

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

RAFAEL ALVES DE SOUZA RIBEIRO

Refratômetro por ondas evanescentes em guias de ondas planares

SÃO CARLOS
2010

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

RAFAEL ALVES DE SOUZA RIBEIRO

“Refratômetro por ondas evanescentes em guias de ondas planares”

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo, para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Física Aplicada
Orientador: Prof. Dr. Sérgio Carlos Zílio

São Carlos
2010

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTES TRABALHOS, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação IFSC/USP

Ribeiro, Rafael Alves de Souza

Refratômetro por ondas evanescentes em guias de ondas planares / Rafael Alves de Souza Ribeiro; orientador Sergio Carlos Zilio.-- São Carlos, 2010.

126 p.

Dissertação (Mestrado em Ciência - Área de concentração: Física Aplicada) – Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo.

1. Refratometria. 2. Guias de ondas planares. 3. Ondas evanescentes. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Rafael Alves de Souza Ribeiro

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências.
Área de Concentração: Física Aplicada.

Aprovado(a) em: 06.12.2010

Comissão Julgadora

Prof(a). Dr(a). Sergio Carlos Zílio

Instituição: IFSC/USP

Assinatura



Prof(a). Dr(a). Flavio Horowitz

Instituição: UFRGS

Assinatura



Prof(a). Dr(a). Paulo Barbeitas Miranda

Instituição: IFSC/USP

Assinatura



Verso FOLHA DE APROVAÇÃO!

*Em homenagem aos meus pais, Nelson e Sueli,
que tanto me apoiaram em todos esses anos de estudo;
sem ambos eu nunca estaria onde estou.*

AGRADECIMENTOS

Primeiramente à Deus, que em muitos momentos difíceis encontrados nesses últimos anos, Ele foi o único que me ouvia.

Aos meus amigos do Grupo de Fotônica pelo apoio técnico, discussões, troca de idéias, confraternizações e, acima de tudo, pela amizade que construímos nesses anos de graduação e de pós-graduação. São eles: Paulo Henrique, Jonathas, Marcão, Vinicius, Erick, Leonardo (Tchê), Daniel Silva, Daniel Corrêa, Marcelo, Pablo, Anderson, Émerson, Alessandra, Gabriel, André, Daniel Pereira e José. Quero oferecer um agradecimento especial aos professores do grupo: ao prof. Cléber Mendonça que sempre me respeitou e me aconselhou tanto em assuntos relacionado á física, ao IFSC OSA Student Chapter e até mesmo às minhas perspectivas profissionais; ao prof. Lino Misoguti, pela paciência, dedicação ao trabalho e acima de tudo pela amizade; ao prof. Máximo Siu Li, uma “enciclopédia ambulante” que sempre esteve disposto a me auxiliar e pela ótima experiência proporcionada a mim ao ser o monitor do Laboratório Avançado de Física durante o primeiro semestre de 2009 e, por último e sem sombras de dúvida, um agradecimento especial ao prof. Sérgio Carlos Zílio, que foi um dos idealizadores da ênfase Óptica e Fotônica do curso de Física do IFSC, foi meu orientador de iniciação científica durante os anos de graduação entre 2006 e 2007 e agora meu orientador de mestrado. Agradeço-o muito por toda a sua ajuda, pelos seus ensinamentos, seus conselhos, suas inúmeras broncas (todas com razões!) que ele me deu, pelas nossas discussões que tivemos em todos esses anos e, acima de tudo, pela grande amizade e respeito. Obrigado Zilião!

Aos meus amigos de longa estrada, que vêm lá da graduação e que com toda a certeza não irei esquecer os momentos que passamos juntos: Edmundo (Queijinho), Guilherme (Blane), Elias, Fábio, Renato, Bruno (Manso), Gustavo (John), Jeremias, Toiça, Caíça, Jaime, Magali, Michael, Orlando, Pinduca...são muitas amizades e histórias das mais divertidas e loucas! Valeu galera e vamos lá!

Aos meus grandes amigos de Araraquara! São pessoas que vêm trilhando caminhos juntos durante muito tempo mesmo!!! Bora lá nos nomes: Rafael e Renan Palomino, Daniel Japonês, Breno, Fred, Juliana Mitittier, Robertinho, Leandro Malandrão, Anderson,

Alexandre, Bianca, Aninha, Carla, Celso, Gerson...e aí vai!!! Valeu galera, de alguma forma todos influenciaram esses anos aí.

À minha família, que com certeza é meu porto seguro. Sem sombra de dúvida que sem eles eu não estaria onde estou hoje. Seja por um simples gesto de incentivo, um sorriso de orgulho, um abraço mais apertado no domingo de noite antes de viajar rumo à São Carlos, o pagamento da taxa de inscrição da Fuvest...seja por quaisquer um dessas pequenas ações, sou hoje quem sou por pequenos detalhes. Agradeço de coração aos meus pais, Nelson e Sueli, e ao meu irmão, Junior! E à outro carinha que está conosco desde novembro de 2001...Miguel, também conhecido por Migueleza ou Miguelito!!! Garoto fantástico esse meu sobrinho! Aproveito também para fazer uma homenagem à minha avó Bete, que nos deixou ainda esse ano. Todos nós sentimos grande saudade, porém aquela saudade gostosa de sentir. A fé de que “Deus sabe o que faz” nos consola diariamente! Beijão “Dona Vó”!

E por fim, mas não menos importante, à Helena. Ela é uma pessoa maravilhosa que tive a grande sorte de conhecer e poder compartilhar momentos tão intensos e reais ao seu lado durante alguns dos anos mais importantes de minha vida. Deus foi muito bondoso comigo ao fazer nossos caminhos cruzarem. Ela é uma pessoa linda em todos os aspectos, adora e ama a vida, é intensa em suas atitudes, tem uma personalidade complexa e, por esse motivo, é muitas vezes incompreensível, até mesmo para os mais próximos! Além do mais, ela teve participação direta nessa dissertação: ela foi responsável pela correção gramatical! Beijão, Helena!

"Certo, temos que ir.
E quando damos o passo
muito do que somos fica.
Muito mais seremos".

José Inácio Vieira de Melo

RESUMO

RIBEIRO, R. A. S. **Refratômetro por ondas evanescentes em guias de ondas planares.** 2010. 126 p. Dissertação (Mestrado em Ciência) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2010.

Nesse trabalho, propomos uma modificação da técnica de caracterização de filmes conhecida por *m-line* para o desenvolvimento de um refratômetro para gases e líquidos. O princípio dessa técnica consiste no acoplamento de ondas evanescentes em guias de ondas planares obtidos via o fenômeno da reflexão total interna frustrada através de dispositivos acopladores. Observa-se experimentalmente, após incidir um feixe de laser contínuo na base do acoplador óptico, uma grande atenuação da radiação refletida para determinados ângulos de incidência, que é justamente a radiação acoplada nos modos permitidos pelo guia de onda. Medindo-se os valores desses ângulos e usando a teoria de acoplamento, é possível determinar as características desconhecidas do sistema. Esse sistema consiste de um acoplador óptico semicircular de alto índice de refração em cuja base foram depositados, via evaporação, um filme de dióxido de silício (SiO_2) e outro de dióxido de zircônio (ZrO_2). Ou seja, o sistema resume-se a dois meios finitos (filmes) prensados entre dois meios semi-infinitos (prisma e amostra). Como a espessura dos filmes e os índices de refração complexos dos filmes e do prisma são conhecidos, a única variável é o índice de refração do quarto meio, que é a amostra da qual se deseja medir o índice de refração. Estudamos a influência que cada um dos parâmetros externos exerce sobre o perfil refletido, tais como comprimento de onda e polarização da radiação incidente, espessuras e índices de refração dos filmes e o formato dos dispositivos acopladores. Descrevemos o comportamento do sistema quando o feixe incidente possui perfil gaussiano, que é perfil dos lasers usualmente usados em pesquisa. As espessuras das camadas de SiO_2 e de ZrO_2 foram otimizadas tendo em vista a faixa dos valores do índice de refração das amostras que se deseja medir. A otimização do sistema é obtida via teoria de guiamento de radiação em guias de ondas planares para o caso de quatro meios. Para a aquisição e tratamento dos dados desenvolvemos um programa na plataforma LabVIEW[®] que processa a imagem detectada por uma câmera CCD no visível, possibilitando o acompanhamento da variação do feixe refletido em função da variação do índice de refração da amostra. Assim, além de determinar ponto a ponto a variação do perfil refletido, é possível determinar a dinâmica em que esse efeito se realiza, gerando possibilidades de aplicação da técnica em áreas relacionadas à dinâmica química e bioquímica. Para confirmação da efetividade da técnica, realizamos medidas da variação do índice de refração do ar em função

da umidade relativa, temperatura, pressão e para soluções de glicose. O sistema demonstrou sensibilidade suficiente para acompanhar mudanças do índice de refração do ar da ordem de 10^{-6} .

Palavras-chave: Refratometria. Guias de ondas planares. Ondas evanescentes.

ABSTRACT

RIBEIRO, R. A. S. **Refractometer by evanescent waves in planar waveguides**. 2010. 126 p. Dissertação (Mestrado em Ciência) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2010.

In this work, we propose a modification of the technique for characterization of films known as the m-line for the development of a refractometer for liquids and gases. The principle of this technique is coupling evanescent waves in planar waveguides obtained by the phenomenon of frustrated total internal reflection devices through devices couplers. It is experimentally observed, after focusing a continuous laser beam at the base of the coupler, a large attenuation of the reflected radiation for certain angles of incidence, which is precisely the radiation coupled in the modes allowed by the waveguide. Measuring the values of these angles and using the coupling theory, it is possible to determine the unknown characteristics of the system. This system consists of a semicircular optocoupler high refractive index which in the base was deposited, via evaporation, a film of silicon dioxide (SiO₂) and a zirconium dioxide (ZrO₂). In other words, the system is similar to a two finite media (films) pressed between two semi-infinite media (prism and sample). As the film thickness and complex refractive indices of the film and the prism are known, the only variable is the index of refraction of the fourth medium that is the sample from which it is aimed to measure the refractive index. We studied the influence that each of the external parameters has on the reflected profile, such as wavelength and polarization of the incident radiation, thicknesses and refractive indices of the films and the format of the devices couplers. We describe the system behavior when the incident beam has a Gaussian profile, which is usually the profile of the lasers usually used in researches. The thicknesses of the layers of SiO₂ and ZrO₂ were optimized in function of the range of the refractive index values of the samples to be measured. System optimization is obtained via the guiding theory of radiation in planar waveguides for the case of four mediums. For acquisition and data processing, a program were developed in LabVIEW[®] platform that processes the image detected by a CCD camera in visible light, allowing us to relate the variation of the reflected beam to the value of the refractive index of the sample. Thus, besides determining the variation of the profile reflected, it is possible to determine the dynamic in which this effect takes place, generating opportunities for application of the technique in areas related to the dynamic chemistry and biochemistry. To confirm the effectiveness of the technique, we performed measurements of the variation of the refractive index of air as a function of relative humidity, temperature,

pressure and glucose solutions. The system shows sufficient sensitivity to follow changes in the refractive index of air in the order of 10^{-6} .

Keywords: Refractometry. Planar waveguides. Evanescent waves.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1 - Método do ângulo de desvio mínimo	28
Figura 2.2 - Corte transversal de um refratômetro de Abbe, Hanson ²⁵	29
Figura 2.3 - Refratômetro de Pulfrich	31
Figura 2.4 - Determinação de índice de refração de amostras sólidas utilizando refratômetro de Pulfrich.....	32
Figura 2.5 - Modos de excitação de plásmons de superfícies nas configurações: a) Kretschmann, b) Otto. Vivas ²⁸	34
Figura 2.6 - Espectro de ressonância plasmônica de superfície característico para uma interface prisma/metálico e metal/ar. Vivas ²⁸	35
Figura 2.7 - Interferômetro de Michelson	36
Figura 2.8 - Princípio de interferência de múltiplos feixes. Zílio ⁵	38
Figura 2.9 - Função de Airy. Zílio ⁵	39
Figura 2.10 -Princípio da técnica de refratometria	40
Figura 3.1 -Lei de Snell e coeficientes de Fresnel para sistemas de duas camadas	46
Figura 3.2 - Refração de uma onda de um meio menos denso para um mais denso com a) $\theta_c > \theta_1$ e b) $\theta_c < \theta_1$	46
Figura 3.3 -Polarização <i>s</i> e <i>p</i> para sistemas de interface simples	48
Figura 3.4 - Reflexão total interna frustrada.....	52
Figura 3.5 - Notação dos meios para utilização da teoria de matriz de transferência	54
Figura 3.6 - Guia de onda planar simples, composto de um filme com índice de refração n_1 , com espessura W , entre dois meios de índices n_2 e n_0	56
Figura 3.7 - Modos de propagação em um guia de onda planar.....	57
Figura 3.8 - Perfil da amplitude do campo elétrico em cada um dos modos. Adaptação de Limbardi ⁷⁶	60
Figura 3.9 - Relação de dispersão para modos guiados em guias de onda dielétricos – soma das fases relativas ao caminho óptico transversal e reflexões internas totais.....	62

Figura 3.10 - Condição de guiamento, representado por W em função de N para os cinco primeiros modos e ambas as polarizações	64
Figura 3.11 - Acoplamento em um guia de onda dielétrico (a) focalizando a luz em um ângulo apropriado, (b) utilizando um acoplador e um desacoplador óptico e (c) usando o mesmo dispositivo para acoplar e desacoplar	66
Figura 3.12 -Princípio da técnica de m -line	67
Figura 3.13 -Setup da técnica de m -line. CSMFO Group.....	68
Figura 3.14 -Modificação da técnica de m -line.....	69
Figura 3.15 -Relação de dispersão em guias de onda dielétricos para modos guiados na presença do acoplador óptico – reflexão interna total na interface guia de onda- gap é influenciada pelo acoplador óptico.....	70
Figura 3.16 -Estrutura do sistema de quatro meios SF11/SiO ₂ / ZrO ₂	72
Figura 3.17 -Coeficiente de reflexão para o sistema SF11/SiO ₂ / ZrO ₂ com destaque para a região de ressonância	72
Figura 3.18 -Gráfico tridimensional do coeficiente de reflexão do sistema em função do ângulo de incidência e da espessura S da camada acopladora	73
Figura 3.19 -Influência das espessuras S e W na posição angular da ressonância	74
Figura 3.20 -Influência da espessura S na largura angular da ressonância, mantendo o valor de $W=65$ nm.....	74
Figura 3.21 - (a) Coeficiente de reflexão para ambas as polarizações demonstrando o valor de mínimo (linha vertical azul) e (b) fase adquirida pela onda refletida para as duas polarizações	76
Figura 3.22 - Perfil do campo elétrico no sistema SF11/SiO ₂ 800nm/ ZrO ₂ 65nm.....	78
Figura 3.23 - Modelo para o feixe refletido com incidência de feixe com perfil gaussiano. Linha sólida: centro da gaussiana; linha tracejada: um feixe particular da gaussiana deslocado de um valor θ do centro da gaussiana ($\theta_3 + \theta$).....	79
Figura 3.24 - Perfil refletido pelo sistema pela incidência de um feixe gaussiano: a) no regime de campo próximo, $z_{r_0} = 0$; b) e $z_{r_0} \gg \lambda_0$, para três espessuras da camada acopladora	83
Figura 3.25 - Sensitividade do sistema SF11/SiO ₂ / ZrO ₂ em função de N para os modos $m=0$, 1 e 2.....	85
Figura 3.26 - Determinação da espessura do guia de onda utilizando o valor N_{max} encontrado	86
Figura 3.27 - Gráfico de relevo para a determinação da espessura da camada acopladora, S .	87

