corrente devida a ambos processos é muito baixa, em virtude de sua pequena área e baixas voltagens aplicadas. Consequentemente, a potência requerida na alimentação do modulador também é muito baixa.

CAPÍTULO IV - PROPOSIÇÃO DO DISPOSITIVO

A meta deste capítulo é rever a tecnologia utilizada na fabricação de circuitos monolíticos de microondas e apresentar o dispositivo proposto.

IV.1 - Tecnologia de CIMM:

Os circuitos integrados monolíticos de microondas (CIMM) sofreram uma rápida expansão nos últimos anos, principalmente devido às novas tecnologias de processamento de semicondutores. O termo monolítico, significa que todos os dispositivos, ativos e passivos, componentes e interconexões são fabricados sobre a superfície de um único substrato de semicondutor semi - isolante através da combinação de várias técnicas, tais como: epitaxia, implantação iônica, evaporação, etc. Estes circuitos possuem os seguintes atributos:

1. baixo custo,
2. alta confiabilidade e reproducibilidade,
3. pequenos tamanho e peso,
4. ampla largura de banda,
5. flexibilidade no projeto de circuitos e desempenho de múltiplas funções em um mesmo "chip".

Baixo custo e alta confiabilidade são, principalmente devido à produção em massa e eliminação da fiação, a qual é localizada apenas na periferia do circuito. Pequenos tamanho e peso são propriedades intrínsecas do processo monolítico. A eliminação da fiação e a

fabricação conjunta dos dispositivos ativos e passivos eliminam muitos elementos parasitas, que limitam a largura de banda dos circuitos convencionais. A possível integração de circuitos em um mesmo "chip", desde aqueles de baixa complexidade como osciladores, misturadores, etc, até outros mais complexos, como módulos transmissor/receptor, proporcionam uma maior flexibilidade nos projetos e o consequente desempenho multifuncional.

Em consequência do vertiginoso avanço das telecomunicações, frequências cada vez mais altas são requeridas pelos sistemas e os dispositivos ativos utilizados tem sido os MESFETs (MEtal Semiconductor Field Effect Transistor) e mais recentemente os HEMTs (High Electron Mobility Transistor), os quais proporcionam alto ganho com baixo ruído e frequência de corte elevada > 100 GHz. A estrutura destes dispositivos, integrados monoliticamente ou fabricados para uso em circuitos híbridos, é ilustrada na Figura 4.1.

Figura 4.1. Estrutura de MESFETs e HEMTs.

Os materiais utilizados na confecção das diversas camadas destes dispositivos são mostrados na Tabela IV.1. Pode ser observado nesta tabela que MESFETs empregam apenas GaAs, enquanto HEMTs utilizam basicamente GaAs e GaAlAs. O HEMT tipo pseudomórfico, além destes materiais, usam também InGaAs. Embora os materiais das camadas destes dispositivos sejam diferentes, os mesmos tem em comum o substrato semi - isolante de GaAs e a camada "buffer", também de GaAs.

Tabela IV.1. Tipos de dispositivos e materiais utilizados.

CAMADA	TIPO DE DISPOSITIVO		
	GaAs MESFET	GaAlAs HEMT	GaAlAs-InGaAs HEMT PSEUDOMORFICO
CAP	n ⁺ GaAs	n ⁺ GaAs	n ⁺ GaAs
SCHOTTKY	n GaAs	n GaAlAs	n GaAlAs
DOADORES		n ⁺ GaAlAs	n ⁺ GaAlAs
CANAL	n ⁺ GaAs	p ⁻ GaAs	p ⁻ In _{0.15} Ga _{0.85} As
BUFFER	p ⁻ GaAs	p ⁻ GaAs	p ⁻ GaAs
SUBSTRATO SEMI-ISOL.	GaAs	GaAs	GaAs

Pode ser concluído desta tabela e das propriedades ópticas do GaAs e GaAlAs, apresentadas no Capítulo I, que a integração de dispositivos ópticos com CIMM pode ser realizada.

IV.2 - Guia de Onda Óptico e Integração com CIMM:

Guias de onda ópticos mono - modo, são utilizados para transportar os sinais luminosos em um "chip" e também providenciam uma base para diversos dispositivos de óptica integrada e optoeletrônica, os quais desempenham uma variedade de funções. Em nível de dispositivo, a principal característica dos guias de onda é confinar a energia óptica, a qual é acoplada entre as portas de entrada e saída, e permitir que ocorra a interação entre a luz e o efeito físico utilizado ocorra. Em geral, o guia de onda deve apresentar baixa atenuação para alta transmissão da potencia óptica e, também, permitir fácil acoplamento com uma fibra ou conexão com outro guia de onda.

Para haver guiamento da luz é necessário confiná-la verticalmente, isto é, a maioria da potência luminosa deve estar confinada no núcleo do guia e apenas uma pequena porção da mesma na casca do guia de onda. Em semicondutores, diversos parâmetros físicos, diferença da concentração de portadores, crescimento epitaxial de materiais, efeito eletro - óptico, etc, têm sido utilizados para o confinamento da luz.

Para compatibilidade com a tecnologia de circuitos integrados monolíticos de microondas, o guia de onda óptico pode ser fabricado com GaAs ou GaAs/GaAlAs. No primeiro caso, uso do GaAs, que é compatível com MESFETs, vide Tabela IV.1, é necessário dopar altamente o material para se obter uma conveniente diferença de índice

de refração entre o núcleo e a casca, para que haja o guiamento da luz. Em consequência da dopagem ser alta e da pequena diferença entre índices de refração, o guia de onda apresenta grande atenuação e o núcleo é muito espesso. Desta maneira, a integração de dispositivos ópticos e CIMM utilizando a tecnologia de fabricação de MESFETs não é conveniente de ser empregada. No segundo caso, uso de GaAs e $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, compatível com HEMTs (vide Tabela IV.1) faz com que o projeto do guia de onda seja muito cômodo, pois o índice de refração do $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ diminui com o aumento da fração molar de Al neste composto, como mostrado no Capítulo II. Deste modo, variando-se a fração molar de alumínio os parâmetros do guia de onda podem ser ajustados. Neste caso, os materiais são praticamente intrínsecos e consequentemente a atenuação óptica é muito baixa.

IV.3 - Estrutura do Modulador:

A estrutura do modulador óptico de intensidade concebido neste trabalho é mostrado na Figura 4.2. Além das camadas intrínsecas, este contém uma camada altamente dopada onde uma rede de difração é gerada eletronicamente através da depleção de portadores. Como mostrado no capítulo II, o índice de refração desta camada dopada é alterado devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem. Os contatos Schottky e ôhmico, as portas elétricas do dispositivo, são também partes da estrutura.

O dispositivo consiste de seis camadas: o substrato semi - isolante de GaAs, a camada buffer, também de GaAs, cuja função é evitar a propagação de defeitos provenientes do substrato por toda a estrutura,

Figura 4.2. Modulador óptico de intensidade baseado na tecnologia de CIMM.

uma camada de $Ga_{1-x}Al_xAs$ com índice de refração n_3 servindo como casca passiva, outra camada de GaAs tendo índice de refração n_1 , o núcleo do guia de onda, e terminado por uma camada altamente dopada de GaAs com índice de refração n_2 , a qual é denominada casca ativa. O ar com índice de refração n_4 também é uma casca passiva. A metalização com padrão periódico no topo da estrutura, proporciona o

contato Schottky. Para diminuir a razão de aspecto, isto é razão entre altura do dispositivo e a largura do padrão periódico, o substrato é corroído, "via hole". O contato ôhmico é, então, fabricado no fundo da camada buffer. Com exceção da casca ativa todas as camadas são intrínsecas.

Inicialmente, na ausência de um campo elétrico aplicado, a luz acoplada no núcleo de GaAs é guiada através do dispositivo, como ilustrado na Figura 4.2.(a) Quando um campo elétrico é aplicado entre os eletrodos, os portadores sob os contatos Schottky são depletados, induzindo uma variação periódica do índice de refração, gerando uma rede de difração na casca ativa, via efeitos eletro - óptico e dopagem. A rede de difração modulada eletronicamente espalha a luz para fora do guia de onda, como ilustrado na Figura 4.2.(b), ocasionando uma modulação da intensidade da luz.

O dispositivo real também deverá ser capaz de confinar a luz horizontalmente. Para este propósito, parte das camadas da casca ativa e núcleo são corroídos, transformando assim a estrutura planar em uma estrutura tridimensional denominada guia de onda óptico tipo "rib". A vista tridimensional do dispositivo é mostrada na Figura 4.3. A propagação da luz através do dispositivo quando não há voltagem aplicada é vista na Figura 4.4, enquanto que sob modulação é mostrada na Figura 4.5.

Figura 4.3. Vista tridimensional do modulador óptico baseado na tecnologia CDM.

Figure 4.4. Vista tridimensional do dispositivo quando não há voltagem aplicada. A luz se propaga através do dispositivo como em um guia de onda convencional.

Figura 4.5. Vista tridimensional do modulador quando a voltagem é aplicada. A luz é espalhada para fora do dispositivo, ocasionando sua modulação em intensidade.

CAPÍTULO V - PROJETO DA ESTRUTURA

Neste capítulo os parâmetros relativos à estrutura do modulador são apresentados. O diagrama de dispersão, potência e atenuação óptica, fator de confinamento e alteração efetiva do índice de refração são discutidos.

V.1 - Introdução:

Para projetar a estrutura óptica planar proposta, Camargo Silva [30], é necessário resolver a equação de onda e, pela aplicação das condições de contorno, obter a relação de dispersão, isto é, a expressão que relaciona os parâmetros ópticos e geométricos da estrutura. A solução da relação de dispersão é o diagrama de dispersão, do qual os mais adequados parâmetros geométricos são selecionados. Outro parâmetro de interesse é a potência óptica em cada camada, pois a mesma está relacionada à atenuação óptica do dispositivo. O fator de confinamento relaciona a intensidade óptica total com aquela em cada camada e, da variação deste parâmetro com a geometria da estrutura, é possível obter a espessura mais adequada do núcleo do guia de onda que proporciona o máximo confinamento do campo óptico. Um outro parâmetro de interesse é a alteração efetiva do índice de refração que relaciona a variação do índice de refração com o fator de confinamento.

Na estrutura proposta, a casca passiva pode ser feita espessa o bastante, de modo que a luz não propaga na camada buffer e no

substrato. Desta maneira a estrutura de seis camadas pode ser tratada como um guia de onda de quatro camadas. Esta nova estrutura óptica, ilustrada na Figura 5.1, é composta da casca passiva ($\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$) com índice de refração n_3 , considerado como substrato, o núcleo (GaAs) com espessura t e índice de refração n_1 , a casca ativa ($\text{N}_d^+ \text{GaAs}$) com espessura a e índice de refração n_2 , e o ar com índice de refração n_4 . O substrato e ar são assumidos ter extensão semi - infinita.

Figura 5.1. Estrutura óptica e seu sistema de coordenadas.

Com base nesta nova estrutura todos os parâmetros necessários ao projeto da estrutura óptica do modulador são calculados.

V.2 - Diagrama de Dispersão:

A equação de onda para modos TE derivada das equações de Maxwell é escrita como:

$$\nabla^2 \vec{E} + (k_0 n_j)^2 \vec{E} = 0 \quad (5.1)$$

onde $k_0 = 2\pi/\lambda_0$, n_j é o índice de refração da camada j e λ_0 é o comprimento de onda da luz no espaço livre.

Uma equação para modos TM pode também ser derivada similarmente. Em relação ao sistema de coordenadas mostrado na Figura 5.1, as componentes de campo do modo TE são: E_y , H_x e H_z , deste modo a equação de onda para cada camada é escrita como:

$$\frac{d^2 E_{y1}}{dx^2} + (k_0^2 n_1^2 - \beta^2) E_{y1} = 0, \quad \text{para } 0 \geq x \geq -t \quad (5.2)$$

$$\frac{d^2 E_{y2}}{dx^2} + (k_0^2 n_2^2 - \beta^2) E_{y2} = 0, \quad \text{para } a \geq x \geq 0 \quad (5.3)$$

$$\frac{d^2 E_{y3}}{dx^2} + (k_0^2 n_3^2 - \beta^2) E_{y3} = 0, \quad \text{para } x \leq -t \quad (5.4)$$

$$\frac{d^2 E_{y4}}{dx^2} + (k_0^2 n_4^2 - \beta^2) E_{y4} = 0, \quad \text{para } x \geq a \quad (5.5)$$

Para modos guiados no guia de onda de quatro camadas, dois casos devem ser considerados:

1. $n_1 \geq N \geq n_2$
2. $n_1 > n_2 \geq N \geq n_3$

onde N é o índice de refração efetivo ou modal, isto é, o índice de refração visto pelo modo. N é relacionado à constante de propagação longitudinal β através da equação:

$$N = \frac{\beta}{k_0} \quad (5.6)$$

No primeiro caso, a onda é totalmente refletida nas interfaces $x = 0$ e $x = -t$ e a energia luminosa é concentrada somente dentro do núcleo do guia. O campo é senoidal no núcleo e exponencial nos outros meios. Isto resulta em uma estrutura não conveniente para o dispositivo em questão, pois o campo é muito fraco na casca ativa. Este caso embora estudado não é aqui apresentado.

No segundo caso, a onda é totalmente refletida nas interfaces $x = a$ e $x = -t$ e a energia preenche o núcleo e a casca ativa. O campo é senoidal nestas camadas e exponencial na casca passiva e no ar. Este caso, por permitir alto fator de confinamento na casca ativa, é tratado neste trabalho.

Definimos a constante de propagação transversal de cada camada através de:

$$h_1 = k_0 (n_1^2 - N^2)^{1/2} \quad (5.7)$$

$$h_2 = k_0 (n_2^2 - N^2)^{1/2} \quad (5.8)$$

$$h_3 = k_0 (N^2 - n_3^2)^{1/2} \quad (5.9)$$

$$h_4 = k_0 (N^2 - n_4^2)^{1/2} \quad (5.10)$$

Substituindo as equações (5.7) a (5.10) nas equações (5.2) a (5.5), obtemos as novas equações de onda, as quais são:

$$\frac{d^2 E_{y1}}{dx^2} + h_1^2 E_{y1} = 0 \quad (5.11)$$

$$\frac{d^2 E_{y2}}{dx^2} + h_2^2 E_{y2} = 0 \quad (5.12)$$

$$\frac{d^2 E_{y3}}{dx^2} - h_3^2 E_{y3} = 0 \quad (5.13)$$

$$\frac{d^2 E_{y4}}{dx^2} - h_4^2 E_{y4} = 0 \quad (5.14)$$

As condições de contorno que devem ser satisfeitas pela solução matemática das equações de onda, são aquelas em que os campos tangenciais E_y e H_z sejam contínuos nas interfaces, $x = -t$, $x = 0$ e $x = a$, isto é:

$$E_{y1} = E_{y2}, \quad \text{em } x = 0 \quad (5.15)$$

$$E_{y2} = E_{y4}, \quad \text{em } x = a \quad (5.16)$$

$$E_{y1} = E_{y3}, \quad \text{em } x = -t \quad (5.17)$$

$$H_{z1} = H_{z2}, \quad \text{em } x = 0 \quad (5.18)$$

$$H_{z2} = H_{z4}, \quad \text{em } x = a \quad (5.19)$$

$$H_{z1} = H_{z3}, \quad \text{em } x = -t \quad (5.20)$$

As expressões propostas como soluções das equações de onda são dadas por:

$$E_{y1} = A \sin(h_1 x) + B \cos(h_1 x) \quad (5.21)$$

$$E_{y2} = \frac{B \sin (h_2 x + \gamma)}{\sin \gamma} \quad (5.22)$$

$$E_{y3} = [-A \sin (h_1 t) + B \cos (h_1 t)] e^{h_3(x+t)} \quad (5.23)$$

$$E_{y4} = \left[\frac{B \sin (h_2 a + \gamma)}{\sin \gamma} \right] e^{h_4(a-x)} \quad (5.24)$$

Para aplicarmos as condições de contorno, os campos magnéticos em cada camada também devem ser calculados e são dados por:

$$H_x = \left(-\frac{\beta}{\mu_0 \omega} \right) E_y \quad (5.25)$$

e

$$H_z = \left(-\frac{j}{\mu_0 \omega} \right) \frac{dE_y}{dx} \quad (5.26)$$

onde ω e μ_0 são a frequência angular da luz e a permeabilidade do vácuo, respectivamente.

Substituindo as equações (5.21) a (5.24) nas equações (5.25) e (5.26), encontramos as seguintes expressões para os campos magnéticos:

$$H_{x1} = \left(-\frac{\beta}{\mu_0 \omega} \right) [A \sin (h_1 x) + B \cos (h_1 x)] \quad (5.27)$$

$$H_{z1} = \left(-\frac{j}{\mu_0 \omega} \right) \{ [A h_1 \cos(h_1 x)] - [B h_1 \sin(h_1 x)] \} \quad (5.28)$$

$$H_{x2} = \left(-\frac{\beta}{\mu_0 \omega} \right) \left[\frac{B \sin(h_2 x + \gamma)}{\sin \gamma} \right] \quad (5.29)$$

$$H_{z2} = \left(-\frac{j}{\mu_0 \omega} \right) \left[\frac{B h_2 \cos(h_2 x + \gamma)}{\sin \gamma} \right] \quad (5.30)$$

$$H_{x3} = \left(-\frac{\beta}{\mu_0 \omega} \right) [-A \sin(h_1 t) + B \cos(h_1 t)] e^{h_3(x+t)} \quad (5.31)$$

$$H_{z3} = \left(-\frac{j}{\mu_0 \omega} \right) \{ h_3 [-A \sin(h_1 t) + B \cos(h_1 t)] \} e^{h_3(x+t)} \quad (5.32)$$

$$H_{x4} = \left(-\frac{\beta}{\mu_0 \omega} \right) \left[\frac{B \sin(h_2 a + \gamma)}{\sin \gamma} \right] e^{h_4(a-x)} \quad (5.33)$$

$$H_{z4} = \left(-\frac{j}{\mu_0 \omega} \right) \left[\frac{-B h_4 \sin(h_2 a + \gamma)}{\sin \gamma} \right] e^{h_4(a-x)} \quad (5.34)$$

Aplicando a condição de contorno dada pela equação (5.18), encontramos a seguinte relação:

$$A = \left(\frac{h_2}{h_1 \tan \gamma} \right) B \quad (5.35)$$

A aplicação da condição de contorno, dada pela equação (5.19), fornece a seguinte expressão:

$$\gamma = - \left[\tan^{-1} \left(\frac{h_2}{h_4} \right) + (h_2 a) \right] \quad (5.36)$$

Pela aplicação da condição de contorno, dada pela equação (5.20), obtemos a relação:

$$\tan (h_1 t) = \frac{h_1 (h_2 + h_3 \tan \gamma)}{h_1^2 \tan \gamma - h_2 h_3} \quad (5.37)$$

para esta expressão a equação (5.36) é escrita como:

$$\gamma = \left[\tan^{-1} \left(\frac{h_2}{h_4} \right) + (h_2 a) \right] \quad (5.38)$$

A equação transcendental é obtida através da equação (5.37) e é expressa por:

$$t = \frac{1}{h_1} \left[\tan^{-1} \left(\frac{h_3}{h_1} \right) + \tan^{-1} \left(\frac{h_2}{h_1 \tan \gamma} \right) + n\pi \right] \quad (5.39)$$

onde n é o número do modo, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$

Na obtenção da equação (5.39) a seguinte relação foi utilizada:

$$\tan^{-1} \left(\frac{A + B}{1 - AB} \right) = [\tan^{-1}(A) + \tan^{-1}(B)] \quad (5.40)$$

A relação de dispersão para os modos TM é dada por:

$$t = \frac{1}{h_1} \left[\tan^{-1} \left[\left(\frac{n_1}{n_3} \right)^2 \left(\frac{h_3}{h_1} \right) \right] + \tan^{-1} \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \left(\frac{h_2}{h_1 \tan \gamma} \right) \right] + n\pi \right] \quad (5.41)$$

Para esta equação o parâmetro γ é expresso por:

$$\gamma = \left[\tan^{-1} \left[\left(\frac{n_4}{n_2} \right)^2 \left(\frac{h_2}{h_4} \right) \right] + (h_2 a) \right] \quad (5.42)$$

A relação entre as constantes A e B dos campos elétrico e magnético, é dada por:

$$A = \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \left(\frac{h_2}{h_1 \tan \gamma} \right) \right] B \quad (5.43)$$

A relação de dispersão, equação (5.39), foi resolvida numericamente e para isto um programa foi escrito. A solução desta equação, a qual relaciona a espessura do núcleo da estrutura (t) e o índice de refração efetivo (N), é o diagrama de dispersão, o qual é dado em forma gráfica. Este gráfico é fornecido para cada modo de interesse.

V.3. Potência Óptica:

A potência óptica é vinculada ao vetor de Poynting, o qual por sua vez é relacionado aos campos elétrico e magnético. A potência óptica é definida como:

$$P = \int_{-\infty}^{\infty} S_z dx \quad (5.44)$$

onde S_z é a componente z do vetor de Poynting. Esta equação pode ser escrita como:

$$P = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} E_y H_x^* dx \quad (5.45)$$

onde E_y é a componente y do campo elétrico e H_x^* o complexo conjugado da componente x do campo magnético.

A potência em cada camada é expressa por:

$$P_1 = -\frac{1}{2} \int_{-t}^0 E_{y1} H_{x1}^* dx \quad (5.46)$$

$$P_2 = -\frac{1}{2} \int_0^a E_{y2} H_{x2}^* dx \quad (5.47)$$

$$P_3 = -\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{-t} E_{y3} H_{x3}^* dx \quad (5.48)$$

$$P_4 = -\frac{1}{2} \int_a^{\infty} E_{y4} H_{x4}^* dx \quad (5.49)$$

Utilizando as equações (5.21) e (5.24), a potência no núcleo da estrutura é dada pela expressão:

$$\begin{aligned}
P_1 = & \left(\frac{\beta}{2 \mu_0 \omega} \right) A^2 \left\{ \left\{ \frac{t}{2} - \left[\frac{\sin (2 h_1 t)}{4 h_1} \right] \right\} - \right. \\
& - \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right] \left[\frac{\sin^2 (h_1 t)}{h_1} \right] \right\} + \\
& \left. - \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right]^2 \left\{ \frac{t}{2} + \left[\frac{\sin 2(h_1 t)}{4 h_1} \right] \right\} \right\} \right\} \quad (5.50)
\end{aligned}$$

A potência na casca ativa, obtida através das equações (5.22) e (5.26), é dada por:

$$\begin{aligned}
P_2 = & \left(\frac{\beta}{2 \mu_0 \omega} \right) A^2 \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \right. \\
& \left. \left\{ \frac{a}{2} - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4 h_2} \right] + \frac{\sin (2 \gamma)}{4 h_2} \right\} \right\} \quad (5.51)
\end{aligned}$$

A expressão para a potência na casca passiva, obtida através das equações (5.23) e (5.28), é:

$$P_3 = \left(\frac{\beta}{2 \mu_0 \omega} \right) A^2 \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right] \cos (h_1 t) - \sin (h_1 t) \right\}^2 \left(\frac{1}{2 h_3} \right) \quad (5.52)$$

Utilizando as equações (5.24) e (5.33), a potência no ar é expressa por:

$$P_4 = \left(\frac{\beta}{2 \mu_0 \omega} \right) A^2 \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right] \sin (h_2 a + \gamma) \right\}^2 \left(\frac{1}{2 h_4} \right) \quad (5.53)$$