Figura 4.1 - Geometria dos acopladores ópticos usados no projeto	90
Figura 4.2 - Desenho óptico do bloco semicircular demonstrando a posição do foco e sua analogia com um cilindro	91
Figura 4.3 - Imagens de campo distante ressonante e não ressonante projetadas em um anteparo e detectadas pela câmera CCD.....	94
Figura 4.4 - Perfil refletido é diretamente detectado pela câmera CCD. A imagem corresponde a de campo intermediário.....	95
Figura 4.5 - Imagens de campo próximo ressonante e não ressonante.....	96
Figura 4.6. Imagens de campo próximo obtidas através da técnica de m-line, detectadas por uma câmera CCD (a) sem acoplamento, (b) com acoplamento fraco, (c) com acoplamento forte. Monneret, Huguet-Chantôme e Flory ²²	96
Figura 4.7 - Sistema BSC/SiO ₂ /ZrO ₂ /amostra, com perfil refletido captado diretamente pela câmera CCD.....	97
Figura 4.8 - Câmera CCD Webcam Logitech de 320x240 pixels	99
Figura 4.9 - Distância da CCD à base do acoplador óptico e sua relação com a detecção das posições das linhas.....	100
Figura 4.10 - Princípio do PATD	101
Figura 4.11 - Princípio do sistema RGB	101
Figura 4.12 - Imagem do perfil refletido pelo BSC e gráfico gerado pelo programa. A linha vermelha indica qual a linha horizontal da CCD é analisada	102
Figura 4.13 - Painel frontal do PATD com indicações das funcionalidades.....	103
Figura 4.14 - Suporte de acrílico para medidas da variação do índice de refração com a umidade relativa do ar. Em destaque, as duas entradas do vapor de água e do fluxo de N ₂	107
Figura 4.15 - Suporte de aço inoxidável para as medidas de variação do índice de refração em função da pressão.....	108
Figura 4.16 - Suporte para os acopladores ópticos responsável pelas medidas de amostras líquidas, com destaque para as com canais de fluxo	109
Figura 4.17 - Espalhamento de luz no guia de onda e perfil refletido gerado por uma gota d'água	110
Figura 5.1 - Resultado experimental da variação do índice de refração do ar em função da temperatura	111
Figura 5.2 - Resultado experimental da variação do índice de refração do ar em função da umidade relativa do ar	112

Figura 5.3 - Resultado experimental da variação do índice de refração do ar em função da pressão..... 113

Figura 5.4 - Resultado experimental da variação do índice de refração de soluções de glicose 114

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	21
2	ÍNDICE DE REFRAÇÃO E SUAS TÉCNICAS DE MEDIDAS.....	25
2.1	Índice de refração	25
2.2	Técnicas refratométricas.....	27
2.2.1	Refração e reflexão.....	27
2.2.1.1	Método do ângulo de desvio mínimo	28
2.2.1.2	Refratômetros de Abbe.....	29
2.2.1.3	Refratômetros de Pulfrich	31
2.2.1.4	Refratômetros diferenciais.....	32
2.2.2	Ressonância plasmônica de superfície	33
2.2.3	Interferometria.....	35
2.2.3.1	Dois feixes.....	36
2.2.3.2	Múltiplos feixes.....	37
2.2.3.3	Elipsometria	40
2.2.4	Guias de ondas	41
2.2.4.1	Fibras Ópticas.....	41
2.2.4.2	Guias Planares	42
2.3	Características desejáveis de um sensor	43
3	FUNDAMENTOS TEÓRICOS.....	45
3.1	Lei de Snell e reflexão total interna.....	45
3.2	Coeficientes de Fresnel	47
3.2.1	Interfaces simples	48
3.2.2	Fase da reflexão total interna – Fase de Goos-Hänchen.....	50
3.2.3	Caso geral – Matriz de transferência	53
3.3	Guias de ondas planares	55
3.3.1	Modos livres em guias de ondas planares dielétricos	56
3.3.2	Campo eletromagnético em meio de múltiplas camadas.....	58
3.3.3	Relação de dispersão para modos guiados livres em guias de ondas dielétricos	62
3.3.4	Guias com vazamento	65
3.4	Acoplamento de radiação em filmes por dispositivos acopladores	65
3.4.1	Relação de dispersão em guias de ondas dielétricos para modos guiados na presença de acoplador óptico.....	69

3.5	Sistema de 4 meios - SF11/SiO ₂ /ZrO ₂ /amostra	71
3.5.1	Fase da onda refletida	75
3.5.2	Campo elétrico no sistema	77
3.5.3	Reflexão de ondas gaussianas	78
3.5.4	Otimização do sistema	84
3.5.4.1	Sensitividade – Espessura do guia de onda (W)	84
3.5.4.2	Finesse – Espessura da camada acopladora (S)	86
4	MATERIAIS E MÉTODOS	89
4.1	Dispositivos acopladores	89
4.2	Deposição dos filmes	92
4.2.1	Dióxido de silício	92
4.2.2	Dióxido de zircônio	93
4.3	Sistema Acoplador óptico/SiO ₂ /ZrO ₂ /amostra	93
4.4	Sistema de aquisição de dados	98
4.4.1	Charge-coupler-device (CCD)	98
4.4.2	Programa de aquisição e tratamento dos dados	100
4.5	Referência dos índices de refração - equações de Edlén	104
4.6	Montagens experimentais	105
4.6.1	Temperatura	106
4.6.2	Umidade relativa	106
4.6.3	Pressão	107
4.6.4	Líquidos	108
5	RESULTADOS EXPERIMENTAIS	111
5.1	Temperatura	111
5.2	Umidade	112
5.3	Pressão	113
5.4	Líquidos	114
6	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	117
	REFERÊNCIAS	119

1 Introdução

O índice de refração de um meio material é um parâmetro físico muito importante porque define as suas propriedades ópticas. A técnica que determina o valor do índice de refração de materiais e estuda seu comportamento em função de agentes e estímulos externos é denominado de refratometria. Em geral, esse índice é dependente de parâmetros internos – que dizem respeito à estrutura atômica ou molecular do material – e de parâmetros externos – temperatura, comprimento de onda da radiação, pressão, campo elétrico e magnético etc – sendo responsável por originar vários fenômenos ópticos, tais como dispersão cromática, anisotropia, efeito termo-óptico e eletro-óptico, efeito Faraday, auto-modulação de fase (efeito Kerr óptico), efeito fotoelástico, entre outros ¹⁻⁴. Por isso, a determinação precisa da parte real e da parte imaginária do índice de refração é importante em vários campos de pesquisa, dentre os quais podemos citar: monitoramento da poluição ambiental ⁶, caracterização de filmes finos ^{7,8} e de vidros ópticos para aplicações em litografia e telecomunicações ⁹, análise de propriedades ópticas de gases ¹⁰, desenvolvimento de sistemas ópticos precisos ^{11,12}, aplicações em diagnóstico e tratamento de tecido humano para uso em técnicas cirúrgicas e preventivas ¹³, entre outras. As aplicações da refratometria são exploradas também em diversas linhas de produção de indústrias, tais como de bebidas, farmacêuticas, processamento de alimento e de óleos vegetais, cosméticos, química fina (ex. aditivos), celulose, papel e polímeros ¹⁴, pelo fato de podermos obter informações sobre concentração e composição de soluções e misturas de solventes através do conhecimento do índice de refração ¹⁵. Assim, como vemos, há uma grande demanda por instrumentos de medidas que sejam simples e ao mesmo tempo robustos e precisos de índices de refração, o que incentiva o aperfeiçoamento dos aparelhos já existentes e a pesquisa e o desenvolvimento de novas técnicas e materiais. É nesse contexto que o presente projeto de pesquisa se dedica à exploração das propriedades de guias de onda com simetria planar para uso em refratometria.

A determinação do índice de refração dos materiais é obtida através da interação de onda eletromagnética com a matéria, pois o estudo e análise dessas interações trazem informações sobre seu índice de refração. Essas informações podem ser obtidas por vários métodos ¹⁵, que dependem da técnica usada: análise do traçado dos raios (uso direto das leis de refração e reflexão); determinação da diferença de caminho óptico percorrida pela luz (princípios interferométricos); medidas das condições de ressonância de excitação de

plásmons de superfície (técnica de ressonância plasmônica de superfície) ¹⁶ ou diferenças de acoplamento e guiamento da luz em guias de onda ⁷.

Entre as técnicas de guias de onda, temos a utilização dos guias de onda planares que são, em geral, compostos por sistemas multicamadas de filmes dielétricos com espessuras e índices de refração tais que permitam o guiamento da luz em seu interior. A teoria que descreve a propagação da luz nesses dispositivos, já bem conhecida ^{17,18}, resume-se à solução das equações de Maxwell com as condições de contorno impostas pelos filmes. Uma aplicação direta do estudo do guiamento nesses dispositivos é a caracterização de sistemas de filmes, que consiste na determinação do índice de refração, da espessura, das propriedades mecânicas e térmicas, da não-homogeneidade do índice de refração e da anisotropia dos filmes ⁷. Algumas dessas características são dependentes do comprimento de onda da radiação incidente, do ângulo de incidência e da polarização.

Dentre os métodos de caracterização de filmes finos temos o acoplamento de radiação por prisma através do fenômeno de reflexão total interna, *Totally Reflecting Prism Coupler*, conhecida também por técnica de *m-line* e estudado teoricamente por vários autores no começo da década de 70 ²⁰⁻²². Essa técnica consiste na medida dos ângulos síncronos em que ocorre o acoplamento de radiação, através de um acoplador óptico, nos modos permitidos pelo filme. Este atuará, portanto, como um sistema de guia de onda. Os valores desses ângulos síncronos trazem informações sobre o valor do índice de refração complexo, ou seja, seu valor tanto real quanto imaginário, e a espessura dos filmes que compõe o guia de onda. Na prática, o filme é crescido sobre um substrato de propriedades conhecidas que então é pressionado mecanicamente contra a base de um prisma, formando uma camada de ar entre este e o filme. A determinação da espessura dessa camada de ar se torna necessária para caracterizar o filme ²². O escopo principal desse projeto de pesquisa é a modificação desta técnica para o desenvolvimento de um refratômetro.

Essa modificação consiste em duas partes: 1^a) substituição da camada de ar por outra camada dielétrica de espessura e índice de refração complexo conhecidos, e 2^a) substituição do acoplador óptico tradicional (prisma) por um acoplador óptico semicircular. A justificativa da primeira substituição se dá pelo fato que a espessura da primeira camada dielétrica torna-se agora um parâmetro conhecido, faltando determinar, portanto, apenas o valor do índice de refração do substrato – o material que desejamos analisar, que pode ser gasoso ou líquido. A justificativa da segunda substituição é a de que esse acoplador semicircular dispensa o uso de uma lente de focalização e possibilita o alargamento do perfil refletido, facilitando sua

detecção. O sistema torna-se então mais compacto, com maiores possibilidades de aplicações comerciais.

De forma resumida, o sistema que estudamos nesse projeto é um acoplador óptico semicircular com dois filmes finos dielétricos depositados em sua base, de modo que a amostra a ser analisada fique em contato direto com o segundo filme.

Essa dissertação está organizada da seguinte forma:

No capítulo 2 descreveremos algumas das técnicas mais importantes de refratometria, com seus aparelhos comerciais e montagens experimentais, com destaque para a técnica que utiliza guias de onda.

O capítulo 3 é o escopo teórico do projeto de pesquisa dessa dissertação. Será demonstrado o caso geral que usamos nas simulações dos coeficientes de reflexão e transmissão de sistemas multicamadas. A seguir destacaremos os guias de onda planares e o processo de acoplamento de radiação por dispositivos acopladores. Por fim, analisaremos com mais detalhes o sistema de 4 meios que foi usado nos experimentos para refratometria.

No capítulo 4 descreveremos os materiais e métodos empregados para obter os primeiros resultados experimentais dessa técnica. Descreveremos princípio do programa de aquisição e tratamento dos dados desenvolvido em plataforma LabVIEW e as equações de Edlén, que são referências de valores de índices de refração do ar em função de variáveis ambientais largamente usadas na literatura.

Por fim, demonstraremos os resultados experimentais obtidos no capítulo 5.

2 Índice de refração e suas técnicas de medidas

Nesse capítulo introduziremos o conceito de índice de refração demonstrando os fenômenos associados com dependências de parâmetros internos e externos e as técnicas mais conhecidas para sua medição absoluta e relativa. Por fim, descreveremos quais são as características desejáveis de um sensor em geral.

2.1 Índice de refração

O índice de refração real, n , de um meio é definido como a razão da velocidade da onda no vácuo, c , pela sua velocidade de grupo, v_g , no seu interior:

$$n = \frac{c}{v_g} \quad (2.1)$$

O Eletromagnetismo, teoria unificada desenvolvida por James Maxwell, descreve o comportamento das ondas eletromagnéticas em interação com a matéria através das famosas Equações de Maxwell, que são um grupo de quatro equações que relacionam as características da onda e do meio que a circunda. O valor teórico do índice de refração de um material é determinado através dessa teoria em função da permissividade relativa, ϵ_r , e a permeabilidade relativa μ_r do meio:

$$n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \quad (2.2)$$

onde

$$\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0 \quad (2.3)$$

é a permissividade do meio, com a permeabilidade do vácuo $\epsilon_0 = 8,854 \times 10^{-12}$ F/m e

$$\mu = \mu_r \mu_0 \quad (2.4)$$

é a permeabilidade do meio, com a permeabilidade do vácuo $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$.

Os valores da permissividade e permeabilidade relativa de um meio podem ser complexos que resulta em um índice de refração complexo, η :

$$\eta \rightarrow n + i\beta \quad (2.5)$$

onde agora redefiniremos n como *índice de refração real* e β é índice de refração imaginário, conhecido como *coeficiente de extinção*.

Substituindo esse novo valor na expressão de uma onda plana unidimensional, $\vec{E}(\vec{r}, t) = E_{0y} \exp[i(k_x x - \omega t)] \hat{x}$, obtemos:

$$E_{0x} \exp[i(nk_x x - \omega t)] \exp(-\beta k_x x) \hat{x} \quad (2.6)$$

A intensidade é proporcional ao módulo do campo elétrico, $I \propto EE^*$, assim obtemos

$$I \propto \exp(-2\beta k_x x) = \exp\left(-\frac{4\pi\beta}{\lambda} x\right) \quad (2.7)$$

A expressão (2.7) significa uma onda que decai exponencialmente em função da distância de penetração no meio, em que $\alpha = 4\pi\beta/\lambda$ é o coeficiente de absorção do meio. Assim, o resultado da parte imaginária do índice de refração é uma atenuação na direção de propagação da onda, gerando o valor do coeficiente de absorção. Esse resultado é conhecido como Lei de Beer.

Conforme dito na introdução, o índice de refração é um importante parâmetro físico que define as propriedades ópticas de um material, e que é dependente de parâmetros internos e externos e origina vários fenômenos ópticos. Alguns deles estão resumidos na tabela 1 e cujas explicações podem ser encontradas na literatura¹⁻⁵.

Tabela 2.1 – Propriedades do índice de refração

Notação	Efeito	Exemplos de fenômenos ópticos
$n = n(\lambda)$	Dispersão	Decomposição espectral da luz, GVD
$n = n(\vec{r})$	Não homogeneidade	Trajectoria não retilínea $\frac{d}{ds} \left(n \frac{d\vec{r}}{ds} \right) = \vec{\nabla} n$
$n_x = n_y$	Anisotropia	Birrefringência, dicroísmo se $\sigma_x \neq \sigma_y$
$n_+ = n_-$	Meios chirais	Atividade óptica
$n = n(T)$	Efeito termo-óptico	Lente térmica
$n = n(E)$	Efeito eletro-óptico	Moduladores de luz, geração de novas frequências, birrefringência induzida
$n = n(B)$	Efeito Faraday	Isoladores ópticos
$n = n(I)$	Auto-modulação de fase – Efeito Kerr óptico	Chaves ultra-rápidas
$n = n(\sigma)$	Efeito foto-elástico	Moduladores acústico-ópticos

2.2 Técnicas refratométricas

Existe uma ampla gama de técnicas usadas para a determinação do índice de refração de meios materiais, sejam eles sólidos, líquidos ou gasosos ¹⁵. Descrevemos abaixo as técnicas mais usuais, que são as baseadas na reflexão e refração da luz (método dos ângulos críticos), ressonância plasmônica de superfície, interferometria e guias de onda.

2.2.1 Refração e reflexão

A técnica mais comum e largamente usada em laboratórios e indústrias é a baseada nas propriedades de refração e reflexão da luz, cujos instrumentos mais conhecidos são os refratômetros de Abbe e Pulfrich. Essa técnica baseia-se na mudança de direção que a luz sofre quando passa de um meio para outro, que pode ser mais ou menos denso que o primeiro.

Essa variação de trajeto acontece devido à mudança do índice de refração que a luz encontra na interface dos dois materiais, que pode depender da temperatura, da concentração (no caso de uma solução) e/ou da natureza química da amostra. Demonstraremos a seguir os princípios do método do ângulo de desvio mínimo, refratômetros de Abbe, Pulfrich e diferenciais.

2.2.1.1 Método do ângulo de desvio mínimo

O método do ângulo de desvio mínimo se baseia nas propriedades de propagação da luz no interior de um prisma ^{2,23,24}. Para medidas de índices de refração de líquidos, normalmente se utiliza um prisma oco de 60°, feito de borosilicato ou outro material transparente ao comprimento de onda usado para as medidas e que não espalhe a radiação. A espessura das paredes do prisma não é um fator importante, mas elas devem ser homogêneas, ou seja, deve possuir a mesma espessura durante toda a sua extensão. Este prisma é então preenchido pela amostra que se deseja medir o índice de refração e montado sobre uma mesa goniométrica que permite determinar qual é o ângulo de desvio mínimo, conforme Figura 2.1.

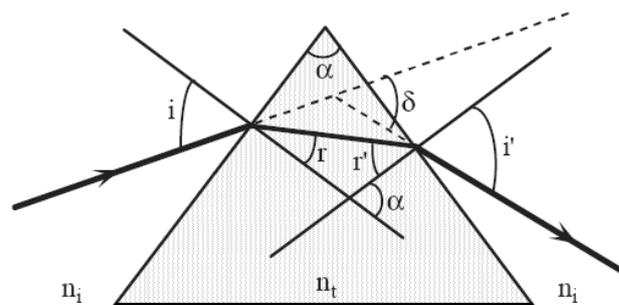


Figura 2.1 - Método do ângulo de desvio mínimo

O ângulo de desvio mínimo, δ_m , está relacionado ao índice de refração da amostra, n_t , da seguinte forma:

$$n_t(\lambda, T) = \frac{\sin\left(\frac{\delta_m + \alpha}{2}\right)}{\sin\left(\frac{\alpha}{2}\right)} n_i(\lambda T) \quad (2.8)$$

onde o n_t é dependente do comprimento de onda da luz, λ , da temperatura, T , do índice do meio externo, n_i , e do ângulo do prisma, α .

Gupta et. al.²³ e Burnett et. al.²⁴ usaram fotomultiplicadores para a detecção do sinal, lâmpadas espectrais como fontes de luz, sistemas de controle de temperatura e pressão para a determinação dos valores absolutos do índice de refração e coeficientes térmicos para sílica fundida e fluoreto de cálcio para comprimentos de onda próximos de 193 nm e para CaF₂, SrF₂, BaF₂ e LiF para 157 nm.

2.2.1.2 Refratômetros de Abbe

O princípio do funcionamento dos refratômetros de Abbe está demonstrado na Figura 2.2

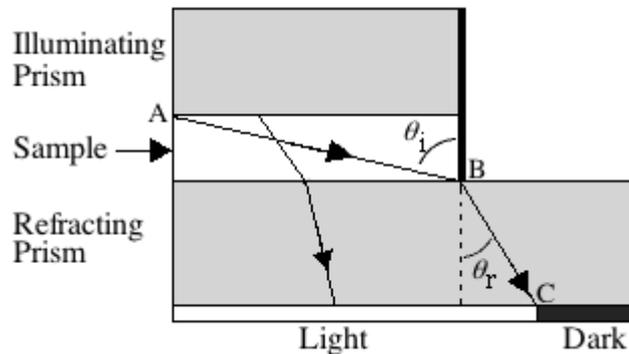


Figura 2.2 - Corte transversal de um refratômetro de Abbe, Hanson²⁵

A amostra líquida é prensada entre dois prismas, um que é iluminado por uma fonte de luz e o outro refrator, conforme Figura 2.2. O prisma refrator é feito de um vidro de alto índice de refração, por exemplo, 1,75, e com isso restringe as medidas para amostras com índice de refração menor que prisma refrator. A radiação é projetada através do primeiro prisma cuja face inferior é granulada, de modo que em cada ponto dessa superfície a radiação é refletida em todas as direções. Podemos observar na Figura 2.2 que o raio de luz que possui o maior ângulo de incidência no prisma refrator é aquele que se origina no ponto A em

direção ao ponto B. Todos os outros raios de luz que incidem sobre o prisma refrator terão ângulos de incidência menores que, ao refratar no prisma refrator, incidirão no lado esquerdo do ponto C. Dessa forma, será gerada na base do prisma refrator uma imagem que possui uma parte clara, referente à incidência de todos os feixes, e uma parte escura, referente à região onde não há incidência de luz. Amostras com diferentes índices de refração irão gerar ângulos diferentes, deslocando a posição da parte escura da imagem, uma vez que o índice de refração de ambos os prismas é conhecido. Através de uma escala de calibração, a posição da linha limite que separa a parte escura da clara da imagem pode ser usada para determinar o índice de refração de qualquer amostra ^{14,15,25}.

Como há dispersão cromática do índice de refração, a fonte de luz do refratômetro de Abbe deve ser monocromática para medidas com mais precisão. Caso seja usada luz de banda larga, o resultado será uma superposição das imagens geradas para cada comprimento de onda, impossibilitando a determinação da posição linha limite. Entretanto, muitos refratômetros de Abbe são projetados para a operação com luz de banda larga através da introdução de um sistema óptico de prismas compensadores depois do prisma refrator, de modo que a dispersão causada pelos prismas seja compensada reproduzindo o resultado que seria obtido caso fosse usada uma luz monocromática no comprimento de onda de 589 nm, a linha D do sódio. Muitos refratômetros são equipados com sensores de temperatura e com um sistema de fluxo de água para manter a temperatura do sistema controlada. Geralmente os valores de índice de refração encontrados na literatura são correspondentes a temperatura entre 20 e 25 °C. A notação usada para expressar o valor do índice de refração em função da temperatura e do comprimento de onda é, por exemplo, $n_D^{20} = 1,3742$ onde o índice superscrito indica a temperatura em graus Celsius e o subscrito denota o comprimento de onda da luz (no caso, a letra D denota a linha D do sódio, 589,3 nm – que é a média dos comprimentos de onda das linhas do dubleto de sódio).

O refratômetro de Abbe é o mais difundido no mercado por vários motivos: baixo custo, facilidade de uso, simplicidade de operação, possibilidade de construção de sistemas portáteis, necessidade de pequenas quantidades de amostras (que podem ser sólidas ou líquidas) para a realização de uma análise, etc. Pode-se alcançar uma precisão típica de 10^{-3} a 10^{-4} no índice de refração.

2.2.1.3 Refratômetros de Pulfrich

O refratômetro de Pulfrich mede o ângulo de desvio da luz ao refratar em uma amostra.

Em geral, essa técnica é usada para medidas de índice de refração de amostras líquidas, em que um recipiente oco de forma prismática, cujo índice de refração, n_p , é conhecido, é preenchido pela amostra. A determinação do desvio da luz incidente nesse sistema, α , conforme Figura 2.3, permite calcular o índice de refração da amostra.

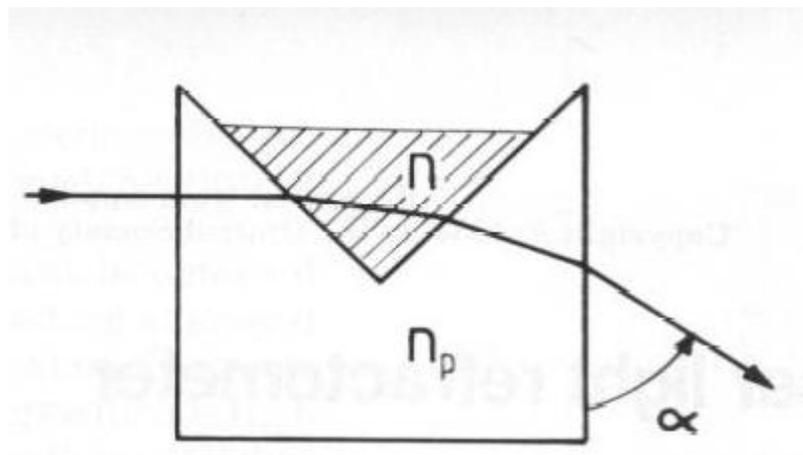


Figura 2.3 - Refratômetro de Pulfrich

Conhecido o valor de α , o índice de refração da amostra é dado por:

$$n(\lambda, T) = \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \alpha} \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \alpha} \quad (2.9)$$

Observe que o índice de refração é, conforme dito acima, dependente do comprimento de onda da luz incidente e da temperatura do sistema. Assim, os aparelhos comerciais devem ter fontes de luz monocromáticas (ou com banda curta) e sistemas de estabilização de temperatura.

É possível também determinar o índice de refração de amostras sólidas, conforme Figura 2.4:

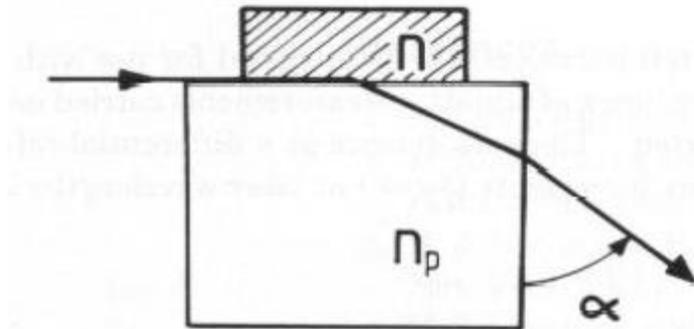


Figura 2.4 - Determinação de índice de refração de amostras sólidas utilizando refratômetro de Pulfrich

A expressão usada é:

$$n(\lambda, T) = \sqrt{n_p^2 - \cos^2 \alpha} \quad (2.10)$$

São necessários certos cuidados para esse tipo de medida de índice de refração. Tanto a amostra quanto o material de referência devem possuir suas interfaces muito planas e polidas, de modo que irregularidades superficiais e a camada de ar não influenciem as medidas. Normalmente usa-se um líquido cujo valor do índice de refração seja mais próximo do valor do material de referência – chamado de líquido “casador” de índices de refração.

Através dessa técnica, pode-se alcançar uma precisão típica de 10^{-4} a 10^{-5} no índice de refração.

As técnicas de desvio mínimo, Abbe e Pulfrich exigem dispositivos que meçam os ângulos com alta precisão, pois os valores dos índices de refração das amostras são obtidos através da determinação desses ângulos. Em geral, para se obter uma incerteza do índice da ordem de 10^{-5} , a incerteza angular deve ser menor que $1''$.

2.2.1.4 Refratômetros diferenciais

Pequenas variações do valor do índice de refração podem ser medidas rapidamente usando os refratômetros diferenciais. O princípio de funcionamento consiste na comparação do índice de refração de uma amostra conhecida (solvente padrão) com a amostra que se deseja determinar o valor do índice de refração.

Um exemplo de montagem experimental desse tipo é a que utiliza uma célula de fluxo com dois compartimentos em contato: uma contendo um solvente padrão e outra contendo o solvente com a amostra. A determinação do índice de refração da amostra é sempre referente ao índice do solvente padrão. Esses tipos de refratômetros são superiores aos convencionais não apenas pela precisão, mas também pela simplicidade experimental e de controle de temperatura ²⁶. Em geral, são utilizados para a determinação de pesos moleculares através da determinação da variação do índice pela concentração ²⁷, em cromatografia líquida, especialmente por permeação de gel ¹⁴, entre outros.

2.2.2 Ressonância plasmônica de superfície

Plásmons são oscilações coletivas da densidade de um gás de elétrons livres, freqüentemente ocorrendo em freqüências ópticas. Já os plásmons de superfície são oscilações eletromagnéticas confinadas à interface de separação de um metal e um meio transparente e cujas características são fortemente dependentes dos parâmetros ópticos dos dois meios, bem como a estrutura da interface ^{16,28}.

A técnica de ressonância plasmônica de superfície aplicada a sensores se baseia no fato de que a posição espectral das ressonâncias dos plásmons de superfície depende das condições do meio externo junto à região do campo eletromagnético próximo ¹⁶. Esse tipo de sensor utiliza um acoplador óptico prismático que possibilita a excitação dos plásmons de superfície em um filme metálico, gerando um grande campo evanescente que interage com a amostra. As variações do índice de refração desta são então inferidas pela determinação da posição angular em que ocorrem as ressonâncias. A precisão típica no índice de refração alcançada por esses dispositivos é da ordem de 10^{-5} . Suas maiores aplicações são relacionadas ao desenvolvimento de biosensores para caracterização e quantificação de interações biomoleculares ^{16, 29-31}.

Existem duas configurações diferentes para se conseguir a excitação de plásmons de superfícies. A primeira é quando um filme metálico é crescido sobre a face de um prisma, de forma que se torna possível acoplar a onda evanescente existente na condição de reflexão total interna com o plásmon de superfície na superfície externa do metal. Esse foi o esquema de acoplamento originalmente concebido por Kretschmann, conforme Figura 2.5a. A segunda configuração é se a superfície metálica for posicionada a uma distância da ordem de um

comprimento de onda da face internamente iluminada do prisma. Essa configuração foi proposta por Otto, conforme Figura 2.5b.