A potência óptica total é a soma das potências das camadas, dada por:

$$P_T = P_1 + P_2 + P_3 + P_4 \quad (5.54)$$

Somando-se as equações (5.50) a (5.53), a potência total é expressa por:

$$\begin{aligned} P_T = & \left(\frac{\beta}{2 \mu_0 \omega} \right) A^2 \left\{ \left[\left\{ \frac{t}{2} - \left[\frac{\sin (2 h_1 t)}{4 h_1} \right] \right\} - \right. \right. \\ & - \left. \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right] \left[\frac{\sin^2 (h_1 t)}{h_1} \right] \right\} + \right. \\ & \left. \left. - \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right]^2 \left\{ \frac{t}{2} + \left[\frac{\sin 2(h_1 t)}{4 h_1} \right] \right\} \right] \right\} + \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \left\{ \frac{a}{2} - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4 h_2} \right] + \frac{\sin (2 \gamma)}{4 h_2} \right\} \right\} + \\
& + \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right] \cos (h_1 t) - \sin (h_1 t) \right\}^2 \left(\frac{1}{2 h_3} \right) \Bigg\} + \\
& + \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right] \sin (h_2 a + \gamma) \right\}^2 \left(\frac{1}{2 h_4} \right) \Bigg\} \quad (5.55)
\end{aligned}$$

Considerando a potência total unitária a constante A^2 , a qual é uma constante de normalização é escrita como:

$$\begin{aligned}
A^2 = 1 & \Bigg/ \left(\frac{\beta}{2 \mu_0 \omega} \right) \left\{ \left[\left\{ \frac{t}{2} - \left[\frac{\sin (2 h_1 t)}{4 h_1} \right] \right\} - \right. \right. \\
& - \left. \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right] \left[\frac{\sin^2 (h_1 t)}{h_1} \right] \right\} + \\
& - \left. \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right]^2 \left\{ \frac{t}{2} + \left[\frac{\sin 2(h_1 t)}{4 h_1} \right] \right\} \right\} \Bigg] + \\
& + \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \left\{ \frac{a}{2} - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4 h_2} \right] + \frac{\sin (2 \gamma)}{4 h_2} \right\} \right\} + \\
& + \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right] \cos (h_1 t) - \sin (h_1 t) \right\}^2 \left(\frac{1}{2 h_3} \right) \Bigg\} + \\
& + \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right] \sin (h_2 a + \gamma) \right\}^2 \left(\frac{1}{2 h_4} \right) \Bigg\} \quad (5.56)
\end{aligned}$$

Os valores dos campos elétrico e magnético e das potências são obtidos através da substituição da equação (5.56) naquelas expressões.

V.4 - Atenuação Óptica:

A atenuação óptica da estrutura é uma relação entre a potência e o coeficiente de atenuação, apresentado no Capítulo II. Esta relação é expressa por:

$$\alpha = \frac{1}{P_T} [(P_1 \alpha_1) + (P_2 \alpha_2) + (P_3 \alpha_3) + (P_4 \alpha_4)] \quad (5.57)$$

onde α_1 , α_2 , α_3 e α_4 são os coeficientes de atenuação do núcleo, casca ativa, casca passiva e ar, respectivamente. O coeficiente de atenuação do ar foi assumido ser zero.

A atenuação óptica dada pela equação (5.57) foi também resolvida numericamente através de um programa. A solução desta equação é fornecida em forma gráfica. O diagrama é um gráfico da atenuação em função da espessura do núcleo.

V.5 - Fator de Confinamento:

A razão entre a intensidade óptica na camada e a intensidade total é definida como fator de confinamento e escrita como:

$$\Gamma_j = \frac{\int_{x_1}^{x_j} E_j^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_T^2 dx} \quad (5.58)$$

onde E_j^2 é a intensidade na camada j , E_T^2 é a intensidade total e Γ_j o fator de confinamento da camada j .

O fator de confinamento nas camadas do núcleo, casca ativa, casca passiva e ar são expressos por:

$$\Gamma_1 = \frac{\int_{-t}^0 E_{y1}^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_{yT}^2 dx} \quad (5.59)$$

$$\Gamma_2 = \frac{\int_0^a E_{y2}^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_{yT}^2 dx} \quad (5.60)$$

$$\Gamma_3 = \frac{\int_{-\infty}^{-t} E_{y_3}^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_{y_T}^2 dx} \quad (5.61)$$

$$\Gamma_4 = \frac{\int_a^{\infty} E_{y_4}^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_{y_T}^2 dx} \quad (5.62)$$

A intensidade na camada do núcleo é dada por:

$$E_{y_1}^2 = A^2 \left\{ \sin(h_1 x) + \left[\frac{h_1}{h_2} \right] \tan \gamma \right\} \cos(h_1 x) \quad (5.63)$$

$$\int_{-t}^0 E_{y_1}^2 dx = A^2 \left\{ \left[\frac{t}{2} - \frac{\sin 2(h_1 t)}{4h_1} \right] - \right.$$

$$\left. - \left[\left[\frac{h_1}{h_2} \right] \tan \gamma \right] \frac{\sin^2(h_1 t)}{h_1} \right\} +$$

$$+ \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right]^2 \left\{ \frac{t}{2} + \left[\frac{\sin 2(h_1 t)}{4 h_1} \right] \right\} \right\} \quad (5.64)$$

A intensidade na casca ativa é expressa por:

$$E_{y2}^2 = A^2 \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \sin^2(h_2 x + \gamma) \right\} \quad (5.65)$$

$$\int_0^a E_{y2}^2 dx = A^2 \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \left\{ \frac{a}{2} - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4 h_2} \right] + \left[\frac{\sin (2\gamma)}{4 h_2} \right] \right\} \right\} \quad (5.66)$$

A intensidade na casca passiva é dada por:

$$E_{y3}^2 = A^2 \left\{ \cos(h_1 t) \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right] - \sin(h_1 t) \right\}^2 e^{2h_3(x+t)} \quad (5.67)$$

$$\int_{-\infty}^{-t} E_{y3}^2 dx = \frac{A^2}{2h_3} \left\{ \cos(h_1 t) \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right] - \sin(h_1 t) \right\}^2 \quad (5.68)$$

A intensidade na camada de ar é expressa por:

$$E_{y4}^2 = A^2 \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right] \sin(h_2 a + \gamma) \right\}^2 e^{2h_4(a-x)} \quad (5.69)$$

$$\int_a^{\infty} E_{y4}^2 dx = \frac{A^2}{2h_4} \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right] \sin(h_2 a + \gamma) \right\}^2 \quad (5.70)$$

A intensidade total é a soma das intensidades das camadas e é escrita como:

$$\int_{-\infty}^{\infty} E_{yT}^2 dx = \int_{-t}^0 E_{y1}^2 dx + \int_0^a E_{y2}^2 dx + \int_{-\infty}^{-t} E_{y3}^2 dx + \int_a^{\infty} E_{y4}^2 dx \quad (5.71)$$

a qual resulta na expressão:

$$\begin{aligned}
\int_{-\infty}^{\infty} E_{yT}^2 dx = A^2 & \left[\left\{ \left[\frac{t}{2} - \frac{\sin 2(h_1 t)}{4h_1} \right] - \right. \right. \\
& - \left. \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right] \frac{\sin^2(h_1 t)}{h_1} \right\} + \\
& + \left. \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \tan \gamma \right]^2 \left\{ \frac{t}{2} + \left[\frac{\sin 2(h_1 t)}{4h_1} \right] \right\} \right\} \right\} + \\
& + \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \left\{ \frac{a}{2} - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4h_2} \right] + \left[\frac{\sin (2\gamma)}{4h_2} \right] \right\} \right\} + \\
& + \left\{ \frac{1}{2h_3} \left\{ \cos(h_1 t) \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right] - \sin(h_1 t) \right\}^2 \right\} + \\
& + \left. \left\{ \frac{1}{2h_4} \left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right] \sin(h_2 a + \gamma) \right\}^2 \right\} \right] \quad (5.72)
\end{aligned}$$

O fator de confinamento de cada camada é calculado fazendo-se as convenientes substituições nas equações (5.59) a (5.62). O fator de confinamento de cada camada foi numericamente resolvido por um

programa, o qual fornece um gráfico do fator de confinamento em função da espessura do núcleo da estrutura.

As equações (5.65, 67, 69 e 71) juntamente com a equação (5.56) foram utilizadas para a obtenção do perfil de intensidade modal para uma dada estrutura. Aquelas equações foram numericamente resolvidas por um programa que fornece um gráfico do perfil da intensidade óptica em função da espessura transversal da estrutura.

V.6. Alteração Efetiva do Índice de Refração:

O campo elétrico aplicado depleta os portadores sob os contatos Schottky e induz uma variação periódica no índice de refração na camada da casca ativa. As equações apresentadas no Capítulo II para a alteração do índice de refração na região de depleção devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem expressam o efeito total nesta região devido ao campo elétrico e à remoção ou presença de portadores. Entretanto, a luz que se propaga no dispositivo não apresenta uma intensidade uniforme na direção normal ao plano do dispositivo. A intensidade modal transversal é determinada pelos parâmetros da estrutura: fração molar de alumínio na casca passiva, espessura do núcleo e casca ativa.

A interação entre o perfil modal e a variação do índice de refração na casca ativa é considerada através da alteração efetiva do índice de refração, em termos de uma razão da variação do índice de refração da casca ativa e o perfil modal total. A alteração efetiva do índice de refração expressa a contribuição de cada um dos efeitos eletro - ópticos (EOL e EOQ) e dopagem (PL, BF e BS) na variação

total do índice de refração. Como a variação do índice de refração é periódica, a alteração efetiva do índice de refração é a diferença entre as variações nas regiões depletadas e não depletadas, e expressa por:

$$\Delta n_{\text{EFF}} = \frac{\int_0^a \Delta n(\text{EO}) E_{y2}^2 dx - \int_0^a \Delta n(\text{DOP}) E_{y2}^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} E_{yT}^2 dx} \quad (5.73)$$

onde $\Delta n(\text{EO})$ é a variação do índice de refração devido ao efeito eletro - óptico na região depletada, $\Delta n(\text{DOP})$ é a alteração do índice de refração causada pelos efeitos de dopagem na região não depletada e E_{y2}^2 and E_{yT}^2 são as intensidades na casca ativa e total, respectivamente.

A contribuição de cada um dos efeitos é dada por:

$$\Delta n (\text{EOL}) = \frac{n_1^3}{2} r_{41} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right) \int_0^a x E_{y2}^2 dx \quad (5.74)$$

$$\Delta n (\text{EOQ}) = \frac{n_1^3}{2} R_{12} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right)^2 \int_0^a x^2 E_{y2}^2 dx \quad (5.75)$$

$$\Delta n (\text{DOP}) = \Delta n_{\text{DOP}} \int_0^a E_{y2}^2 dx \quad (5.76)$$

$$\Delta n_{\text{DOP}} = \Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS}) \quad (5.77)$$

onde n_1 é o índice de refração do GaAs intrínseco.

A contribuição devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem é então escrita como:

$$\begin{aligned} \Delta n (\text{EO}) = & \frac{n_1^3}{2} \left\{ \left[r_{41} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right) \int_0^a x E_{y2}^2 dx \right] + \right. \\ & \left. + \left[R_{12} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right)^2 \int_0^a x^2 E_{y2}^2 dx \right] \right\} \end{aligned} \quad (5.78)$$

$$\Delta n (\text{DOP}) = [\Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS})] \int_0^a E_{y2}^2 dx \quad (5.79)$$

Realizando as convenientes substituições nas equações acima, as seguintes expressões são obtidas:

$$\begin{aligned}
\int_0^a \Delta n(\text{EO}) E_{y2}^2 dx &= \frac{n_1^3}{2} A^2 \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \\
&\left\{ \left[r_{41} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right) \int_0^a x \sin^2(h_2 x + \gamma) dx \right] + \right. \\
&\left. + \left[R_{12} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right)^2 \int_0^a x^2 \sin^2(h_2 x + \gamma) dx \right] \right\} \quad (5.80)
\end{aligned}$$

$$\Delta n(\text{DOP}) = [\Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS})] A^2$$

$$\left\{ \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \left[\int_0^a \sin^2(h_2 x + \gamma) dx \right] \right\} \quad (5.81)$$

Realizando as integrações e mantendo apenas os termos lineares nos coeficientes eletro - ópticos, obtemos as seguintes expressões:

$$\int_0^a \Delta n(\text{EO}) E_{y2}^2 dx = \frac{n_1^3}{2} A^2 \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \left\{ r_{41} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right) \right.$$

$$\begin{aligned}
& \left[\left(\frac{1}{h_2^2} \right) \left\{ \left[\left[\frac{(h_2 a + \gamma)^2}{4} \right] - \left[\frac{(h_2 a + \gamma) (\sin 2(h_2 a + \gamma))}{4} \right] - \left[\frac{(\cos 2(h_2 a + \gamma))}{8} \right] \right] - \right. \\
& \left. \left[\frac{\gamma^2}{4} - \frac{\gamma \sin 2\gamma}{4} - \frac{\cos 2\gamma}{8} \right] - \gamma \left[\left[\frac{(h_2 a + \gamma)}{2} \right] - \left[\frac{(\sin 2(h_2 a + \gamma))}{4} \right] - \frac{\gamma}{2} + \frac{\sin 2\gamma}{4} \right] \right\} \right] + \\
& + R_{12} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right)^2 \left\{ \left(\frac{1}{h_2^3} \right) \left[\left\{ \left[\left[\frac{(h_2 a + \gamma) (\sin 2(h_2 a + \gamma))}{4} \right] \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left[2(\sin(h_2 a + \gamma)) - [2(h_2 a + \gamma) (\cos(h_2 a + \gamma))] \right] \right] - \right. \\
& \left. \left. \left[\left(\frac{\gamma \sin \gamma}{4} \right) [(2 \sin \gamma) - (2 \gamma \cos \gamma)] \right] \right] + \left[\frac{1}{6} [(h_2 a + \gamma)^3 - \gamma^3] - \right. \right. \\
& \left. \left. \frac{1}{2} \left[\left[\frac{(h_2 a + \gamma)}{2} \right] - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4} \right] - \frac{\gamma}{2} + \frac{\sin 2\gamma}{4} \right] \right] \right\} - \\
& - (2\gamma) \left\{ \left[\left[\frac{(h_2 a + \gamma)^2}{4} \right] - \left[\frac{[(h_2 a + \gamma) (\sin 2(h_2 a + \gamma))]}{4} \right] \right] - \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \left[\frac{\cos 2(h_2 a + \gamma)}{8} \right] - \left[\left(\frac{\gamma^2}{4} \right) - \left[\frac{\gamma \sin 2\gamma}{4} - \frac{\cos 2\gamma}{8} \right] \right\} + \\
& + (\gamma^2) \left[\left[\left[\frac{(h_2 a + \gamma)}{2} \right] - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4} - \left[\frac{\gamma}{2} - \frac{\sin 2\gamma}{4} \right] \right] \right] \right\} \quad (5.82)
\end{aligned}$$

$$\Delta n (\text{DOP}) = [\Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS})] \left\{ A^2 \right.$$

$$\left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \left\{ \frac{a}{2} - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4 h_2} \right] + \frac{\sin \gamma}{4 h_2} \right\} \quad (5.83)$$

A alteração efetiva do índice de refração é obtida substituindo-se as equações (5.82), (5.83) e (5.72) na equação (5.73).

A equação para a alteração efetiva do índice de refração foi numericamente resolvida por um programa. Um gráfico da alteração efetiva do índice de refração em função da espessura do núcleo da estrutura para cada contribuição, é obtido através da solução.

CAPÍTULO VI - ESTRUTURA PERIÓDICA

O objetivo deste capítulo é apresentar os parâmetros relativos à estrutura periódica, gerada eletronicamente. O comprimento e a largura de banda do dispositivo em função do índice de modulação são também discutidos.

VI.1 - Introdução:

Estruturas periódicas ou redes ópticas de difração é um dos mais versáteis dispositivos ópticos e tem sido aplicadas tanto em dispositivos passivos tais como: filtros, Flanders [31], e acopladores direcionais, Marcuse [32], quanto em dispositivos ativos como lasers, Suematsu [33]. As aplicações destes componentes não se restringe apenas a dispositivos para telecomunicações, mas também àqueles utilizados em processamento óptico de sinais, Suhara [34]. A rede de difração, tal como aquela ilustrada na Figura 6.1, é fabricada pela indução de uma variação periódica no índice de refração da estrutura, onde diversos efeitos físicos podem ser empregados, tais como: corrugação ou corrosão da superfície, efeitos eletro e acusto - ópticos, etc. Neste trabalho a estrutura periódica é gerada eletronicamente e os efeitos de dopagem e eletro - óptico são utilizados para tal fim.

A variação no índice de refração da estrutura proporciona difração em comprimentos de onda específicos, os quais são dependente do período da estrutura periódica. A base desta reflexão seletiva de certos

Figura 6.1. Estrutura periódica em um guia de onda óptico de tres camadas.

comprimentos de onda é dada pela condição de Bragg, a qual, para uma estrutura periódica em um guia de onda óptico, é escrita como:

$$\Lambda = l \frac{\lambda_0}{2 N} \quad (6.1)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda no espaço livre, Λ é o período da rede de difração, N o índice de refração efetivo do modo e l a ordem de difração ($l = 1, 2, 3, \dots$).

VI.2. Coeficiente de Acoplamento:

A fração de potência óptica refletida pela estrutura periódica, que resulta no índice de modulação da intensidade da luz, depende de diversos parâmetros da estrutura, tais como: espessura do núcleo, diferença entre índices de refração, profundidade dos dentes da rede, ordem de difração e do comprimento da estrutura periódica. A intensidade desta reflexão de potência pela rede é medida pelo fator de acoplamento K . Diversas teorias propostas por Wang [35], Streifer [36], Yariv [37], Peng [38] e Buttler [39], para sumarizar as mais importantes, tem sido aplicadas para o cálculo do coeficiente de acoplamento.

Neste trabalho utilizamos a teoria de modos - acoplados desenvolvida por Yariv. Nesta teoria, é assumido que a estrutura periódica é fracamente acoplada aos modos de propagação e, utilizando - se esta aproximação [37], mostrou - se que para uma rede retangular, como aquela mostrada na figura 6.1, o coeficiente de acoplamento é expresso por:

$$K_1 = \frac{\omega \epsilon_0}{4 \pi l} \int_0^a \Delta n^2 E_y^2 dx \quad (6.2)$$

onde ω é a frequência angular da luz, ϵ_0 a permissividade do espaço livre e E_y o campo elétrico do modo óptico da rede em repouso, isto

é, não perturbada pela estrutura periódica de espessura a . A diferença entre os índices de refração da estrutura periódica é escrita como:

$$\Delta n^2 = n_1^2 - n_2^2 \quad (6.3)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração dos materiais que formam a estrutura periódica.

Da equação (6.2) pode ser concluído que o coeficiente de acoplamento cresce com os aumentos da diferença entre os índices de refração e com o campo elétrico óptico na região da estrutura periódica, e decresce com o aumento da ordem de difração.

Radiação escapa do guia de onda em diferentes ângulos e intensidades quando a luz se propaga através da estrutura periódica. Os ângulos e intensidades dos feixes de radiação dependem dos parâmetros da rede e do guia de onda [36], mas soluções analíticas para estes parâmetros não foram encontradas na literatura. Scifres [40], utilizando argumentos geométricos, mostrou que na rede de primeira ordem toda a luz é retroespalhada, na de segunda ordem parte da luz é retroespalhada e parte radia perpendicularmente à direção de propagação. Foi concluído que o aumento da ordem de difração da rede, conduz ao crescimento do número de feixes de radiação.

Para calcular os parâmetros relacionados à estrutura periódica da estrutura sob investigação, a camada de ar com índice de refração n_4 foi substituída pelo mesmo material com índice de refração n_2 . Esta aproximação, denominada de rede infinita, foi aplicada com sucesso em

[35] e [38] e para estruturas periódicas de pequena espessura, ou seja, fracamente acopladas ao campo óptico, fornecendo quando comparado a métodos numéricos sofisticados [39], os mesmos resultados. Neste caso a equação (6.3) é escrita como:

$$\Delta n^2 = [(n_1^{EO})^2 - (n_2^{DOP})^2] \quad (6.4)$$

onde n_1^{EO} and n_2^{DOP} são os índices de refração das regiões depletadas e não - depletadas. Estes parâmetros são expressos por:

$$(n_1^{EO})^2 = \left\{ n_1 + \frac{n_1^3}{2} \left[\left(r_{41} \left(\frac{q N_d x}{\epsilon_s} \right) \right) + \left(R_{12} \left(\frac{q N_d x}{\epsilon_s} \right)^2 \right) \right] \right\}^2 \quad (6.5)$$

$$(n_2^{DOP})^2 = \{ n_1 + [\Delta n(PL) + \Delta n(BF) + \Delta n(BS)] \}^2 \quad (6.6)$$

onde n_1 é o índice de refração do GaAs intrínseco e o campo elétrico aplicado é dado por:

$$E_a = \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right) x \quad (6.7)$$

O coeficiente de acoplamento da estrutura é então expresso por:

$$K_1 = \frac{\omega \epsilon_0}{4 \pi l} \int_0^a \left[(n_1^{EO})^2 - (n_2^{DOP})^2 \right] E_{y_2}^2 dx \quad (6.8)$$

onde E_{y_2} é o campo elétrico modal na casca ativa da estrutura sem voltagem aplicada.

A equação (6.8) é escrita como:

$$K_1 = \frac{\omega \epsilon_0}{4 \pi l} \left[\int_0^a (n_1^{EO})^2 E_{y_2}^2 dx - \int_0^a (n_2^{DOP})^2 E_{y_2}^2 dx \right] \quad (6.9)$$

Fazendo as convenientes substituições, a equação (6.9) é reescrita como:

$$K_1 = \frac{\omega \epsilon_0}{4 \pi l} \left\{ \left\{ \int_0^a \left\{ n_1 + \frac{n_1^3}{2} \left[\left(r_{41} \left(\frac{q N_d x}{\epsilon_s} \right) \right) + \left(R_{12} \left(\frac{q N_d x}{\epsilon_s} \right)^2 \right) \right] \right\}^2 E_{y_2}^2 dx \right\} - \right. \\ \left. - \left\{ \int_0^a \{ n_1 + [\Delta n(PL) + \Delta n(BF) + \Delta n(BS)] \}^2 E_{y_2}^2 dx \right\} \right\} \quad (6.10)$$

O primeiro termo da expressão acima resulta em:

$$\begin{aligned}
& \int_0^a \left\{ n_1 + \frac{n_1^3}{2} \left[\left(r_{41} \left(\frac{q N_d x}{\epsilon_s} \right) \right) + \left(R_{12} \left(\frac{q N_d x}{\epsilon_s} \right)^2 \right) \right] \right\}^2 E_{y2}^2 dx = \\
& = \left[n_1^2 \int_0^a E_{y2}^2 dx \right] + \left[n_1^4 r_{41} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right) \int_0^a x E_{y2}^2 dx \right] + \\
& + \left[n_1^4 R_{12} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right)^2 \int_0^a x^2 E_{y2}^2 dx \right] + \left[\frac{n_1^6}{4} r_{41}^2 \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right)^2 \int_0^a x^2 E_{y2}^2 dx \right] + \\
& + \left[\frac{n_1^6}{2} r_{41} R_{12} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right)^3 \int_0^a x^3 E_{y2}^2 dx \right] + \left[\frac{n_1^6}{4} R_{12}^2 \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right)^4 \int_0^a x^4 E_{y2}^2 dx \right] \quad (6.11)
\end{aligned}$$

O segundo termo da equação (6.10) é escrito como:

$$\begin{aligned}
& \int_0^a \{ n_1 + [\Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS})] \}^2 E_{y2}^2 dx = \left[n_1^2 \int_0^a E_{y2}^2 dx \right] + \\
& + \left[[\Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS})]^2 \int_0^a E_{y2}^2 dx \right] \quad (6.12)
\end{aligned}$$

O coeficiente de acoplamento é então escrito como:

$$\begin{aligned}
 K_1 = & \left(\frac{\omega \epsilon_0}{4 \pi l} \right) \left\{ \left[\left[n_1^4 r_{41} \left(\frac{qN_d}{\epsilon_s} \right) \int_0^a x E_{y_2}^2 dx \right] + \right. \right. \\
 & + \left. \left[n_1^4 R_{12} \left(\frac{qN_d}{\epsilon_s} \right)^2 \int_0^a x^2 E_{y_2}^2 dx \right] \right] - \\
 & - \left. \left[[\Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS})]^2 \int_0^a E_{y_2}^2 dx \right] \right\} \quad (6.13)
 \end{aligned}$$