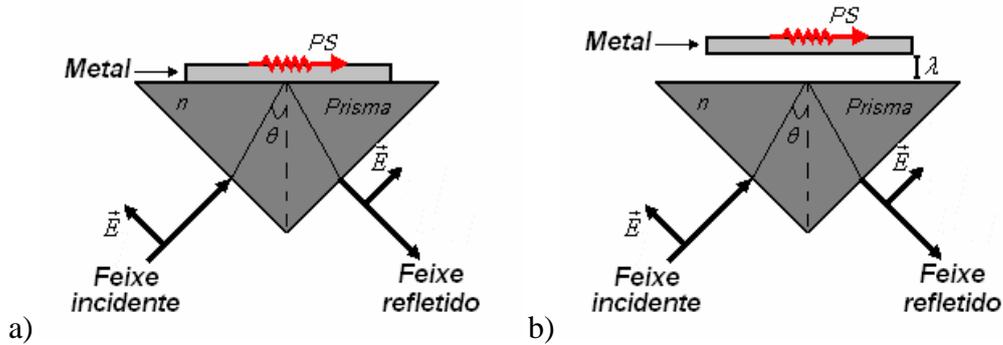


Figura 2.5 - Modos de excitação de plásmons de superfícies nas configurações: a) Kretschmann, b) Otto. Vivas²⁸

O fenômeno de ressonância plasmônica de superfície ocorre quando o vetor de onda da radiação incidente for igual à magnitude do vetor de onda dos plásmons de superfícies. A relação de dispersão dos plásmons de superfície é obtida resolvendo as equações de Maxwell em cada meio e as suas respectivas condições de contorno. Matematicamente é descrita por:

$$k_{ps} = \left(\frac{\omega}{c} \right) \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{\epsilon_d + \epsilon_m}} \quad (2.11)$$

onde ω é a frequência angular, c é a velocidade da luz no vácuo, ϵ_d é a constante dielétrica do dielétrico (amostra) e ϵ_m é a constante dielétrica do metal.

A componente do vetor de onda da radiação incidente pode ser obtida por meios geométricos e é dada por:

$$k_x = \left(\frac{\omega}{c} \right) \sqrt{\epsilon_p} \sin \theta \quad (2.12)$$

onde θ é o ângulo da radiação incidente e ϵ_p é a constante dielétrica do prisma. Assim, igualando as expressões (2.11) e (2.12), encontra-se a posição angular de ressonância plasmônica de superfície:

$$\theta_R = \sin^{-1} \sqrt{\frac{\epsilon_d \epsilon_m}{(\epsilon_d + \epsilon_m) \epsilon_p}} \quad (2.13)$$

em que θ_R é o ângulo incidente pêra o qual os plásmõns de superfície entram em ressonância com a radiação incidente, chamado de ângulo de incidência. Determinando-se esse valor e conhecendo ϵ_p e ϵ_m , encontra-se ϵ_d e conseqüentemente o valor do índice de refração da amostra.

Um espectro típico de ressonância plasmônica de superfície é demonstrado na Figura 2.6.

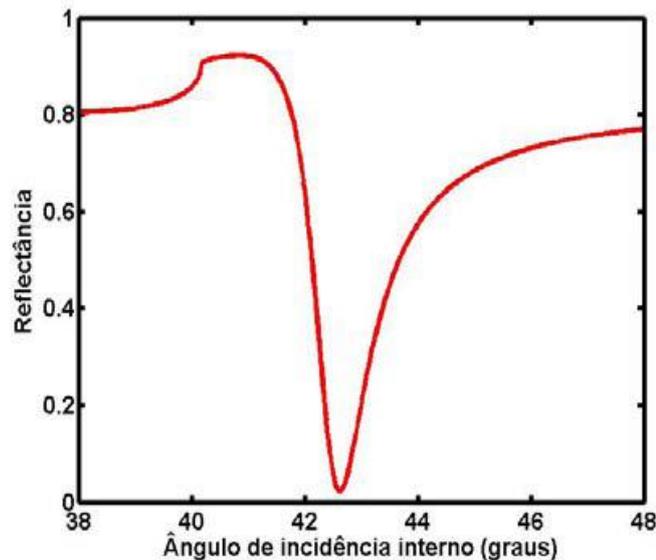


Figura 2.6 - Espectro de ressonância plasmônica de superfície característico para uma interface prisma/metal e metal/ar. Vivas²⁸

2.2.3 Interferometria

As técnicas interferométricas são as que possibilitam a maior sensibilidade na determinação do índice de refração de materiais gasosos. Elas são baseadas na análise da diferença do caminho óptico provocada pelo material que se deseja medir o índice de refração^{1,2}. A incerteza alcançada em algumas montagens experimentais chega à ordem de 10^{-8} , conforme descreveremos a seguir.

Interferência é o fenômeno que tem como origem a adição vetorial dos campos eletromagnéticos, que é o princípio da superposição²⁻⁵.

Dividimos as técnicas interferométricas em três partes: dois feixes, múltiplos feixes e elipsometria.

2.2.3.1 Dois feixes

As montagens experimentais mais conhecidas para interferência de dois feixes é o interferômetro de Michelson. Este consiste de dois espelhos polidos E1 e E2, um dos quais é móvel conforme Figura 2.7:

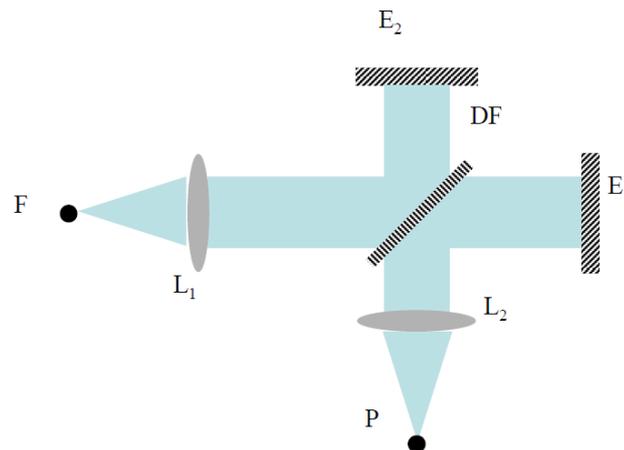


Figura 2.7 - Interferômetro de Michelson

Uma fonte de luz, F, promove a incidência de radiação em um divisor de feixes, DF, de modo que a radiação incidente seja dividida em dois feixes, cada um na direção de um espelho. Após refletir nos espelhos, os feixes interferem e detectados por um detector P, ou projetados por meio de uma lente L2 em um anteparo.

Qualquer variação do caminho óptico, Δ , percorrido pela luz em cada braço do interferômetro muda o perfil de interferência, cujo padrão de intensidade é dado pela seguinte expressão:

$$I(\Delta) = I_F \left[1 + \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta\right) \right] \quad (2.14)$$

onde I_F é a intensidade da fonte de luz.

O caminho óptico é definido por:

$$\Delta = nd \quad (2.15)$$

onde d é a variação da distância entre os espelhos. Normalmente, a posição de referência de d é quando os Δ de cada braço do interferômetro são iguais, porém isso não é requisito para fontes monocromáticas, por exemplos laser, que possuem grande coerência espacial.

Dessa forma, determina-se o valor do índice de refração da amostra ao medir a variação que a fase da onda eletromagnética sofre ao atravessar a amostra.

Existem várias maneiras de se demonstrar interferência de dois feixes, obtida por divisão de frente de onda. Entre eles podemos citar: espelho simples de Lloyd, espelho duplo de Fresnel e biprisma de Fresnel ⁵.

Encontra-se na literatura montagens adaptadas do interferômetro de Michelson para a determinação do valor absoluto de índices de refração de diversos materiais. Como exemplo, Hori et. al. ⁹ usaram dois interferômetros para calcular a razão entre caminhos ópticos percorridos pela luz ao passar por um material de forma prismática e do ar. Eles avariaram a incerteza do método em $1,6 \times 10^{-6}$.

2.2.3.2 Múltiplos feixes

De forma similar á interferência entre dois feixes, também se pode gerar interferência entre múltiplos feixes. Uma maneira de se produzir um grande número de feixes mutuamente coerentes é por reflexão múltipla entre duas superfícies planas e paralelas, parcialmente refletoras. O interferômetro de Fabry-Pérot é um exemplo de interferômetro de múltiplos feixes, conforme esquematizado na Figura 2.8:

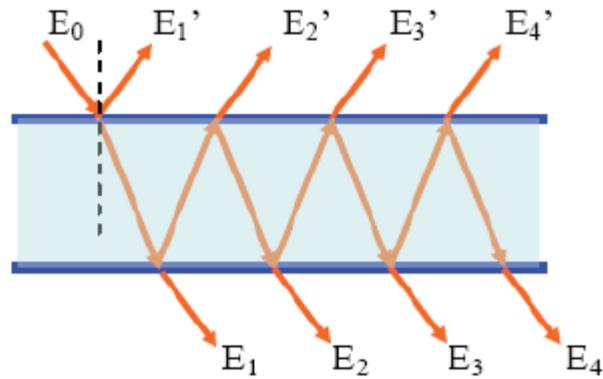


Figura 2.8 - Princípio de interferência de múltiplos feixes. Zílio ⁵

A luz incidente em uma superfície parcialmente refletora, representada pelo campo elétrico E_0 da Figura 2.8, é inúmeras vezes refratada e refletida pela segunda superfície, gerando os campos de transmissão, E_1, E_2, E_3, \dots , e de reflexão E_1', E_2', E_3', \dots que se somam. Cada um desses campos que compõem os campos de transmissão e reflexão, cujas fases adquiridas são referentes ao caminho óptico percorrido e aos coeficientes de Fresnel, podem se interferir se o caminho geométrico percorrido for da mesma ordem do comprimento de coerência da luz incidente ¹⁻⁵. Esse é o esquema básico do interferômetro de Fabry-Perót, em que as duas superfícies são dois espelhos parcialmente refletoras de vidro ou quartzo, podendo ser planos ou esféricos, mas estando alinhados para se obter o máximo contraste de franjas. Se a distância entre as placas puder ser variada mecanicamente, o dispositivo é chamado de interferômetro, mas se as placas forem fixas o termo usado é étalon ⁵.

A intensidade do campo resultante, chamada de função de Airy, é dada pela seguinte expressão:

$$I(\delta) = \frac{I_0}{\left[1 + F \sin^2 \frac{\delta}{2} \right]} \quad (2.16)$$

onde I_0 é a intensidade do campo incidente, R é a refletividade dos espelhos, δ é a fase adquirida por percorrer o caminho geométrico d com angulação θ interna aos espelhos, em um material de índice de refração n , dada por:

$$\delta = \frac{4\pi}{\lambda_0} nd \cos \theta \quad (2.17)$$

A função F é chamada finesse do interferômetro, que é função da refletividade dos espelhos, dada por:

$$F = \frac{4R}{(1-R)^2} \quad (2.18)$$

A função de Airy está demonstrada na Figura 2.9. Observe a dependência do valor da refletividade dos espelhos para a intensidade do campo resultante.

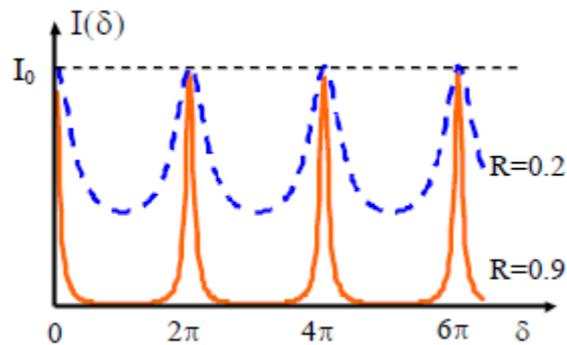


Figura 2.9 - Função de Airy. Zílio⁵

A fim de realizar medidas do índice de refração do ar na região do infravermelho, Khélifa et. al.³³ construíram um sistema com dupla cavidade de etalón Fabry Perót que se baseia na medida de batimentos de frequências entre diferentes fontes ópticas, sendo essas compostas de lasers de diodo sintonizáveis. Seus resultados foram comparados com os resultados obtidos por Birch e Downs³⁴ Zhang, Lu e Wang³⁵, que por sua vez, realizaram medidas precisas do índice de refração do ar seco, N₂, O₂, Ar e CO₂ utilizando um pente de frequências como fonte de luz para um interferômetro de Mach-Zehnder. Fazendo uso de uma célula de vácuo de múltiplas passagens com um sistema de estabilização de temperatura, eles obtiveram uma sensibilidade da ordem de $1,2 \times 10^{-8}$ no índice de refração. O que vemos é que, apesar de apresentarem as maiores sensibilidades, as técnicas interferométricas exigem uma montagem experimental relativamente complexa, o que conseqüentemente gera grande dificuldade em compactá-las em instrumentos portáteis.

2.2.3.3 Elipsometria

Demonstraremos no capítulo 3.2 que a luz a intensidade da luz refletida em uma superfície é dependente do estado de polarização da luz incidente, do ângulo de incidência e das características do material. Além disso, seu estado de polarização também é alterado. A técnica de elipsometria explora essa dependência.

O estado de polarização da luz refletida por ser expressa em termos da razão entre os coeficientes de reflexão de Fresnel para as polarizações s e p (esses termos serão explicados no capítulo 3.2) e serem reescritos em função dos ângulos elipsométricos Ψ e Δ ³⁶:

$$\frac{r_s}{r_p} = \tan \Psi \exp(i\Delta) \quad (2.19)$$

Esses dois ângulos permitem determinar o índice de refração e o coeficiente de extinção de um substrato e a espessura e o índice de refração de filmes finos transparentes sobre um substrato. Uma das vantagens dessa técnica é que ela é não destrutiva. Por outro lado, a montagem experimental é complexa.

A Figura 2.10 ilustra a técnica, em que n é o índice de refração, k é o coeficiente de extinção e T é a espessura:

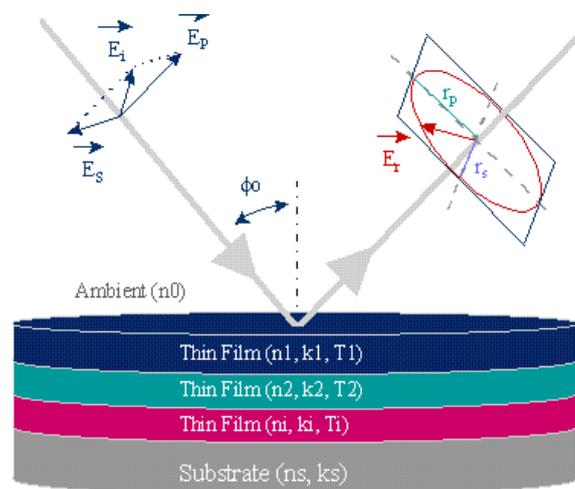


Figura 2.10 -Princípio da técnica de refratometria

2.2.4 Guias de ondas

Por fim, discutiremos com mais detalhes as técnicas refratométricas que utilizam guias de onda dielétricos, tendo em vista o tema desse projeto. Temos aqui duas vertentes: aquelas que utilizam guias de onda com simetria cilíndrica (fibras ópticas) e aquelas que utilizam geometrias planares.

2.2.4.1 Fibras Ópticas

No primeiro caso, temos as redes de período longo (*Long Period Grating* – LPG) que consistem em uma modulação periódica induzida propositalmente no índice de refração de uma fibra óptica ao longo de seu comprimento. Essa modulação é provocada com o intuito de originar uma condição de casamento de fase capaz de acoplar o modo fundamental de núcleo guiado para modos de casca copropagantes^{37,38}. Dessa forma, esse dispositivo faz com que a potência óptica antes totalmente confinada no núcleo da fibra seja parcialmente transferida para a casca, onde é rapidamente espalhada na interface com o meio externo. Como resultado evidenciam-se m bandas de atenuação no espectro de transmissão da fibra que contém a LPG, cujas posições do comprimento de onda central são dependentes do período da rede e da diferença entre os índices de refração efetivos dos modos do núcleo e dos m -ésimos modos da casca. Quaisquer alterações causadas por mudança de temperatura, deformações mecânicas e/ou alterações no índice de refração do meio externo podem proporcionar deslocamentos das bandas de atenuação³⁹. Quando a sensibilidade aos diferentes parâmetros é controlada, a resposta do dispositivo passa a ser apenas do índice de refração do meio circunvizinho. Dessa forma, é possível quantificar a variação do índice de refração da amostra acompanhando os deslocamentos das bandas de atenuação comparando com os valores teóricos.

Um exemplo desse sistema é o de Han, Guo e Lu⁴⁰. Os autores desenvolveram um refractômetro de fibras ópticas que utiliza uma LPG seguida de uma FBG (*fiber Bragg grating*) a qual reflete dois comprimentos de onda determinados pelos índices de refração efetivos dos modos da casca e do núcleo. O modo da casca refletido pela FBG é reacoplado novamente para o modo de núcleo e é utilizado para medidas do índice de refração, enquanto

o modo do núcleo é usado para a auto-compensação da temperatura. Os sensores baseados em fibras ópticas se destacam quanto à imunidade eletromagnética, a passividade elétrica, a não-reatividade química, o reduzido dimensionamento físico, o baixo tempo de resposta e a possibilidade de integração em enlaces ópticos codificados em comprimentos de onda.

2.2.4.2 Guias Planares

Os guias de ondas planares, como já dissemos, são compostos de sistemas multicamadas de filmes dielétricos com espessuras e índices de refração tais que permitam o guiamento da luz em seu interior. Uma de suas aplicações são as técnicas de caracterização de filmes finos, dentre as quais se destacam a de elipsometria e a já citada técnica de *m*-line.

A elipsometria é uma técnica não destrutiva que explora a mudança do estado de polarização da luz que é refletida pelo sistema, sendo utilizada para a determinação dos índices de refração complexos, das espessuras dos filmes, da rugosidade da superfície de contato, da criação de finas camadas de óxido, entre outros. A alteração do estado de polarização pode ser expressa em termos da razão entre os coeficientes de refração para as polarizações *s* e *p* da luz incidente. Sua formulação matemática se baseia nas expressões de Fresnel para *n* camadas que componham o sistema e na determinação dos parâmetros elipsométricos da luz refletida^{41,42}. É uma técnica com sensibilidade de 10^{-4} no índice e de até 0,2 nm para espessuras.

Como vimos, a técnica de *m*-line explora as propriedades de guiamento da luz nos filmes, que atuam como guias de onda planares. Ela consiste na medida dos ângulos em que ocorre o acoplamento de radiação nos modos permitidos pelo filme, chamados de ângulos síncronos. O acoplamento é obtido através de um acoplador óptico prismático que acopla a radiação via ondas evanescentes no guia de onda planar. Esse fenômeno também é chamado de tunelamento fotônico, análogo ao caso eletrônico. O acoplamento ocorre quando a projeção longitudinal do vetor de onda da radiação incidente é igual ao vetor de onda de propagação dos modos guiados permitidos pelo guia. O filme, o substrato, o prisma e a camada de ar compõem um sistema de quatro meios: dois meios finitos prensados entre dois meios semi-infinitos. Os valores dos ângulos síncronos são dependentes dos parâmetros dos filmes, da polarização e do comprimento de onda da polarização incidente. A medida desses valores e a comparação com os dados numéricos obtidos pela teoria permitem obter

informações dos índices de refrações complexos e espessuras dos filmes ^{7,22,43}. Além disso, é possível a observação de efeitos não lineares em filmes, tais como efeitos dilatação termoinduzida e de índices de refração dependentes da intensidade de luz ⁴³, $\partial n/\partial T$ de filmes finos (causada por propriedades intrínsecas do material que compõem o filme ou pela diferença entre os coeficientes de expansão térmica entre o filme e o substrato – efeito elasto-óptico) ⁴⁵, determinação dos coeficientes de extinção ⁴⁶ e anisotropia de guias de ondas planares ^{47,48,49}.

2.3 Características desejáveis de um sensor

Em geral, são várias as características que se deseja encontrar em um sensor; elas variam desde aquilo que se refere à confiabilidade técnica até o que diz respeito ao preço final para o cliente ⁵⁰. Dentre elas, podemos citar como as mais importantes:

- Alta sensibilidade;
- Resposta rápida;
- Baixo custo;
- Tamanho reduzido;
- Histerese mínima;
- Estabilidade a longo prazo;
- Durabilidade;
- Reprodutibilidade;
- Resistência contra contaminantes.

O projeto de desenvolvimento de um sensor deve levar em consideração as características básicas mencionadas acima, além de características específicas para cada tipo de aplicação.

3 Fundamentos teóricos

Neste capítulo, iremos expor a teoria do processo de acoplamento de ondas evanescentes em guias de ondas dielétricos planares. Primeiramente, abordaremos conceitos e circunstâncias fundamentais para a realização do guiamento de radiação em materiais dielétricos, tais como a lei de Snell, as condições e conseqüências do fenômeno de reflexão total interna e a determinação dos coeficientes de Fresnel generalizado para sistemas multicamadas através da teoria de matriz de transferência (matrizes de Abelès). Em segundo lugar, estudaremos as condições modais e propriedades ópticas de guias de ondas ideais constituídos de três meios dielétricos – um filme entre duas camadas semi-infinitas. Posteriormente, analisaremos o caso real do sistema estudado no projeto: um guia de onda influenciado por um quarto meio, o elemento acoplador. E por fim, demonstraremos o método de otimização da sensibilidade do sistema para variações do índice de refração da amostra utilizando a relação de dispersão para modos guiados na presença do acoplador óptico.

3.1 Lei de Snell e reflexão total interna

A lei de Snell é muito conhecida na literatura e nos cursos de óptica geométrica por se tratar de uma formulação matemática simples para a determinação do trajeto que a luz percorre através uma interface de dois materiais de índice de refração diferentes. Podemos deduzi-la através de vários métodos, estando entre eles o principio de Fermat, as equações de Maxwell e a função eikonal^{1,2,4,5,51}.

Em todos os modelos abordados pelo projeto, consideramos meios subjacentes dielétricos, homogêneos e isotrópicos com índices de refração complexos. No caso em que existem dois meios, chamaremos os índices de n_1 e n_2 . Uma onda plana proveniente do meio 1 incide na interface desses dois meios em um ângulo de incidência θ_1 . Se o valor do índice do segundo meio for maior que o índice do primeiro, o feixe será parcialmente refratado e refletido, e as intensidades dos campos resultantes são dadas pelos coeficientes de reflexão e transmissão de Fresnel. Esses coeficientes são obtidos via resolução das equações de Maxwell com as condições de contorno imposta pelas interfaces^{3,5}, sendo dependentes do ângulo de

incidência, do estado de polarização da radiação incidente, dos índices de refração e da magnetização dos meios.

A direção do feixe refratado segue a Lei de Snell,

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (3.1)$$

na qual θ_2 é o ângulo da direção de propagação formado pelo feixe refratado com a normal da superfície, conforme mostrado na figura abaixo.

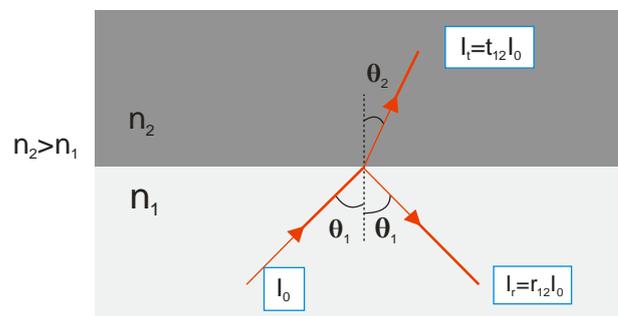


Figura 3.1 -Lei de Snell e coeficientes de Fresnel para sistemas de duas camadas

Na situação oposta, quando a onda incidente é proveniente do meio menos denso para o mais denso, existe um ângulo limite acima do qual toda a radiação incidente é totalmente refletida na interface. Esse caso é ilustrado na Figura 3.2 e resulta no fenômeno da reflexão total interna. O valor do ângulo limite é de $\theta_1 = \sin^{-1}(n_2/n_1)$, referido na literatura como *ângulo crítico*, e doravante denotado por θ_c .

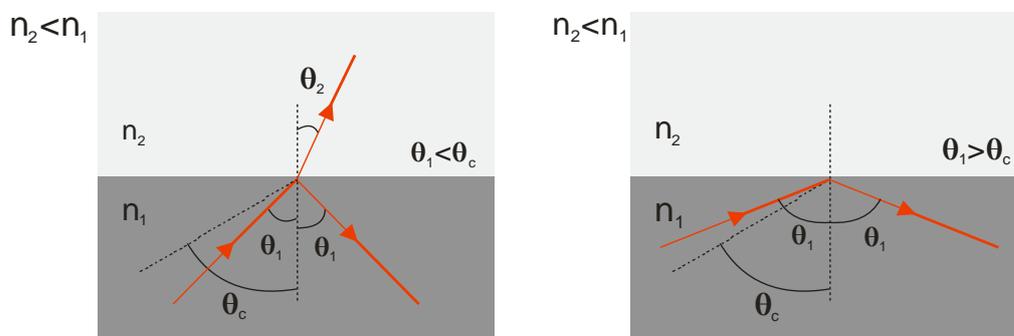


Figura 3.2 - Refração de uma onda de um meio menos denso para um mais denso com a) $\theta_c > \theta_1$ e b) $\theta_c < \theta_1$

Se o ângulo de incidência na interface é menor que θ_c , a trajetória do raio refratado é determinada através do valor do ângulo θ_2 obtida normalmente pela lei de Snell. Por outro lado, se o ângulo de incidência exceder o valor de θ_c , a onda plana a princípio não se propagaria no meio 2, ou seja, ela seria totalmente refletida na interface. Entretanto, é demonstrável teórica e experimentalmente^{52,53} a existência de ondas no segundo meio: essas ondas são denominadas na literatura de *ondas evanescentes*. Quincke^{54,55}, Bose⁵⁶ e Hall⁵⁷ realizaram experimentos evidenciando a dependência do ângulo de incidência e do comprimento de onda da fonte para que a transferência de luz para o segundo meio ocorra. A análise criteriosa desse fenômeno requer o emprego do formalismo do eletromagnetismo.

3.2 Coeficientes de Fresnel

Os coeficientes de Fresnel são expressões para os coeficientes de reflexão e transmissão de ondas eletromagnéticas polarizadas com incidências não normais entre dois meios. Essa abordagem é muito útil para o estudo da refletividade e transmitividade de sistemas de filmes dielétricos e tem como base a solução das equações de Maxwell com as condições de contorno de continuidade dos campos tangenciais nas interfaces do sistema^{1,3,5}.

Para muitas aplicações rotineiras, os sistemas são constituídos não apenas por uma interface, mas de várias. É o caso dos filtros de filmes finos baseados em interferência da luz, dos filmes anti-reflexo e dos guias de ondas^{5,8,58}. A abordagem utilizada nesse projeto para o cálculo dos coeficientes de reflexão e transmissão é, portanto, generalizada para n camadas, sendo conhecida como teoria da matriz de transferência.

Analisaremos incidências de onda com ângulo menor e maior que o θ_c . Nesse último caso, sabemos que a existência de ondas evanescentes ocorre apenas quando o índice de refração do meio incidente for maior que o do próximo meio. A ocorrência desse tipo de onda gera uma diferença de fase da onda refletida devido a uma penetração da onda no meio. A distância entre o feixe de luz incidente e o refletido é conhecida por deslocamento de Goos-Hänchen⁵³ que discutiremos na seção 3.2.2.

3.2.1 Interfaces simples

Os meios considerados no modelo abaixo são homogêneos, dielétricos e isotrópicos, com índice de refração complexo descrito na forma geral: $n \rightarrow n + ik$, onde n é o índice de refração, k o coeficiente de extinção e $\alpha = 4\pi k/\lambda$ é o coeficiente de absorção do meio⁵⁹.

Para a discussão do modelo, consideremos o sistema de coordenadas da Figura 3.3:

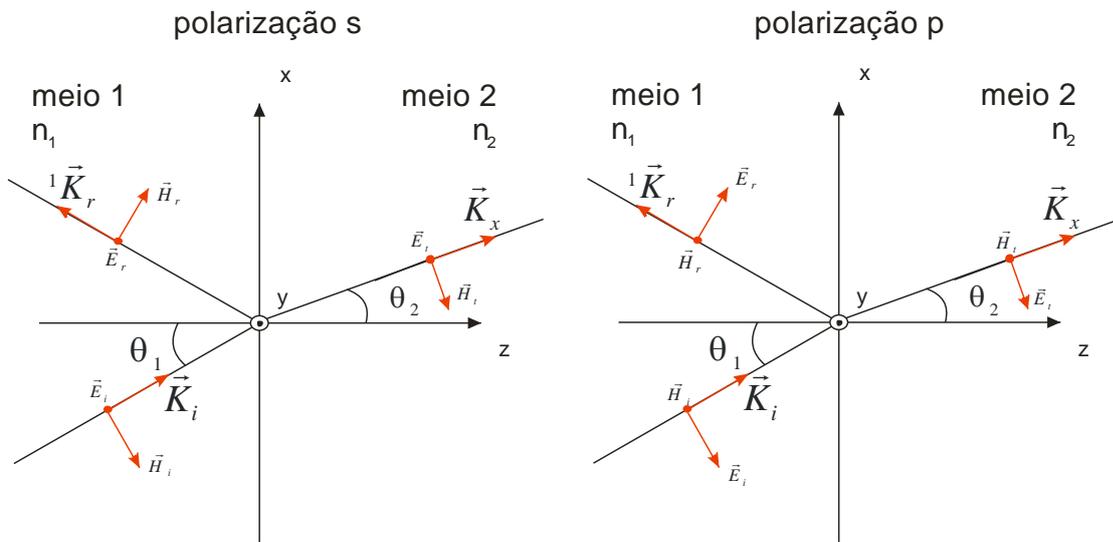


Figura 3.3 -Polarização *s* e *p* para sistemas de interface simples

O eixo z tem o sentido perpendicular em relação à interface entre os meios 1 e 2, enquanto x e y estão na interface entre eles. As trajetórias das ondas são descritas pelos vetores de onda incidente, refletida e transmitida, \vec{K}_i , \vec{K}_r e \vec{K}_t , respectivamente.