Realizando as novas substituições as seguintes expressões são obtidas:

$$\begin{aligned}
 n_1^4 r_{41} \left(\frac{qN_d}{\epsilon_s} \right) \int_0^a x E_{y_2}^2 dx &= n_1^4 r_{41} \left(\frac{qN_d}{\epsilon_s} \right) A^2 \\
 \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \int_0^a x \sin^2(h_2 x + \gamma) dx & \quad (6.14)
 \end{aligned}$$

$$n_1^4 R_{12} \left(\frac{qN_d}{\epsilon_s} \right)^2 \int_0^a x E_{y_2}^2 dx = n_1^4 R_{12} \left(\frac{qN_d}{\epsilon_s} \right)^2 A^2$$

$$\left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \int_0^a x^2 \sin^2 (h_2 x + \gamma) dx \quad (6.15)$$

$$[\Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS})]^2 \int_0^a E_{y_2}^2 dx =$$

$$[\Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS})]^2 A^2 \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \int_0^a \sin^2 (h_2 x + \gamma) dx \quad (6.16)$$

Integrando as equações (6.14 - 16) e retendo apenas os termos lineares nos coeficientes eletro - ópticos, pois os termos de altas ordens tem influência desprezível no resultado final, o coeficiente de acoplamento é expresso por:

$$K_1 = \left(\frac{k_0}{2 \pi l N} \right) C^2 \left[\left(\frac{h_1}{h_2} \right) \frac{\tan \gamma}{\sin \gamma} \right]^2 \left\{ \left[n_1^4 r_{41} \left(\frac{qN_d}{\epsilon_s} \right) \right] \right\}$$

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{1}{h_2^2} \right) \left\{ \left[\left[\frac{(h_2 a + \gamma)^2}{4} \right] - \left[\frac{[(h_2 a + \gamma) \sin 2(h_2 a + \gamma)]}{4} \right] - \right. \right. \\
& \quad \left. \left[\frac{\cos(h_2 a + \gamma)}{8} \right] - \frac{\gamma^2}{4} + \frac{\gamma \sin 2\gamma}{4} + \frac{\cos 2\gamma}{8} \right] - \\
& \quad \left. - \gamma \left[\left[\frac{(h_2 a + \gamma)}{2} \right] - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4} \right] - \frac{\gamma}{2} + \frac{\sin 2\gamma}{4} \right] \right\} + \\
& \quad + \left[\left[n_1^4 R_{12} \left(\frac{q N_d}{\epsilon_s} \right)^2 \right] \frac{1}{h_2^3} \left\{ \left[\left\{ \left[\frac{[(h_2 a + \gamma) \sin 2(h_2 a + \gamma)]}{4} \right] \right. \right. \right. \right. \\
& \quad \left. \left. \left[2 \sin(h_2 a + \gamma) - 2(h_2 a + \gamma) \cos(h_2 a + \gamma) \right] - \left[\frac{\gamma \sin \gamma}{4} \right] [2 \sin \gamma - 2\gamma \cos \gamma] \right\} + \right. \right. \\
& \quad \left. \left. + \frac{1}{6} [(h_2 a + \gamma)^3 - \gamma^3] - \frac{1}{2} \left[\left[\frac{(h_2 a + \gamma)}{2} \right] - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4} \right] - \frac{\gamma}{2} + \frac{\sin 2\gamma}{4} \right] \right] - \right. \\
& \quad \left. - 2\gamma \left\{ \left[\frac{(h_2 a + \gamma)^2}{4} \right] - \left[\frac{(h_2 a + \gamma) \sin 2(h_2 a + \gamma)}{4} \right] - \left[\frac{\cos 2(h_2 a + \gamma)}{8} \right] - \right. \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& - \left[\frac{\gamma^2}{4} - \frac{\gamma \sin 2\gamma}{4} - \frac{\cos 2\gamma}{8} \right] \Bigg\} + \gamma^2 \left\{ \left[\frac{(h_2 a + \gamma)}{2} \right] - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4} \right] - \right. \\
& \left. - \left[\frac{\gamma}{2} - \frac{\sin 2\gamma}{4} \right] \right\} \Bigg] - \left\{ [\Delta n(\text{PL}) + \Delta n(\text{BF}) + \Delta n(\text{BS})]^2 \right. \\
& \left. \left(\frac{a}{2} - \left[\frac{\sin 2(h_2 a + \gamma)}{4h_2} \right] + \frac{\sin 2\gamma}{4h_2} \right) \right\} \Bigg\} \quad (6.17)
\end{aligned}$$

Na equação (6.17) a constante C^2 é relacionada à constante de normalização A^2 através da relação:

$$C^2 = \left(\frac{\beta}{2\mu_0 \omega} \right) A^2 \quad (6.18)$$

A expressão para o coeficiente de acoplamento, dada pela equação (6.17), foi numericamente resolvida por um programa. A solução desta equação relaciona a espessura do núcleo da estrutura e o coeficiente de acoplamento. O diagrama de saída do programa é um gráfico do coeficiente de acoplamento em função da espessura do núcleo. Este

gráfico mostra os coeficientes de acoplamento total e as parcelas devidas aos efeitos eletro - óptico e dopagem.

VI.3 - Comprimento do Modulador:

O comprimento da estrutura periódica, comprimento do modulador, o qual proporciona reflexão da potência incidente para uma dada refletividade ou índice de modulação, é relacionado ao coeficiente de acoplamento. A expressão para o comprimento da estrutura, segundo a teoria de modos acoplados, é dada por:

$$L = \frac{1}{K_1} \tanh^{-1}(m^{1/2}) \quad (6.19)$$

onde m é a refletividade ou índice de modulação.

Da equação (6.19), conclui-se que o comprimento da estrutura decresce com o aumento do coeficiente de acoplamento para um índice de modulação constante e para um mesmo coeficiente de acoplamento o comprimento cresce com o aumento do índice de modulação.

VI.4 - Largura de Banda do Modulador:

A largura de banda elétrica do modulador é relacionada à sua capacitância, a qual é vinculada à espessura da estrutura periódica e ao

comprimento do dispositivo, dado pela equação (6.19). A largura de banda de um dispositivo é expressa por:

$$B = \frac{1}{2 \pi R_0 C} \quad (6.20)$$

onde R_0 é a impedância da fonte (50Ω) e C a capacitância do dispositivo.

A capacitância do modulador é expressa pela equação (3.15), a qual é reescrita para conveniência:

$$C = \frac{\epsilon_s}{a} S \quad (6.21)$$

onde S é a área do contato Schottky e expressa como:

$$S = L d \quad (6.22)$$

onde L é o comprimento do modulador e d a largura do guia de onda "rib" no dispositivo real.

Substituindo as equações (6.21) e (6.22) na equação (6.20), obtemos para a largura de banda do modulador a expressão:

$$B = \frac{a}{\pi R_0 \epsilon_s L d} \quad (6.23)$$

Pode ser concluído desta equação que a largura de banda cresce com o aumento da espessura da casca ativa e diminuição do comprimento do dispositivo e da largura do guia de onda.

CAPÍTULO VII - RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste capítulo são apresentados os resultados do projeto e desempenho teórico do dispositivo. Discussões relativas às características, conveniências e limitações do modulador óptico são também realizadas.

VII.1 - Introdução:

Simulações relativas à estrutura do dispositivo foram realizadas considerando diferentes parâmetros, tais como: fração molar de alumínio na casca passiva, espessura do núcleo, concentração de portadores e espessura da casca ativa, largura do guia de onda "rib", voltagem aplicada e índice de modulação. As investigações realizadas possibilitaram um abrangente conhecimento sobre o projeto do dispositivo bem como de seu desempenho.

VII.2 - Campo Elétrico, Voltagem e Largura da Região de Depleção:

Foi mostrado no Capítulo III que a voltagem, campo elétrico, concentração de portadores e largura da região de depleção, a qual aqui representa a espessura da casca ativa, são parâmetros interrelacionados. Para obter a mais larga região de depleção possível para uma dada concentração de portadores, o campo elétrico máximo deve ser conhecido, pois o mesmo deve ser mantido abaixo do campo elétrico de ruptura que é o fator limitante. Para cumprir esta condição,

o campo elétrico máximo foi mantido ~ 150 kV/m abaixo do campo elétrico de ruptura na região entre 2 e 7×10^{17} cm^{-3} e ~ 200 kV/m para concentrações entre 8×10^{17} cm^{-3} e 10^{18} cm^{-3} . O campo elétrico máximo em função da concentração de portadores é mostrado na Figura 7.1. Pode ser verificado nesta figura, que o campo elétrico cresce com o aumento da concentração de portadores. Dos dados do campo elétrico máximo e largura da região de depleção, a voltagem aplicada necessária para depletar os portadores foi calculada para a região de concentração de portadores estudada, isto é, entre 2×10^{17} e 10^{18} cm^{-3} . A largura da região de depleção e a voltagem aplicada em função da concentração de portadores são apresentadas nas Figuras 7.2 e 7.3, respectivamente. A largura da região de depleção e voltagem aplicada diminuem com o aumento da concentração de portadores como pode ser observado nestas figuras. Pode ser verificado na Figura 7.2 que a voltagem aplicada no dispositivo varia entre 2.9 e 7.3 V o que está abaixo da voltagem máxima especificada.

VII.3 - Diagramas de Dispersão:

As condições de propagação no guia de onda óptico são obtidas dos diagramas de dispersão. Destes diagramas, a espessura de corte modal e o índice de refração efetivo para uma dada espessura são obtidos.

As condições de propagação no guia de onda óptico foram investigadas mantendo - se constante a fração molar de alumínio da casca passiva, variando a concentração de portadores e a espessura da casca ativa. Os diagramas de dispersão para os três modos de mais baixa

Figura 7.1. Campo elétrico máximo no contato Schottky em função da concentração de portadores.

Figura 7.2. Largura da região de depleção ou espessura da casca ativa em função da concentração de portadores.

Figura 7.3. Voltagem aplicada em função da concentração de portadores.

ordem, para dois diferentes guias de onda, são mostrados nas Figuras 7.4 e 7.5. Pode ser observado nestas figuras, que a espessura de corte modal cresce com o aumento da concentração de portadores e diminuição da espessura da casca ativa. As estruturas são monomodo para $0.08 \leq t \leq 0.5 \text{ } \mu\text{m}$ e $0 \leq t \leq 0.34 \text{ } \mu\text{m}$, respectivamente.

VII.4 - Fator de Confinamento:

O fator de confinamento é definido como a razão entre a intensidade da camada e a intensidade total. O fator de confinamento para cada camada do dispositivo, foi investigado em função da fração molar de alumínio na casca passiva para uma dada estrutura. O fator de confinamento em função da espessura do núcleo é apresentado na Figura 7.6. Pode ser observado nesta figura que os fatores de confinamento da casca ativa e do ar apresentam um máximo, os quais são situados nas proximidades da espessura de corte modal. Além disso, os mesmos apresentam intensidades muito menores que aqueles do núcleo e casca passiva. Os fatores de confinamento da casca ativa e do ar em função da espessura do núcleo e tendo como parâmetro a fração molar de alumínio na casca passiva, são apresentados nas Figuras 7.7 e 7.8. Como pode ser visto nestas figuras, os fatores de confinamento decrescem com a diminuição da fração molar de alumínio na casca passiva.

Os valores máximos dos fatores de confinamento da casca ativa e do ar em função do índice de refração da casca passiva, são mostrados na Figura 7.9. O fator de confinamento do núcleo e da casca passiva correspondentes àqueles máximos são também mostrados em função do

Figura 7.4. Diagrama de dispersão para o guia de onda com parâmetros: casca passiva ($\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$), índice de refração: 3.0841, núcleo (GaAs), índice de refração: 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores, e espessura: 3.4452, 10^{18} cm^{-3} e 0.065 μm .

Figura 7.5. Diagrama de dispersão para o guia de onda com parâmetros: casca passiva ($\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$), índice de refração: 3.0841, núcleo (GaAs), índice de refração: 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração; concentração de portadores, e espessura: 3.4490, $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e $0.23 \text{ } \mu\text{m}$.