Decompondo a onda plana em campos elétricos e magnéticos $\vec{E} = E_x^i \hat{x} + E_y^i \hat{y} + E_z^i \hat{z}$ e

$\vec{H} = H_x^i \hat{x} + H_y^i \hat{y} + H_z^i \hat{z}$, podemos definir os campos em duas direções distintas dadas pelos

estados de polarização da luz *s* e *p*, também conhecidos na literatura por TE (transversal elétrica) e TM (transversal magnética). As polarizações *s* e *p* possuem o vetor campo elétrico na direção perpendicular e paralela, respectivamente, ao plano de incidência, dados por

$$\vec{E}_s = E_y \hat{y} \text{ e } \vec{E}_p = E_x \hat{x} + E_z \hat{z}.$$

As expressões para o campo eletromagnético resultante do sistema são encontradas resolvendo as equações de Maxwell com a devida condição de contorno imposta pelas

equações de continuidade dos campos elétricos e magnéticos na interface dos dois meios semi-infinitos. Essa demonstração é facilmente encontrada nos livros de óptica^{2,3,5}.

As expressões para os coeficientes de reflexão e de transmissão para polarização s são dadas por:

$$r_s = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_2 \cos \theta_1 - Z_1 \left[1 - (n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_1 \right]^{1/2}}{Z_2 \cos \theta_1 + Z_1 \left[1 - (n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_1 \right]^{1/2}} \quad (3.2)$$

$$t_s = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2Z_2 \cos \theta_1}{Z_2 \cos \theta_1 + Z_1 \left[1 - (n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_1 \right]^{1/2}} \quad (3.3)$$

onde $Z_i = (\mu_i/\epsilon_i)^{1/2}$ é a impedância e μ_i e ϵ_i a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do meio i respectivamente.

Para a polarização p , temos equações similares:

$$r_p = \frac{E_r}{E_i} = \frac{Z_1 \cos \theta_1 - Z_2 \left[1 - (n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_1 \right]^{1/2}}{Z_1 \cos \theta_1 + Z_2 \left[1 - (n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_1 \right]^{1/2}} \quad (3.4)$$

$$t_p = \frac{E_t}{E_i} = \frac{2Z_2 \cos \theta_1}{Z_1 \cos \theta_1 + Z_2 \left[1 - (n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_1 \right]^{1/2}} \quad (3.5)$$

Como a intensidade é proporcional ao módulo do campo elétrico, $I \propto |\vec{E}|^2$, a refletividade e transmitividade são definidas, respectivamente, por:

$$R = \left| \frac{E_r}{E_i} \right|^2 \quad (3.6)$$

$$T = \frac{Z_1 \cos \theta_2}{Z_2 \cos \theta_1} \left| \frac{E_t}{E_i} \right|^2 \quad (3.7)$$

onde a relação $R+T=1$ é satisfeita quando não há absorção nos meios. Nos casos em que há absorção, tem-se $R+T+A=1$, onde A são todas as absorções do sistema.

3.2.2 Fase da reflexão total interna – Fase de Goos-Hänchen

O fenômeno de reflexão total interna ocorre quando o ângulo do feixe refratado, θ_2 , não é real. Matematicamente, os resultados são descritos em termos de θ_1 através da lei de Snell e a projeção longitudinal do vetor de onda associado à onda transmitida é definida como um valor imaginário, ou seja, $K_{tz} = iK$. Dessa forma, o campo elétrico transmitido no meio de baixo índice de refração é dado por:

$$\vec{E}_t = E_{0t} e^{-Kz} e^{i(K_1 x \sin\theta_1 - \omega t)} \hat{x} \quad (3.8)$$

sendo K é dado por:

$$K^2 = K_t^2 \left[\left(\frac{\sin\theta_1}{\sin\theta_c} \right)^2 - 1 \right] = \left(\frac{n_2 \omega}{c} \right)^2 \left[\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 \sin^2\theta_1 - 1 \right] \quad (3.9)$$

onde ω é a frequência angular da onda incidente e c a velocidade da luz no vácuo.

A expressão (3.8) é de uma onda que viaja na direção x paralela à superfície de separação com sua amplitude decaindo exponencialmente na direção z , perpendicular à direção de propagação. A velocidade de propagação da onda é

$$v_{2x} = \frac{\omega}{K_1 \sin\theta_1} = \frac{c}{n_1 \sin\theta_1} = \frac{(c/n_2)}{(n_1/n_2) \sin\theta_1} = \left(\frac{\sin\theta_c}{\sin\theta_1} \right) v_2 \quad (3.10)$$

que sempre é menor que a velocidade da onda incidente.

Analisando a expressão (3.8), observa-se que a amplitude do campo elétrico da onda eletromagnética cai exponencialmente em função da distância na direção z , dada pelo fator de “profundidade de penetração” da onda ⁵³:

$$\frac{1}{K} \equiv d_p = \frac{\lambda/2\pi}{\sqrt{n_1^2 \sin^2\theta - n_2^2}} \quad (3.11)$$

O valor desse fator reflete o decaimento em intensidade da onda evanescente (de um fator de e^{-1}) ao penetrar no meio menos denso, resultado do confinamento da luz próximo a interface. Para fins de aplicações em sensores, esse valor indica qual a distância pela qual a radiação pode interagir com a matéria, que é sempre menor que o comprimento de onda da luz incidente. Através de simulações computacionais, é possível verificar que aproximadamente 63% da intensidade do campo evanescente está presente para valores menores que d_p , sendo que os 37% restantes para valores maiores. Isso indica que mesmo para valores maiores que d_p ainda há possibilidade de interação da onda eletromagnética com a matéria.

Aproximando outro material de índice maior que o meio 2 na interface entre os dois meios originais, a onda poderá sofrer reflexão total interna frustrada, ou seja, uma fração da energia luminosa sofrerá tunelamento fotônico através do espaço entre os dois meios. Esse fenômeno pode ser observado no experimento com o uso de dois prismas: um deles é aproximado até o outro quando a luz incidente no primeiro está na condição de reflexão total interna. Em uma determinada distância entre eles, observa-se luz sendo transferida para o segundo. Esse fenômeno é o análogo óptico ao tunelamento de uma partícula através de uma barreira de potencial quando a partícula possuir uma energia maior que a energia potencial de uma barreira finita ^{5,60,61}.

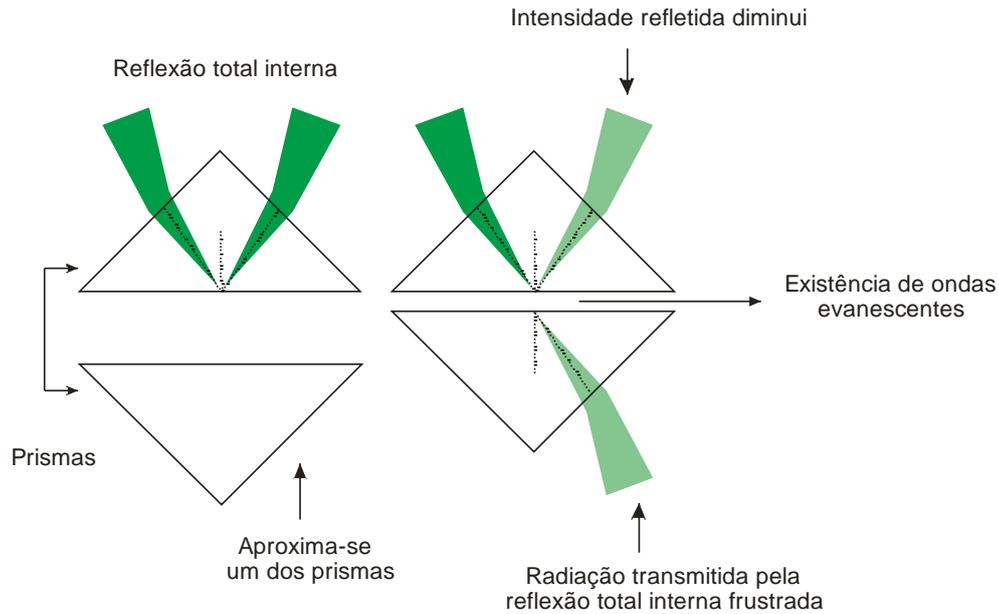


Figura 3.4 - Reflexão total interna frustrada

Na condição de incidência da luz acima do θ_c , as expressões da refletividade e transmitividade de Fresnel tornam-se complexas. Isso significa que há uma fase associada a essas expressões. Para encontrar seus valores, usamos a equação (3.9) e as expressões de refletividade e transmitividade para a onda refletida. Podemos reescrevê-las como ³:

$$r_s = \left(\frac{E_r}{E_i} \right)_s = \frac{Z_2 \cos\theta_1 - i Z_1 (K/K_2)}{Z_2 \cos\theta_1 + i Z_1 (K/K_2)} \quad (3.12)$$

$$r_p = \left(\frac{E_r}{E_i} \right)_p = \frac{Z_1 \cos\theta_1 - i Z_2 (K/K_2)}{Z_1 \cos\theta_1 + i Z_2 (K/K_2)} \quad (3.13)$$

Notamos que ambas as expressões acima possuem a forma geral:

$$\frac{E_r}{E_i} = \frac{A - iB}{A + iB} = \frac{(A^2 + B^2)^{1/2} e^{-i\varphi}}{(A^2 + B^2)^{1/2} e^{i\varphi}} = e^{-2i\varphi} \quad (3.14)$$

onde $\tan\varphi = B/A$. Em ambos os casos é demonstrável que $|E_r/E_i| = |R| = 1$, ou seja, a onda refletida possui a mesma amplitude da onda incidente – daí o nome de reflexão total para esse

fenômeno. A fase adquirida através da reflexão total interna é dada pelo fator $e^{-2i\phi}$. Essas fases representam, de fato, o deslocamento de Goss-Hänchen⁶²⁻⁶⁷. São dadas por:

$$\tan\phi^s = \frac{Z_1(K/K_2)}{Z_2 \cos\theta_1} = \left(\frac{\mu_1 n_2}{\mu_2 n_1} \right) \frac{[(n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_1 - 1]^{1/2}}{\cos\theta_1} = \frac{(\sin^2 \theta_1 - n^2)^{1/2}}{n^2 \cos\theta_1} \quad (3.15)$$

$$\tan\phi^p = \frac{Z_2(K/K_2)}{Z_1 \cos\theta_1} = \left(\frac{\mu_2 n_1}{\mu_1 n_2} \right) \frac{[(n_1/n_2)^2 \sin^2 \theta_1 - 1]^{1/2}}{\cos\theta_1} = \frac{(\sin^2 \theta_1 - n^2)^{1/2}}{\cos\theta_1} \quad (3.16)$$

Onde $n \equiv n_2/n_1$.

A determinação dos valores dessas fases e seu significado físico são importantes para o entendimento das condições de guiamento de luz na estrutura estudada neste projeto.

3.2.3 Caso geral – Matriz de transferência

Em muitas aplicações de filmes finos, os sistemas são constituídos por vários filmes de espessura e índice de refrações diferentes. Assim, a abordagem algébrica utilizada acima para a determinação dos coeficientes de reflexão e transmissão se torna inviável devido às numerosas equações do sistema. A solução para esse problema é utilização do formalismo matricial via teoria da matriz de transferência ou teoria das películas^{2,5,58,68,69-71}, que é baseada na solução de uma equação matricial onde cada interface do sistema é relacionada com os elementos de uma matriz 2x2. Essa teoria é análoga à teoria de traçado do raio paraxial em óptica geométrica⁵⁹ ou ao formalismo de Jones para estados de polarização da luz^{2,5}. Segundo ela, os campos incidentes, refletidos e transmitidos de um filme para outro são relacionadas através da matriz de transferência (matriz de Abelés), dada por:

$$M_j = \begin{pmatrix} \cos \Phi_j & \frac{-i}{\gamma_j} \sin \Phi_j \\ -i \gamma_j \sin \Phi_j & \cos \Phi_j \end{pmatrix} \quad (3.17)$$

onde $\Phi_j = k_0(n_j^2 - N^2)^{1/2}(d_j - d_{j-1})$ e $\gamma_j = (n_j^2 - N^2)^{1/2} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{1/2}$ para a polarização *s* e

$\gamma_j = \frac{(n_j^2 - N^2)^{1/2} \left(\frac{\mu_0}{\epsilon_0} \right)^{1/2}}{n_j^2}$ para a polarização *p*. O termo $(d_j - d_{j-1})$ significa a espessura da

camada entre as interfaces *j* e *j-1* e $N = n_j \sin \theta_j$ é a constante de propagação.

Essa matriz é usada para os filmes que estão entre as duas camadas semi-infinitas do sistema. Assim, em um sistema prisma/duplo filme/ar, as matrizes são correspondentes aos dois filmes, conforme figura generalizada abaixo. Para uma interface simples (prisma/amostra), a matriz *M* se reduz à matriz identidade.

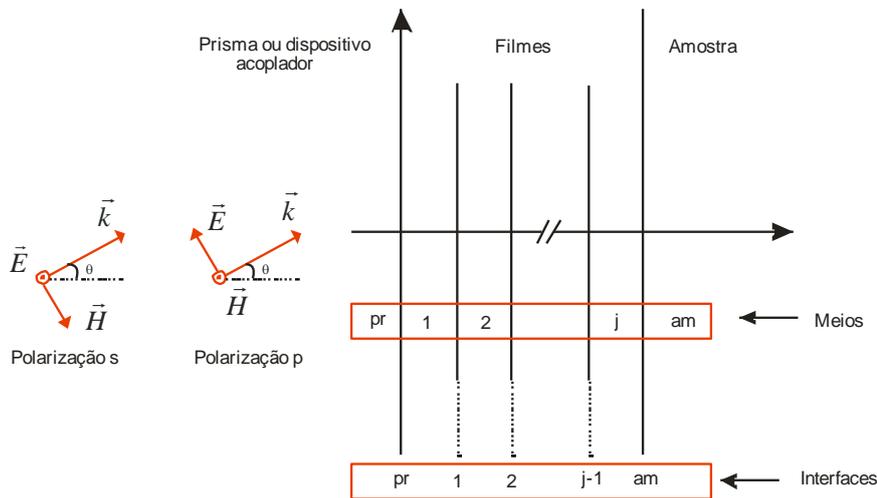


Figura 3.5 - Notação dos meios para utilização da teoria de matriz de transferência

A matriz de transferência para um sistema que possui de *J* filmes é dada pelo produto das respectivas matrizes de transferência das camadas individuais:

$$M = \prod_{j=1}^J M_j \quad (3.18)$$

Quando a constante de propagação *N* é real e os meios são dielétricos não dissipativos (índice de refração real), os elementos diagonais m_{11} e m_{22} da matriz de transferência são reais enquanto os elementos fora da diagonal m_{12} e m_{21} são imaginários.

Os coeficientes de reflexão e transmissão do sistema são obtidos relacionando as amplitudes dos campos incidente, refletido e transmitidos. Os cálculos, que podem ser encontrados em Born e Wolf ² e Zílio ⁵, são dados por:

$$r_{pr,am} = \frac{\gamma_{pr} \mathbf{m}_{11} + \gamma_{pr} \gamma_{am} \mathbf{m}_{12} - \mathbf{m}_{21} - \gamma_{pr} \mathbf{m}_{22}}{\gamma_{pr} \mathbf{m}_{11} + \gamma_{pr} \gamma_{am} \mathbf{m}_{12} + \mathbf{m}_{21} + \gamma_{am} \mathbf{m}_{22}} \quad (3.19)$$

$$t_{pr,am} = \frac{2\gamma_{pr}}{\gamma_{pr} \mathbf{m}_{11} + \gamma_{pr} \gamma_{am} \mathbf{m}_{12} + \mathbf{m}_{21} + \gamma_{am} \mathbf{m}_{22}} \quad (3.20)$$

onde os índices *pr* e *am* são os meios semi-infinitos correspondentes ao prisma e à amostra.

A refletividade e transmitividade são obtidas através da consideração do fluxo de energia pela média temporal do vetor de Poynting:

$$R = |r|^2 \quad (3.21)$$

$$T = \frac{\operatorname{Re}(\gamma_{am})}{\operatorname{Re}(\gamma_{pr})} |t|^2 \quad (3.22)$$

Para considerar o fenômeno de reflexão interna total, reescrevemos a expressão (3.19) na forma $r_{pr,am} = \exp(-2i\varphi_{pr,am})$, onde

$$\varphi_{pr,am} = \tan^{-1} \left[\frac{\mathbf{m}_{21} + \gamma_{am} \mathbf{m}_{22}}{i \gamma_{pr} (\mathbf{m}_{11} + \gamma_s \mathbf{m}_{12})} \right] \quad (3.23)$$

3.3 Guias de ondas planares

Um guia de onda consiste em um dispositivo óptico que possui a propriedade de confinar ondas eletromagnéticas em seu interior, fazendo-a propagar ao longo de sua

extensão. As propriedades de um guia de onda planar são similares às fibras ópticas^{1-5,72}. O mais simples desses dispositivos ópticos é o guia de onda de três camadas mostrada na Figura 3.6, na qual um filme plano de índice de refração n_1 está confinado entre dois meios de índices menores, n_2 (acoplador ou cobertura) e n_0 (substrato). Para seguir a literatura, suporemos que o meio de índice n_2 é o “ar”.

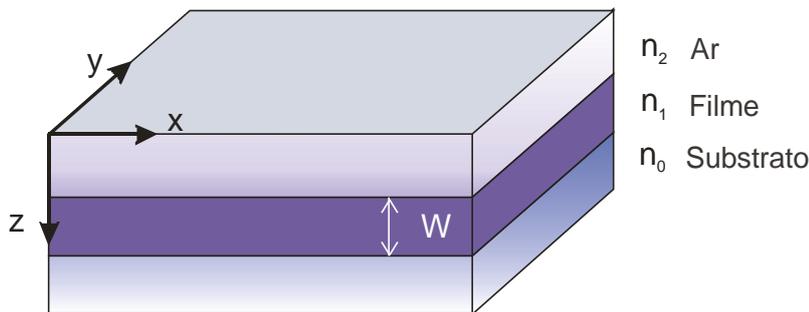


Figura 3.6 - Guia de onda planar simples, composto de um filme com índice de refração n_1 , com espessura W , entre dois meios de índices n_2 e n_0

As soluções para esse sistema são obtidas pela resolução das equações de Maxwell com as condições de contorno impostas pela continuidade dos campos elétricos e magnéticos nas interfaces do dispositivo³.

Para o caso de um sistema com duas interfaces, por exemplo, ar-filme e filme-substrato, Tien, Ulrich e Martin⁷³ explicam o guiamento utilizando argumentos interferométricos para a formação de modos guiados no guia de onda planar. Segundo ele, é um método de entendimento simples, porém eficiente para fornecer uma idéia geral do problema. Vamos descrevê-lo abaixo.

3.3.1 Modos livres em guias de ondas planares dielétricos

Consideremos dois meios semi-infinitos com índices n_0 e n_2 separados por um meio de índice de refração n_1 e espessura W conforme na Figura 3.6. Esses meios serão

denominados de n_0 : substrato, n_1 : filme e n_2 : ar. As soluções desse sistema resultam em quatro tipos de modos de propagação, porém apenas três com correspondência física. A radiação pode, conforme figura abaixo, a) irradiar do filme para o ar e substrato como *modo do ar*, b) irradiar apenas para o substrato como *modo do substrato* ou ainda c) ser guiada no filme como *modo guiado*. Os dois primeiros casos são denominados de modos radiativos, sendo análogos aos modos de casca em fibras óptica⁷⁴ discutidos de forma clara em Marcuse⁷⁵.

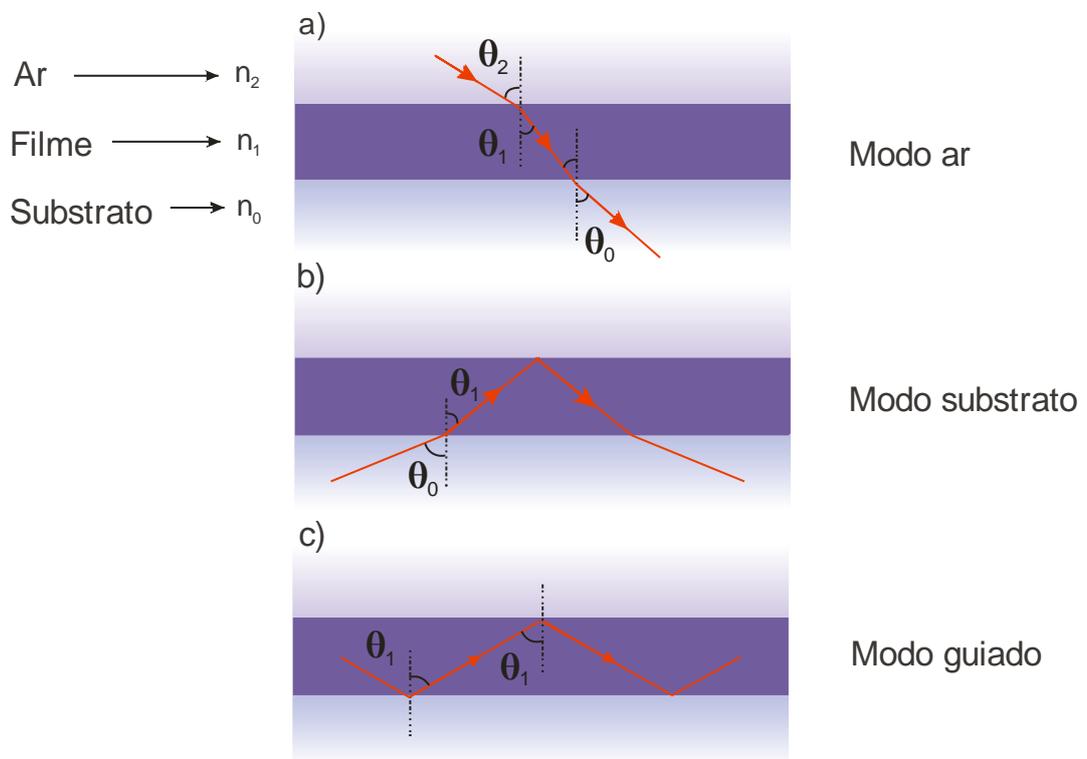


Figura 3.7 - Modos de propagação em um guia de onda planar

O modo guiado pode ser explicado de modo simples e elegante a partir da Lei de Snell, do fenômeno da reflexão total interna e do princípio de interferência. Basearemos a explicação nas referências Tien, Ulrich e Martin⁷³ e Tien e Ulrich¹⁹.

Sejam θ_0 , θ_1 e θ_2 os ângulos entre a trajetória da luz e às normais dos meios substrato, filme e ar, respectivamente e considerando $n_1 > n_0 > n_2$ podemos, de imediato, deduzir da lei de Snell as seguintes relações:

$$\frac{\sin\theta_2}{\sin\theta_1} = \frac{n_1}{n_2} > 1 \qquad \frac{\sin\theta_0}{\sin\theta_1} = \frac{n_1}{n_0} > 1 \qquad (3.24)$$

que resultam na relação entre os ângulos:

$$\theta_2 > \theta_0 > \theta_1 \qquad (3.25)$$

Vamos analisar o comportamento do sistema ao aumentar gradativamente o valor de θ_1 partindo de zero. Quando θ_0 é pequeno, a radiação é refratada em todos os meios. Nesse caso, a luz se propaga livremente por todo o sistema, consistindo no *modo de ar*, conforme Figura 3.7-a. Aumentando θ_1 para valores maiores que o ângulo crítico $\sin^{-1}(n_2/n_1)$ da interface ar-filme, como mostrado na Figura 3.7-b, o valor de $\sin\theta_2$ torna-se imaginário, ou seja, θ_2 é imaginário. Isso nos indica que a luz é totalmente refletida na interface ar-filme. Dessa forma, a luz não pode mais propagar no ar, apenas no filme e no substrato consistindo, portanto, no *modo do substrato*. Aumentando mais ainda o valor de θ_1 , haverá a situação em que θ_1 será maior que o ângulo crítico $\sin^{-1}(n_0/n_1)$ da interface substrato-filme. Isso significa que a luz não se propaga mais no substrato, consistindo no confinamento da luz no filme, conforme Figura 3.7-c.

3.3.2 Campo eletromagnético em meio de múltiplas camadas

A análise do perfil do campo elétrico no guia de onda permite observar as regiões onde há oscilação do campo e onde há a existência de ondas evanescentes para os modos permitidos no guia. Uma condição necessária para o guiamento da radiação é a existência de ondas evanescentes nos meios circundantes a ele. A explicação a seguir é complementar à explicação qualitativa dada no capítulo acima.

Consideremos luz polarizada em meios isotrópicos, onde a radiação eletromagnética consista em campos elétricos e magnéticos ortogonais entre si e transversais à direção de propagação. Tomaremos como referência a Figura 3.3 que ilustra a incidência de campos eletromagnéticos no sistema com ambas as polarizações. Em um sistema como esse, um

modo guiado corresponderá à solução da equação de onda de Maxwell sujeita às condições de continuidade de \vec{E} e \vec{H} :

$$\nabla^2 \vec{E}(\vec{r}, t) - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \vec{E}(\vec{r}, t) = 0 \quad (3.26)$$

onde \vec{E} é o vetor campo elétrico, n é o índice de refração e c é a velocidade de propagação da luz no vácuo. A solução da equação (3.26) para a luz monocromática é:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}_0 \exp \left[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t) \right] \quad (3.27)$$

onde ω é a frequência da radiação, E_0 é a amplitude e \vec{k} é o vetor propagação. Se considerarmos, por conveniência, uma onda plana se propagando na direção x , a solução acima resulta em:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = E_{0y} \exp(i k_x x - \omega t) \hat{x} \quad (3.28)$$

Sendo $k_x = k_0 n_1 \sin \theta_1$ a constante de propagação na direção x , $\vec{E}_0 = \vec{E}_{0x}(y, z) \hat{x} + \vec{E}_{0y}(y, z) \hat{y} + \vec{E}_{0z}(y, z) \hat{z}$ e $k_0 \equiv \omega/c$ é o vetor de onda no vácuo. Substituindo a solução na equação (3.26), conseguimos:

$$\nabla^2 \vec{E}_0(\vec{r}) = -k_0^2 n^2 \vec{E}_0(\vec{r}) \quad (3.29)$$

Reescrevendo, obtemos:

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \vec{E}_0(y, z) + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \vec{E}_0(y, z) + [k_0^2 n^2 - k_x^2] \vec{E}_0(y, z) = 0 \quad (3.30)$$

Sendo o guia de onda invariante na direção y , conforme Figura 3.6, podemos escrever a equação acima, para cada meio i , da seguinte forma:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \vec{E}_0(y,z) + [k_0^2 n_i^2 - k_x^2] \vec{E}_0(y,z) = 0 \quad (3.31)$$

As soluções da equação acima são funções senoidais ou exponenciais de z , dependendo do valor $(k_0^2 n_i^2 - k_x^2)$ ser maior ou menor que zero. Elas estão exemplificadas na figura abaixo:

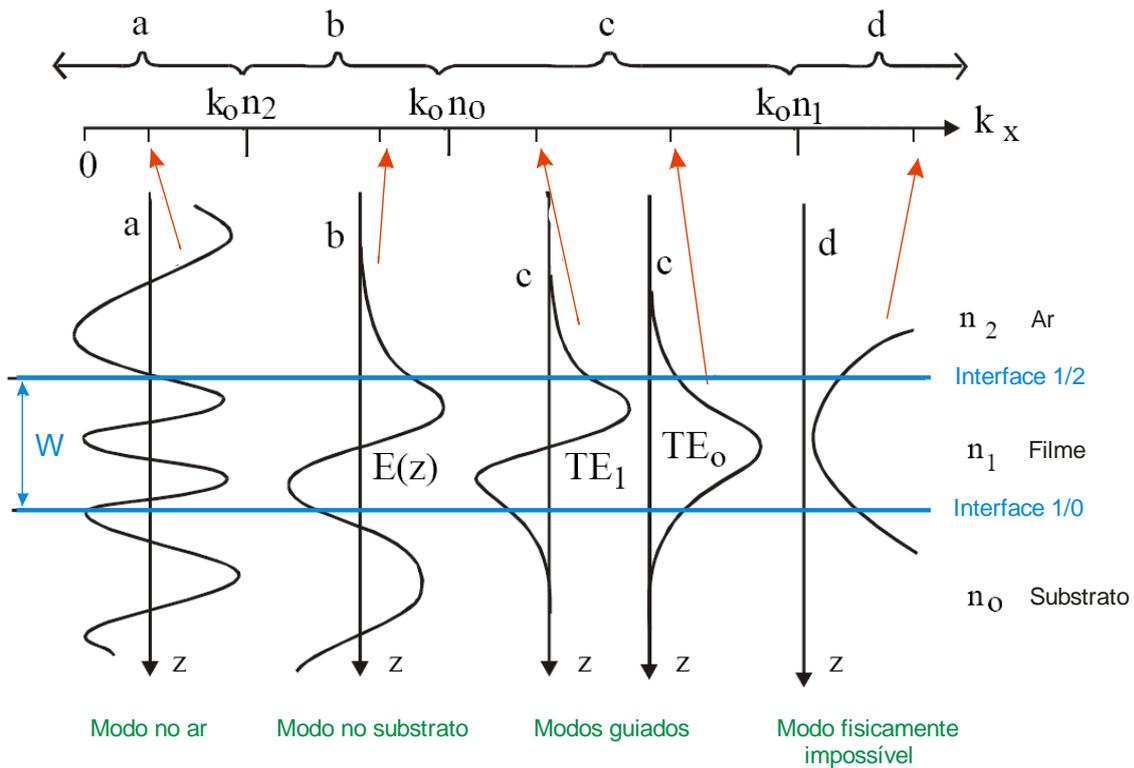


Figura 3.8 - Perfil da amplitude do campo elétrico em cada um dos modos. Adaptação de Limbardi⁷⁶

Nesta figura, mostramos as representações do campo elétrico para as situações a, b e c da Figura 3.7. Consideremos os modos como função de k_x , para casos de frequência constante e $n_1 > n_0 > n_2$. Os vetores de onda em cada meio são $k_0 n_1$, $k_0 n_0$ e $k_0 n_2$, respectivamente. Variar o valor de k_x significa variar o ângulo incidente θ_1 da radiação no interior do filme. Vamos descrever o comportamento em cada caso:

- A situação (a) da Figura 3.8 indica o perfil do campo elétrico no modo ar, ou seja, quando a projeção longitudinal do vetor de onda no filme satisfaz a condição $k_x <$

$k_0 n_2$ Nessa condição, observa-se nas três regiões do guia uma solução do tipo oscilatória. Esses não são modos guiados, pois a energia é livre para escapar fora da região do guia.