Figura 7.6. Fator de confinamento em função da espessura do núcleo para o guia de onda com parâmetros: casca passiva ($\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$) índice de refração: 3.0841, núcleo (GaAs) índice de refração: 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores, e espessura: $3.4452 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, e $0.065 \text{ }\mu\text{m}$.

Figura 7.7. Fator de confinamento da casca ativa em função da espessura do núcleo e fração molar de Al na casca passiva como parâmetro para o guia de onda com parâmetros: núcleo (GaAs) índice de refração: 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores, e espessura: 3.4452, 10^{18} cm^{-3} e $0.065 \text{ }\mu\text{m}$. Os gráficos são multiplicados por 12. O gráfico superior é para Al = 70% e o passo é 10%.

Figura 7.8. Fator de confinamento do ar em função da espessura do núcleo e fração molar de Al na casca passiva como parâmetro para o guia de onda com parâmetros: núcleo (GaAs) índice de refração: 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores, e espessura: $3.4452 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e $0.065 \mu\text{m}$. Os gráficos são multiplicados por 45. O gráfico superior é para Al = 70% e o passo é 10%.

Figura 7.9. Fator de confinamento da casca ativa e ar em função do índice de refração da casca passiva para o guia de onda com parâmetros: núcleo (GaAs) índice de refração : 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores, e espessura: 3.4452, 10^{18} cm^{-3} e $0.065 \text{ }\mu\text{m}$.

índice de refração da casca passiva na Figura 7.10. Na Figura 7.9, pode ser observado que os fatores de confinamento da casca ativa e ar diminuem quando o índice de refração da casca passiva aumenta. Os fatores de confinamento do núcleo e da casca passiva aumentam quando o índice de refração da casca passiva também aumenta, como pode ser visto na Figura 7.10.

Como o fator de confinamento da casca ativa apresenta um valor máximo, a espessura do núcleo do guia de onda a ser utilizado é a espessura correspondente àquele máximo. O valor máximo do fator de confinamento da casca ativa ocorre para altas frações molares de alumínio, correspondentes a baixo índice de refração, na casca passiva. A fração molar de alumínio na casca passiva a ser usada é 0.70. Este composto tem um índice de refração de 3.0841.

Os fatores de confinamento de cada camada em função da concentração de portadores, foram investigados considerando a casca passiva com índice de refração de 3.0841. A largura da região de depleção, espessura da casca ativa utilizadas, foram aquelas mostradas na Figura 7.2.

Os fatores de confinamento da casca ativa e ar e do núcleo e casca passiva em função da concentração de portadores são mostrados nas Figuras 7.11 e 7.12, respectivamente. Pode ser observado na Figura 7.11 que o confinamento da camada de ar cresce ligeiramente com o aumento da concentração de portadores e da largura da região de depleção. Na mesma figura, pode ser visto que o fator de confinamento da casca ativa diminui com o crescimento da concentração de portadores ou decréscimo da região de depleção. Na Figura 7.12, pode ser notado que os fatores de confinamento do núcleo e casca

Figura 7.10. Fator de confinamento do núcleo e casca passiva em função do índice de refração da casca passiva para o guia de onda com parâmetros: núcleo (GaAs) índice de refração : 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores, e espessura: 3.4452, 10^{18} cm^{-3} e $0.065 \text{ }\mu\text{m}$.

Figura 7.11. Fator de confinamento da casca ativa e ar em função da concentração de portadores. O índice de refração da casca passiva é 3.0841.

Figura 7.12. Fator de confinamento do núcleo e casca passiva em função da concentração de portadores. O índice de refração da casca passiva é 3.0841.

passiva, aumenta com o acréscimo da concentração de portadores ou decréscimo da região de depleção.

VII.5 - Atenuação Óptica:

A atenuação óptica fornece a perda de potência acoplada entre as portas de entrada e saída do dispositivo. Neste trabalho, apenas as perdas devido à absorção óptica dos materiais foram consideradas. No dispositivo real, as perdas devidas ao espalhamento provocado pela interação do campo óptico com a rugosidade das paredes do guia de onda "rib" também devem ser consideradas.

A atenuação óptica do dispositivo foi investigada em função da espessura do núcleo do guia de onda e concentração de portadores na casca ativa. A atenuação óptica em função da espessura do núcleo do guia de onda para duas diferentes concentrações de portadores na casca ativa é mostrada na Figura 7.13. Pode ser notado nesta figura que a atenuação óptica decresce com o aumento da espessura do núcleo e apresenta um valor máximo na mesma espessura, cujo fator de confinamento é máximo. Este fato demonstra que a atenuação óptica do dispositivo é principalmente devido a atenuação óptica na camada da casca ativa. O decréscimo da atenuação com o aumento da espessura do núcleo está relacionado com o fator de confinamento, o qual diminui com o crescimento da espessura do núcleo. A atenuação óptica em função da concentração de portadores é apresentada na Figura 7.14. Nesta figura pode ser observado que a atenuação aumenta com a diminuição da concentração de portadores. Este fato é também relacionado ao fator de confinamento da casca ativa. Embora o coeficiente de atenuação do

Figura 7.13. Atenuação óptica em função da espessura do núcleo para duas estruturas com parâmetros: (1) espessura da casca ativa e concentração de portadores: $0.065 \mu\text{m}$ e 10^{18} cm^{-3} , (2) espessura da casca ativa e concentração de portadores: $0.23 \mu\text{m}$ e $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. O índice de refração da casca passiva é 3.0841.

Figura 7.14. Atenuação óptica em função da concentração de portadores. O índice de refração da casca passiva é 3.0841.

GaAs diminua com o decréscimo da concentração de portadores, a diminuição desta conduz ao aumento da espessura da casca ativa e ao crescimento do fator de confinamento, o qual consequentemente leva ao aumento da atenuação óptica.

VII.6 - Perfil da Intensidade Modal:

O perfil da intensidade modal fornece a distribuição da intensidade modal na direção transversal da estrutura ou seja na direção normal a propagação da luz. Deste perfil, também é obtida a espessura ótima da casca passiva. Para espessuras maiores que esta o modo não penetra na camada buffer e no substrato.

O perfil da intensidade óptica em função da espessura transversal para duas estruturas é mostrado nas Figuras 7.15 e 7.16. Na Figura 7.15 pode ser observado que a ótima espessura da casca ativa é $\sim 1.25 \mu\text{m}$. Na Figura 7.16 a espessura ótima encontrada é $\sim 0.9 \mu\text{m}$. Uma comparação entre as duas figuras mostra que o máximo do perfil modal desloca - se do núcleo para a região da casca ativa, o qual é uma consequência do decréscimo da espessura do núcleo e aumento da espessura da casca ativa. Pode ser observado também que a intensidade na camada de ar nas duas estruturas são praticamente iguais.

VII.7 - Alteração Efetiva do Índice de Refração:

A alteração efetiva do índice de refração fornece a contribuição de cada um dos efeitos eletro - óptico (EOL e EOQ) e dopagem (PL,

Figura 7.15. Perfil de intensidade óptica em função da espessura transversal: As espessuras do núcleo e casca ativa são 0.16 e 0.065 μm . O índice de refração da casca passiva é 3.0841. A concentração de portadores da casca ativa é 10^{18}cm^{-3}

Figura 7.16. Perfil de intensidade óptica em função da espessura transversal. As espessuras do núcleo e casca ativa são: 0.02 e 0.23 μm . O índice de refração da casca passiva é 3.0841. A concentração de portadores da casca ativa é $2 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$

BF e BS) à variação total do índice de refração, relacionada ao perfil de intensidade óptica na camada da casca ativa.

A alteração efetiva do índice de refração foi investigada em função da espessura do núcleo da estrutura, índice de refração da casca passiva e concentração de portadores na casca ativa.

A alteração efetiva do índice de refração em função da espessura do núcleo para duas diferentes estruturas, é apresentada nas Figuras 7.17 e 7.18. Na Figura 7.17, a espessura do núcleo é $0.065 \mu\text{m}$ e a concentração de portadores na casca ativa é de 10^{18} cm^{-3} . Pode ser observado nesta figura, que a alteração efetiva do índice de refração decresce com o aumento da espessura do núcleo e apresenta um máximo na espessura correspondente ao valor máximo do fator de confinamento. A contribuição máxima devido ao efeito eletro - óptico é $\sim 1.2 \times 10^{-4}$, aquela devido ao efeito de dopagem é $\sim -3.8 \times 10^{-4}$ e a alteração total é da ordem de $\sim 5.0 \times 10^{-4}$. Na figura 7.18, a estrutura apresenta uma espessura de $0.23 \mu\text{m}$ para a casca ativa e a concentração de portadores é $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, a máxima contribuição devido ao efeito eletro - óptico é $\sim 5.0 \times 10^{-4}$ e aquela devido a dopagem é $\sim -6.0 \times 10^{-4}$, as quais fornecem uma alteração total de $\sim 1.1 \times 10^{-3}$. Nesta figura, pode ser notado que também a alteração efetiva do índice de refração diminui com o aumento da espessura do núcleo da estrutura. A diminuição da alteração efetiva do índice de refração com o aumento da espessura do núcleo é relacionada ao decréscimo do fator de confinamento com o aumento da espessura do núcleo.

A alteração efetiva do índice de refração em função do índice de refração da casca passiva é mostrada na Figura 7.19. A espessura da casca ativa da estrutura é $0.065 \mu\text{m}$ e a concentração de portadores é

Figura 7.17. A alteração efetiva do índice de refração devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem em função da espessura do núcleo para o guia de onda com parâmetros: casca passiva ($\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$) índice de refração: 3.0841, núcleo (GaAs) índice de refração : 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores, e espessura: $3.4452 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, e $0.065 \mu\text{m}$.

Figura 7.18. A alteração efetiva do índice de refração devido aos efeitos eletro-óptico e dopagem em função da espessura do núcleo para o guia de onda com parâmetros: casca passiva ($\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$) índice de refração: 3.0841, núcleo (GaAs) índice de refração: 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores, e espessura: 3.4490, $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ e 0.23 μm .

Figura 7.19. Alteração efetiva do índice de refração devido aos efeitos eletro-óptico e dopagem em função do índice de refração da casca passiva para o guia de onda com parâmetros da Figura 7.17.

10^{18} cm^{-3} . A alteração efetiva do índice de refração decresce com o aumento do índice de refração da casca passiva, como pode ser notado nesta figura, visto que o fator de confinamento na casca ativa também decresce com o aumento do índice de refração da casca passiva.

A alteração efetiva do índice de refração em função da concentração de portadores é mostrada na Figura 7.20. Pode ser observado nesta figura que a alteração efetiva do índice de refração devida ao efeito de dopagem aumenta ligeiramente com a diminuição da concentração de portadores, enquanto a contribuição devida ao efeito eletro - óptico cresce acentuadamente. A alteração efetiva do índice de refração total, cresce de uma maneira quase - linear com a diminuição da concentração de portadores. Este fato é relacionado ao crescimento do fator de confinamento com o decréscimo da concentração de portadores. Pode também ser observado nesta figura, que a contribuição do efeito eletro - óptico torna-se maior que aquela devida ao efeito de dopagem para uma concentração de portadores de $\sim 1.8 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

VII.8 - Coeficiente de Acoplamento:

O coeficiente de acoplamento é uma medida da intensidade da interação entre o campo modal e a estrutura periódica gerada eletronicamente. O comprimento e largura de banda do modulador, dependem criticamente deste parâmetro.

O coeficiente de acoplamento devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem foi investigado em função da espessura do núcleo da

Figura 7.20. Alteração efetiva do índice de refração devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem em função da concentração de portadores. O índice de refração da casca passiva é 3.0841.

estrutura, índice de refração da casca passiva e concentração de portadores na casca ativa.

O coeficiente de acoplamento devido aos efeitos de dopagem e eletro - óptico para uma estrutura composta de uma casca ativa com espessura $0.065 \mu\text{m}$ e concentração de portadores de 10^{18} cm^{-3} em função da espessura do núcleo é mostrado na Figura 7.21. Nesta figura, pode ser observado que o coeficiente de acoplamento decresce com o aumento da espessura do núcleo e seu valor máximo ocorre para a mesma espessura que proporciona o valor máximo do fator de confinamento e alteração efetiva do índice de refração. A contribuição máxima devida ao efeito eletro - óptico é $\sim 1.8 \text{ cm}^{-1}$ e aquela devida ao efeito de dopagem é $\sim 6.5 \text{ cm}^{-1}$. O coeficiente de acoplamento total é $\sim 8.3 \text{ cm}^{-1}$. A diminuição do coeficiente de acoplamento com o aumento da espessura do núcleo da estrutura é atribuída ao decréscimo do fator de confinamento com o crescimento da espessura do núcleo e, conseqüentemente, com a diminuição da alteração efetiva do índice de refração.

O coeficiente de acoplamento em função do índice de refração da casca passiva é mostrado na Figura 7.22. A estrutura investigada tem os mesmos parâmetros daquela acima. Os coeficientes de acoplamento devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem decrescem com o aumento do índice de refração da casca passiva como pode ser notado nesta figura, pois o fator de confinamento decresce com o aumento do índice de refração da casca passiva.

O coeficiente de acoplamento devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem em função da concentração de portadores é mostrado na

Figura 7.21. Coeficiente de acoplamento devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem em função da espessura do núcleo para o guia de onda com parâmetros: casca passiva ($\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$) índice de refração: 3.0841, núcleo (GaAs) índice de refração: 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores e espessura: $3.4452, 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e $0.065 \mu\text{m}$.

Figura 7.22. Coeficiente de acoplamento devido aos efeitos eletro-óptico e dopagem em função do índice de refração da casca passiva para a estrutura com parâmetros: espessura da casca ativa e concentração de portadores: $0.065 \mu\text{m}$, 10^{18} cm^{-3} .

Figura 7.23. Pode ser visto nesta figura, que o coeficiente de acoplamento devido ao efeito eletro - óptico cresce mais rapidamente com a diminuição da concentração de portadores quando comparado à contribuição devida ao efeito de dopagem. O coeficiente de acoplamento total aumenta de uma maneira quase linear com o decréscimo da concentração de portadores. O aumento do coeficiente de acoplamento devido a ambas contribuições, com o decréscimo da concentração de portadores é atribuído ao crescimento da alteração efetiva do índice de refração, que por sua vez está relacionado ao aumento do fator de confinamento. Pode também ser notado nesta figura, que a concentração de portadores para a qual as contribuições devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem tornam -se iguais é a mesma que aquela para a alteração efetiva do índice de refração. Para concentrações menores que esta a contribuição devida ao efeito eletro - óptico ultrapassa aquela devida ao efeito de dopagem.

VII.9 - Período da Estrutura Periódica:

O período da estrutura periódica foi investigado em função da ordem da difração da estrutura periódica e em função da concentração de portadores.

O período da estrutura periódica em função da ordem da difração para uma estrutura composta de uma casca ativa de $0.065 \mu\text{m}$, dopada com 10^{18} cm^{-3} e índice de refração da casca passiva de 3.0841 é mostrada na Figura 7.24. Pode ser observado nesta figura, que a primeira ordem tem um período de $\sim 0.21 \mu\text{m}$ enquanto para a de

Figura 7.23. Contribuições dos efeitos eletro - óptico e dopagem ao coeficiente de acoplamento em função da concentração de portadores. O índice de refração da casca passiva é 3.0841.

Figura 7.24. Período da rede em função da ordem da rede para o guia de onda com parâmetros: casca passiva ($\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$) índice de refração: 3.0841, núcleo (GaAs) índice de refração: 3.45, casca ativa (GaAs) índice de refração, concentração de portadores e espessura: $3.4452 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ e $0.065 \mu\text{m}$.

terceira ordem o período é $\sim 0.62 \mu\text{m}$. Isto significa que para primeira ordem de difração, o padrão metálico é de $\sim 0.105 \mu\text{m}$ separado por um espaço de $\sim 0.105 \mu\text{m}$ de ar. Para difração de terceira ordem as grandezas acima são triplicadas. Embora a rede de terceira ordem seja de mais fácil fabricação, o coeficiente de acoplamento para esta é $\sim$ três vezes menor que aquele para difração de primeira ordem e conseqüentemente o desempenho do modulador será ameaçado.

O período para primeira ordem de difração em função da concentração de portadores é mostrado na Figura 7.25. Pode ser observado nesta figura, que o período da estrutura periódica varia ligeiramente com o decréscimo da concentração de portadores. Este fato é devido ao ligeiro aumento do índice de refração efetivo com a diminuição da concentração de portadores.

VII.10 - Comprimento do Modulador:

Em virtude de sua integração com circuitos monolíticos de microondas e vinculação à largura de banda, via capacitância, o comprimento do dispositivo deverá ser o menor possível e não exceder quatro milímetros. O comprimento do modulador foi investigado em função do índice de modulação, concentração de portadores e voltagem aplicada.

O comprimento do dispositivo em função do índice de modulação para duas estruturas é mostrado na Figura 7.26. Na primeira estrutura a espessura e dopagem da casca ativa é $0.065 \mu\text{m}$ e 10^{18} cm^{-3} , respectivamente. A segunda estrutura, apresenta uma casca ativa com

Figura 7.25. Período da rede de primeira ordem em função da concentração de portadores.

Figura 7.26. Comprimento do modulador em função do índice de modulação para duas estruturas com parâmetros: (1) espessura e concentração de portadores da casca ativa: $0.065 \mu\text{m}$, 10^{18} cm^{-3} . (2) espessura e concentração de portadores da casca ativa: $0.23 \mu\text{m}$ and $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. O índice de refração da casca passiva é 3.0841.

espessura de $0.23 \mu\text{m}$ e dopagem de $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. O índice de refração da casca passiva de ambas estruturas é 3.0841. Pode ser observado nesta figura, que o modulador torna-se mais longo com o aumento do índice de modulação e que o comprimento da primeira estrutura é maior que aquele da segunda para qualquer índice de modulação. Este fato é atribuído ao coeficiente de acoplamento, o qual é maior para a segunda estrutura que para a primeira.

O comprimento do dispositivo para índice de modulação de 50 e 90% em função da concentração de portadores é mostrado na Figura 7.27. Pode ser visto nesta figura, que à medida que a concentração de portadores e o índice de modulação aumentam, o dispositivo torna-se mais longo. Este fato é também vinculado à diminuição do fator de acoplamento com o aumento da concentração de portadores.

O comprimento do modulador para 50 e 90% de índice de modulação em função da voltagem aplicada é mostrado na Figura 7.28. Pode ser notado nesta figura, que o comprimento do dispositivo diminui com o aumento da voltagem aplicada. Esta ocorrência é atribuída ao crescimento da largura da região de depleção, espessura da casca ativa, e, conseqüentemente, ao aumento do coeficiente de acoplamento.

VII.11 - Largura de Banda do Modulador:

A largura de banda do dispositivo é o mais importante parâmetro do modulador, pois fornece a velocidade máxima em que a informação transportada pelos sinais elétricos são transmitidas à portadora óptica.

Figura 7.27. Comprimento do modulador em função da concentração de portadores para índice de modulação de 50 e 90%.

Figura 7.28. Comprimento do modulador em função da voltagem aplicada para índices de modulação de 50 e 90%.

A largura de banda foi investigada em função do índice de modulação, concentração de portadores e largura do guia de onda "rib".

A largura de banda do modulador em função do índice de modulação para duas estruturas cuja largura do guia de onda "rib" é $3.0\ \mu\text{m}$ é mostrada na Figura 7.29. Na primeira estrutura, a espessura e dopagem da casca ativa são $0.065\ \mu\text{m}$ e $10^{18}\ \text{cm}^{-3}$, respectivamente. A segunda estrutura, apresenta uma casca ativa com espessura de $0.23\ \mu\text{m}$ e dopagem de $2 \times 10^{17}\ \text{cm}^{-3}$. O índice de refração da casca passiva de ambas estruturas é 3.0841. Pode ser observado nesta figura, que a largura de banda do dispositivo diminui com o aumento do índice de modulação. Isto é devido ao fato de que a largura de banda é inversamente proporcional ao comprimento, o qual aumenta com o crescimento do índice de modulação. A segunda estrutura apresenta maior largura de banda que a primeira para qualquer modulação, pois como o comprimento e capacitância da segunda estrutura são menores que aqueles da primeira, sua largura de banda é consequentemente maior.

A largura de banda do dispositivo para 50 e 90% de índice de modulação em função da concentração de portadores para guias de onda "rib" com larguras de 3.0 , 2.0 e $1.0\ \mu\text{m}$, são mostradas nas Figuras 7.30, 7.31 e 7.32, respectivamente. Pode ser notado nestas figuras, que a largura de banda aumenta com o decréscimo da concentração de portadores e largura do guia de onda "rib". Estas características são relacionadas ao comprimento e capacitância do dispositivo, os quais decrescem com a diminuição da concentração de portadores e largura do guia de onda "rib".

Figura 7.29. Largura de banda do modulador em função do índice de modulação para duas estruturas com parâmetros: (1) espessura e concentração de portadores da casca ativa: $0.065 \mu\text{m}$, 10^{18} cm^{-3} ; (2) espessura e concentração de portadores casca ativa: $0.23 \mu\text{m}$ and $2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. O índice de refração da casca passiva é 3.0841. A largura do guia de onda "rib" é $3.0 \mu\text{m}$.

Figura 7. 30. Largura de banda do modulador em função da concentração de portadores para 50 e 90% de índice de modulação. A largura do guia de onda "rib" é 3.0 μm .

Figura 7.31. Largura de banda do modulador em função da concentração de portadores para 50 e 90% de índice de modulação. A largura do guia de onda "rib" é $2.0 \mu\text{m}$.

Figura 7. 32. Largura de banda do modulador em função da concentração de portadores para 50 e 90 % de índice de modulação. A largura do guia de onda "rib" é 1.0 μm .

VII.12 - Corrente e Potência:

O dispositivo, por ser capacitivo, praticamente não drena corrente e por este motivo a potência necessária para alimentá-lo é também muito baixa.

CAPÍTULO VIII - CONCLUSÕES

Neste trabalho foi realizado um estudo de viabilidade da fabricação de um modulador óptico de intensidade, baseado na tecnologia de circuitos integrados monolíticos de microondas, a qual possibilita a integração de dispositivos ópticos e de microondas no mesmo "chip". O dispositivo investigado tem múltiplas aplicações, tais como: "antenna remoting", isto é o controle remoto de antenas, rede de alimentação de antenas "phased - array", distribuição de sinais de televisão a cabo, processamento óptico de sinais, etc.

A solução proposta para esta integração baseia-se na utilização de uma secção do "chip" CIMM padrão para a confecção de dispositivos ópticos, e reservando o restante do CIMM em sua configuração normal para a fabricação dos circuitos de microondas. Embora esta solução implique na imposição de restrições no projeto dos dispositivos ópticos, a mesma requer alterações mínimas no processamento padrão de CIMM.

O dispositivo investigado é composto de um guia de onda multicamada crescido sobre um substrato de SI - GaAs. A estrutura consiste da camada "buffer" de GaAs, uma camada de $\text{Ga}_{0.3}\text{Al}_{0.7}\text{As}$, a casca passiva, uma camada de GaAs que é o núcleo do guia de onda e uma camada de GaAs, denominada casca ativa. Todas as camadas, com exclusão da casca ativa que é altamente n - dopada, são intrínsecas. O substrato é corroído para diminuir a razão de aspecto. Contatos Schottky e ôhmico são fabricados no topo da casca ativa e no fundo da camada "buffer", respectivamente. O contato no topo é corroído de maneira a formar um padrão que obedece à condição de Bragg no

comprimento de onda usado. O dispositivo é, então, passivado. Portadores, neste caso elétrons na casca ativa, são depletados justamente abaixo dos contatos Schottky quando uma polarização reversa é aplicada ao dispositivo e, como resultado, o índice de refração nestas regiões aumenta. Assim, regiões com índices de refração alternados existem, isto é uma estrutura periódica, ou rede de difração óptica gerada eletronicamente, é criada na camada da casca ativa. Energia luminosa propagando - se através do dispositivo interage com a rede óptica, é retroespalhada, e como consequência, a intensidade da luz é modulada.

Devido ao guia de onda óptico especialmente projetado, o fator de confinamento na camada da estrutura periódica é considerável, o qual proporciona um alto coeficiente de acoplamento levando-se em consideração a pequena alteração efetiva do índice de refração causado pela depleção de portadores devido aos efeitos eletro - óptico e dopagem. Este fato demonstrou a possibilidade de se gerar eletronicamente uma eficiente rede de difração via depleção de portadores. Este trabalho também demonstrou a influência dos efeitos eletro - óptico e dopagem nas características do dispositivo.

Para gerar a estrutura periódica, o dispositivo necessita ser alimentado com baixas voltagens, entre 7 e 3 V, para depletar uma espessura da casca ativa entre 0.23 e 0.065 μm quando dopadas com concentrações compreendidas entre 2×10^{17} e 10^{18} cm^{-3} . O coeficiente de acoplamento entre o campo modal e a estrutura periódica está situado entre 17 e 8 cm^{-1} . Este alto coeficiente de acoplamento proporciona um modulador com pequenas dimensões, comprimento compreendido entre 500 e 900 μm para 50% de índice de modulação e entre 1000 e 2200 μm para 90%. Estes pequenos comprimentos

resultam em baixas atenuações ópticas, atenuação média de 0.25 dB. A largura de banda do dispositivo para 50% de índice de modulação e largura do guia de onda "rib" de $1.0\text{ }\mu\text{m}$ está situada entre 3.0 e 25 GHz. Para índice de modulação de 90% e mesma largura do guia, a largura de banda está compreendida entre 1.5 e 12.0 GHz. Como o dispositivo é capacitivo, o mesmo, para propósitos práticos, não drena corrente e, portanto, o consumo de potência é extremamente baixo.

O dispositivo apresenta diversas características ópticas e eletrônicas atrativas como sumarizado acima, mas o mesmo tem algumas limitações. Para amplas larguras de banda, a espessura do núcleo da estrutura é muito pequena, $\sim 0.02\text{ }\mu\text{m}$, e desta maneira o acoplamento entre a fibra óptica e o dispositivo deve ter um esquema muito especial. O dispositivo também apresenta um alto fator de confinamento na camada de ar, o qual, no dispositivo real, é parcialmente substituído pelo padrão metálico e que resultará em perdas bem acima daquela causada exclusivamente pelos semicondutores. Além disso, o dispositivo deve operar com a estrutura periódica de primeira ordem de difração, cujo período é pequeno $\sim 0.02\text{ }\mu\text{m}$. A fabricação de um padrão com tal período pode ser possível apenas com "electron beam writing" e outras técnicas mais avançadas.

Em sumário, um estudo da viabilidade da integração de dispositivos ópticos em circuitos monolíticos de microondas foi realizada, e um modulador de intensidade foi proposto para esta integração. O dispositivo proposto apresenta características gerais atrativas, é compatível com a tecnologia CIMM e pode ser fabricado na prática.

CAPÍTULO IX - SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS

O modulador óptico de intensidade investigado nos capítulos anteriores apresenta algumas limitações. A principal limitação do dispositivo parece ser a atenuação óptica no dispositivo real, a qual será mais alta que aquela mostrada e causada pelo alto fator de confinamento na camada de ar, metal no dispositivo real. A interação entre o campo óptico e o metal deve ser evitada para, conseqüentemente, manter a atenuação óptica dentro de valores razoáveis. Para atingir tal meta, propomos que as estruturas mostradas nas Figuras 9.1 e 9.2 seja avaliada.

Figura 9.1. Modulador óptico de intensidade proposto que utiliza uma dupla heteroestrutura.

Figura 9.2. As estruturas periódicas são geradas em ambas cascas ativas por uma voltagem reversa aplicada.

O dispositivo proposto utiliza uma heteroestrutura dupla (guia de onda de cinco camadas), a qual evita a interação entre a energia luminosa e o metal. Neste dispositivo, a estrutura periódica será gerada nas duas cascas ativas pela aplicação de uma voltagem reversa na estrutura PIN. A interação entre o campo óptico e as estruturas periódicas, retroespalhará a luz da mesma maneira que no dispositivo investigado. O modulador proposto é também compatível com HEMTs, vide Tabela IV-I, pois somente duas camadas de GaAlAs são usadas.

A utilização de outros materiais tais como: InGaAsP e InGaAlAs, compatíveis com a segunda geração de CIMM, no estudo do modulador apresentado, é também sugerida para futuras pesquisas.

A solução usada no projeto do dispositivo investigado também pode ser interessante de ser aplicada em outros dispositivos, tais como: filtros e acopladores direcionais, os quais podem ser utilizados como elementos na multiplexação por divisão do comprimento de onda "WDM" e, mesmo, como moduladores.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. T. L. Koch e U. Koren, "Semiconductor Photonic Integrated Circuits", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-27, pg. 641 - 653, 1991.
2. U. K. Mishra et alii, "The AlInAs - GaInAs HEMT for Microwave and Millimeter - Wave Applications", IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., vol. MTT-37,, pg. 1279 - 1284, 1989.
3. A. A. A. de Salles, "Optical Control of GaAs MESFETs", IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., vol. MTT-31, pg. 812 - 820, 1983.
4. A. A. A. de Salles e M. A. Romero, "AlGaAs/GaAs HEMTs under Optical Illumination", IEEE Trans. Theory and Techn., vol. MTT-39, pg. 2010 - 2012, 1991.
5. P. R. Herczfeld, "Monolithic Microwave - Photonic Integrated Circuits: a Possible Follow - up to MIMIC", Microwave Journal, vol. 35, pg. 35 - 78, 1992.
6. A. Madjar et alii, "Analytical Model for Optically Generated Current in GaAs MESFETs", IEEE Trans. Theory and Techn, vol. MTT - 40, pg. 1681 - 1691, 1992.
7. S. Y. Wang, "High - Speed III-V Electrooptic Waveguide Modulators at 1.3 μm ", J. Lightwave Techn., vol. LT - 6, pg. 758 - 771, 1988.

8. R. G. Walker, "High - Speed III-V Semiconductor Intensity Modulators", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE-27, pg. 654 - 667, 1991.
9. J. G. Mendoza-Alvarez et alii, "Analysis of Depletion Edge Translation Lightwave Modulators", J. Lightwave Techn., vol. LT - 6, pg. 797 - 807, 1988.
10. S. S. Lee et alii, "Analysis and Design of High - Speed High Efficiency GaAs-AlGaAs Double-Heterostructure Waveguide Phase Modulator", J. Quantum Electron., vol. QE-27, pg. 726 - 736, 1991.
11. S. Adachi, "GaAs, AlAs, and $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$: Material Parameters for Use in Research and Device Applications", J. Appl. Phys., pg. R1 - R29, 1985.
12. D. T. F. Marple, "Refractive Index of GaAs", J. Appl. Phys, vol. 35, pp. 1241 - 1242, 1964.
13. H. C. Casey Jr. et alii, "Refractive Index of AlGaAs between 1.2 and 1.8 eV, Appl. Phys. Lett., vol. 24, pp. 63 - 65, 1974.
14. H. Takeuchi e K. Oe, "Low - Loss Single Mode GaAs/AlGaAs Miniature Optical Waveguides with Straight and Bending Structures", J. Lightwave Techn., vol. LT - 7, pp. 1044 - 1053, 1989.

15. M. T. Camargo Silva e B - H. V. Borges, "CAD para Guias de Onda Tipo Rib", Anais Quarto Simpósio Brasileiro de Microondas, pp. 127 -132, São Carlos, 1990.
16. H. Inoue et alii, "Low Loss GaAs Optical Waveguides", IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED - 32, pp. 2662 - 2667, 1985.
17. W. G. Spitzer e J. M. Whelan, "Infrared Absorption and Electron Effective Mass in n - Type Gallium Arsenide", Phys Rev., vol. 114, pp. 59 -63, 1959.
18. H. Kressel e J. K. Butler, "Semiconductor Lasers and Heterojunction LEDs", Academic Press, New York, 1977.
19. A. M. Sergent et alii, "Loss Measurement in p - Type GaAs Dielectric Waveguides Using Raman Scattering", J. Appl. Phys., vol. 50, pp. 2552 - 2554, 1979.
20. A. Carenco, "Semiconductor Waveguides in III - V Materials for Integrated Optics", European Conference on Integrated Optics Technical Digest, pp. 1 - 7, Glasgow, 1987.
21. S. Y. Wang, "High - Speed III-V Electrooptic Waveguide Modulators at 1.3 μm ", J. Lightwave Techn., vol. LT - 6, pg. 758 - 771, 1988.

22. M K. Hibbs - Brenner e C. T. Sullivan, "Low - Loss AlGaAs Optical Rectangular Waveguides at 830 nm", Appl. Phys. Lett., vol. 56, pp. 1529 - 1531, 1990.

23. S. M. Jensen et alii, "Low - Loss Optical Waveguides in Single Layers of GaAlAs", J. Appl. Phys., vol. 46, 3547 - 3548, 1975.

24. C - A. Berseth et alii, "The Electro - Optic Coefficients of GaAs: Measurements at 1.32 and 1.52 μm and Study of their Dispersion between 0.9 and 10 μm ", J. Appl. Phys., vol. 71, pp. 2821 - 2825, 1992.

25. J. Faist e F - K. Reinhart, "Phase Modulation in GaAs/AlGaAs Double Heterostructures I - Theory", J. Appl. Phys., vol. 67, pp. 6998 - 7005, 1990.

26. B. R. Bennett et alii, "Carrier - Induced Change in Refractive Index of InP, GaAs, and InGaAsP", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE - 26, pp. 113 - 122, 1990.

27. H. C. Huang, "The carrier effects on the Change of Refractive Index for n - Type GaAs at $\lambda = 1.06, 1.3, \text{ and } 1.55 \mu\text{m}$ ", J. Appl. Phys, vol. 67, pp. 1497 - 1503, 1990.

28. S. M. Sze, "Semiconductor Devices - Physics and Technology", John Wiley, New York, 1985.

29. S. Wang, "Fundamentals of Semiconductors - Theory and Device Physics", Prentice - Hall, Englewood - Cliffs, 1989.
30. M. T. Camargo Silva e P. R. Herczfeld, "MMIC Based Optical Modulator Design", IEEE MTT - S International Microwave Symposium, Albuquerque, pp. 571 - 574, 1992.
31. D. C. Flanders et alii, "Grating Filters for Thin - Film Optical Waveguides", Appl. Phys. Lett., vol. 24, pp. 194 - 196, 1974.
32. D. Marcuse, "Directional Couplers Made of Nonidentical Asymmetric Slabs. Part II - Grating - Assisted Couplers", IEEE J. Lightwave Techn., vol. LT - 5, pp. 268 - 273, 1987.
33. Y. Suematsu et alii, "Dynamic Single - Mode Semiconductor Lasers with a Distributed Reflector", J. Lightwave Techn., vol. LT - 1, pp. 161 - 176, 1983.
34. T. Suhara e H. Nishihara, "Integrated Optics Components and Devices Using Periodic Structures", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE - 22., pp. 845 - 867, 1986.
35. S. Wang, "Principles of Distributed Feedback and Distributed Bragg - Reflector Lasers", IEEE J. Quantum Electron., Vol. QE - 10, pp. 413 - 427, 1974.

36. W. Streifer et alii, "Coupling Coefficients for Distributed Feedback Single - and Double - Heterstructure Diode Lasers", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE -11, pp. 867 - 873, 1975.
37. A. Yariv, "Couple - Mode Theory for Guided - Wave Optics", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE -9, pp. 919 - 933, 1973.
38. S. T. Peng et alii, "Theory of Periodic Dielectric Waveguides" IEEE Trans. Microwave Theory and Techn., vol. MTT - 23, pp. 123 - 133, 1975.
39. J. K. Butler et alii, "A Boundary Element Technique Applied to the Analysis of Waveguides with Periodic Surface Corrugation", IEEE J. Quantum Electron., vol. QE - 28, pp. 1701 - 1709, 1992.
40. D. R. Scifres et alii, "Highly Collimated Laser Beams from Electrically Pumped SH GaAs/GaAlAs Distributed - Feedback Lasers", Appl. Phys. Lett., vol. 26, pp. 48 - 50, 1975.