- Na situação (b), onde $k_0 n_2 < k_x < k_0 n_0$, observa-se uma onda confinada na interface entre os meios 1 e 2, mas que oscila nas outras regiões. Esse é o caso do *modo no substrato*, onde a luz sofreu reflexão interna total na interface 1/2 e cai exponencialmente no meio 2.
- Na situação (c), na qual $k_0 n_0 < k_x < k_0 n_1$, o campo possui comportamento exponencial nos meios 0 e 2 e oscilatório no meio 1. O campo sofre reflexão interna total em ambas as interfaces 0/1 e 1/2, que é uma condição necessária para o confinamento da radiação no guia de onda. Para o guia apresentar modos guiados, a outra condição é referente ao fato de que essas soluções são discretas, ou seja, são válidas apenas para alguns valores de k_x .
- Na última situação (d), na qual $k_x > k_0 n_1$, a onda apresenta comportamento exponencial nas três regiões. Apesar de ser uma solução possível para a equação de Maxwell, ela não corresponde a uma situação física, pois implicaria em energia infinita no sistema.

Usando a continuidade dos campos eletromagnéticos nas interfaces ar-filme e filme-substrato na equação (3.31) ³ para os modos guiados, encontramos que:

$$k_0^2 n_1^2 - k_x^2 = \left(\frac{m\pi}{W} \right)^2 \quad (3.32)$$

com m um número inteiro. Esta expressão significa os modos guiados são satisfeitos apenas para determinados valores de k_x . Reescrevendo-a, temos:

$$k_0 n_1 W \cos \theta_1 = m \pi \quad (3.33)$$

Como podemos ver, essa expressão desconsidera a influência da fase adquirida pela onda ao sofrer reflexão total interna. Abaixo iremos abordar o guiamento considerando essas fases.

3.3.3 Relação de dispersão para modos guiados livres em guias de ondas dielétricos

No modo guiado, a luz percorre um caminho periódico em ziguezague com duas reflexões internas totais nas interfaces ar-filme e filme-substrato. Esse caminho pode ser representado por dois vetores de onda, um no sentido positivo de z , A_1 , e outro no sentido negativo de z , B_1 , conforme ilustrado na Figura 3.9:

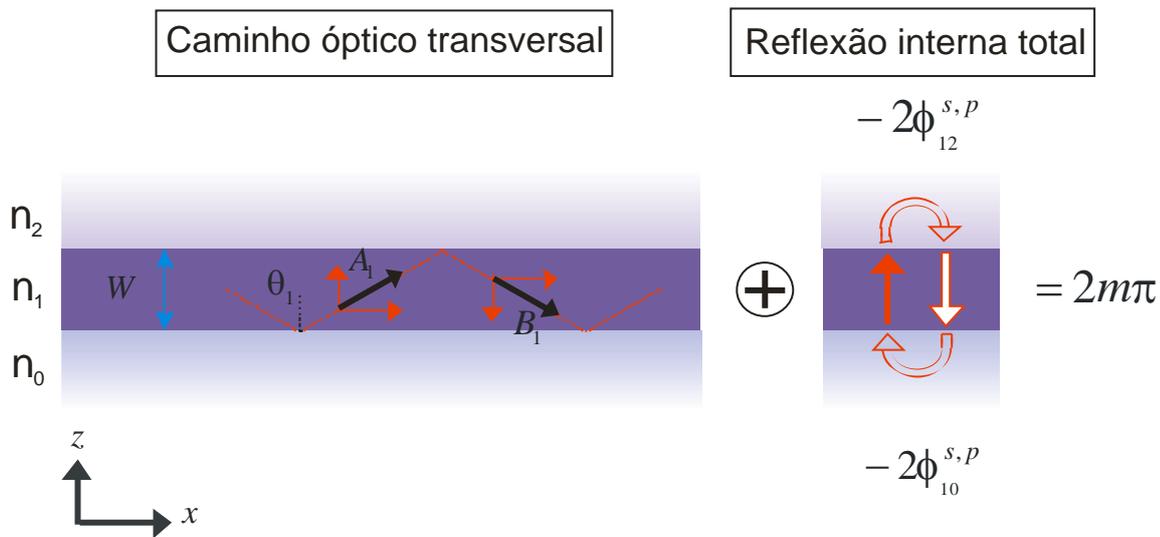


Figura 3.9 - Relação de dispersão para modos guiados em guias de onda dielétricos – soma das fases relativas ao caminho óptico transversal e reflexões internas totais

Podemos decompor esses vetores de onda em componentes horizontais (direção x) e verticais (direção z). As componentes horizontais, que são dadas por $A_1 \sin \theta_1 = B_1 \sin \theta_1 = k_0 n_1 \sin \theta_1$, representam a velocidade de grupo da onda no guia. As componentes verticais, por sua vez, representam as ondas que incidem na interface ar-filme e filme-substrato. A onda se propagará no guia apenas se essas componentes verticais resultarem em uma superposição construtiva, formando um padrão estacionário ao longo da espessura do filme^{19,73,77}. Para isso, é necessário que certas condições de interferência entre essas componentes sejam satisfeitas.

Ao resolvermos a equação de Maxwell sujeita às condições de continuidade dos campos, observamos que k_x só pode assumir alguns valores discretos quando a condição de modo guiado é satisfeita, ou seja, quando $k_0 n_0 < k_x < k_0 n_1$. Esses valores correspondem aos

vários modos guiados TE_m ou TM_m , com $m = 0, 1, 2, 3, \dots$, que são os correspondentes às polarizações s e p.

Para obter a relação de dispersão para o guia usaremos a descrição de raios ópticos. A luz, ao percorrer um período completo no trajeto em ziguezague, pode adquirir uma fase devido a dois processos. O primeiro processo é devido ao caminho óptico transversal percorrido pela luz no seu interior, cujo valor total é de $2k_0 n_1 W \cos \theta_1$, sendo W a espessura do filme. O segundo processo é devido às reflexões totais internas dadas por $-2\varphi_{10}^{s,p} - 2\varphi_{12}^{s,p}$, onde os índices s e p correspondem às duas polarizações enquanto que os índices 10 e 12 correspondem às interfaces filme-substrato e filme-ar, respectivamente. Essas fases são obtidas de forma exata pelas expressões do deslocamento Goos-Hänchen (cf. equações (3.15) e (3.16)). Porém, para evitarmos confusão com os índices, iremos reescrevê-las em uma única equação:

$$\varphi_{i,j}^{s,p} = \tan^{-1} \left[\left(\frac{n_i}{n_j} \right)^{2p} \frac{(N^2 - n_j^2)^{1/2}}{(n_i^2 - N^2)^{1/2}} \right] \quad (3.34)$$

onde definimos $N = n_1 \sin \theta_1$ como *índice de refração efetivo* ou *constante de propagação*, válido para qualquer meio de índice i . Ela é chamada de constante de propagação pelo fato de representar a Lei de Snell.

Para que a luz seja guiada no filme, é necessário que as fases adquiridas satisfaçam a condição de interferência construtiva entre todas as múltiplas reflexões. Essa condição é tal que a soma de todas essas fases deve ser um múltiplo inteiro de 2π . Assim, encontramos a condição para o guiamento no filme:

$$2k_0 n_1 W \cos \theta_1 - 2\varphi_{10}^{s,p} - 2\varphi_{12}^{s,p} = 2m\pi \quad (3.35)$$

onde $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ são os possíveis modos guiados. Reescrevendo a expressão em termos de N , obtemos:

$$2k_0 W \sqrt{n_1^2 - N^2} - 2\varphi_{10}^{s,p} - 2\varphi_{12}^{s,p} = 2m\pi \quad (3.36)$$

Note que a expressão da condição de guiamento no filme pode ser reescrita como ^{19,73}:

$$W = W_{10}^{s,p} + W_{12}^{s,p} + mW_1 \quad (3.37)$$

onde $W_{10}^{s,p} = \frac{\Phi_{10}^{s,p}}{k_0 \sqrt{n_1^2 - N^2}}$, $W_{12}^{s,p} = \frac{\Phi_{12}^{s,p}}{k_0 \sqrt{n_1^2 - N^2}}$, $W_1 = \frac{\pi}{k_0 \sqrt{n_1^2 - N^2}}$ e $m = 0, 1, 2, \dots$

Devido ao fato de as fases de deslocamento de Goos-Hänchen serem transcendentais, elas não podem ser resolvidas explicitamente em termos de N . Assim, para analisar o comportamento da expressão (3.36), esboçamos W em função de N para os cinco primeiros modos e ambas as polarizações. No caso, $n_0 = 1,00$, $n_1 = 2,06$, $n_2 = 1,46$ e $\lambda = 543 \text{ nm}$:

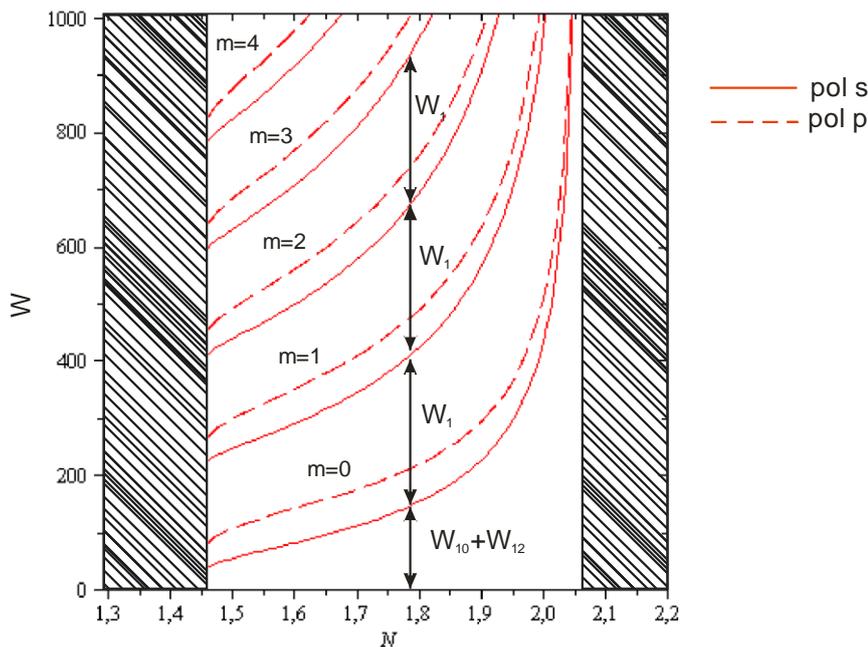


Figura 3.10 - Condição de guiamento, representado por W em função de N para os cinco primeiros modos e ambas as polarizações

Podemos ver que, por exemplo, para uma espessura de $W = 300 \text{ nm}$ apenas os modos $m = 0$ e $m = 1$ podem ser guiados, com valores diferentes de N para ambas as polarizações. As áreas rachuradas do gráfico correspondem aos valores de N nos quais não é possível obter modos guiados; o limite inferior e o superior são dados pelo $n_{\max}(n_0, n_2)$ e o n_1 do filme, respectivamente.

No limite inferior, ou seja, quando $N \rightarrow n_{\max}(n_0, n_2)$, é possível determinar a espessura de corte do guia, W_{corte} , que é a espessura mínima pela qual ainda se pode observar o m -ésimo modo guiado. Assumindo que $n_{\max}(n_0, n_2) = n_2$, temos:

$$W_{\text{corte}} = \frac{1}{k_0 \sqrt{n_1^2 - N^2}} \left\{ m \pi + \tan^{-1} \left[\left(\frac{n_1}{n_0} \right)^{2p} \sqrt{\frac{N^2 - n_0^2}{n_1^2 - N^2}} \right] \right\} \quad (3.38)$$

É importante observar que a espessura de corte para $m = 0$ é dada exatamente por $W_{\text{corte}} = W_{10}^{\text{s.p.}}$.

3.3.4 Guias com vazamento

Quando o guia de onda se encontra na condição de modo guiado, ao aproximá-lo de uma matéria com alto índice de refração, n_3 , a uma distância S , pode ocorrer transmissão de energia do guia para esse novo meio. Essa transmissão de energia ocorre devido à reflexão total interna frustrada que ocorre na interface entre o filme e o ar. Se S satisfizer $S \gg \lambda_0$, a amplitude da onda transmitida será desprezível, devido ao fato de que haverá pouca energia proveniente da onda evanescente (cf. equação (3.11)). Esse é o mesmo efeito descrito na seção 3.2.2.

3.4 Acoplamento de radiação em filmes por dispositivos acopladores

Há duas formas de acoplar radiação em guias de ondas dielétricos: focalizar a luz na extremidade do guia em um ângulo conveniente ou utilizar um acoplador, como se pode ver na Figura 3.11

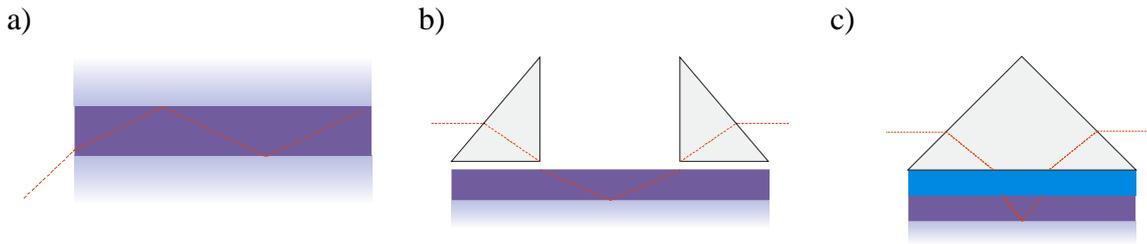


Figura 3.11 - Acoplamento em um guia de onda dielétrico (a) focalizando a luz em um ângulo apropriado, (b) utilizando um acoplador e um desacoplador óptico e (c) usando o mesmo dispositivo para acoplar e desacoplar

A focalização da luz na extremidade do guia para obter acoplamento é largamente usada em dispositivos de telecomunicações para fibras ópticas e lasers de fibras ópticas. A configuração que usa dois dispositivos ópticos para acoplar e desacoplar luz em guias de onda é utilizada nos sensores em geral, nos quais a intensidade da luz desacoplada é empregada para determinar as variáveis do sistema ⁷.

O acoplamento de radiação em filmes por um acoplador óptico (por exemplo, um prisma) fornece um meio eficiente de acoplar luz em filmes finos ²¹. Seu princípio consiste no acoplamento de luz através de ondas evanescentes nos modos permitidos do filme que faz o papel de guia de onda. Para isso, é necessário um dispositivo que permita gerar ondas evanescentes com propriedades que casem com a constante de propagação do guia.

Já dissemos que uma das aplicações do uso do acoplamento de ondas evanescentes em guias de onda planar é a técnica de caracterização de filmes finos conhecida por *m*-line. Conforme Figura 3.12, vemos que o filme fino é depositado sobre um substrato e então pressionado mecanicamente na base do prisma. Dessa forma, o filme é separado do prisma por um pequeno espaço preenchido com um material de baixo índice denominado *gap* ²². A partir de determinado ângulo de incidência, a luz incidente na base do prisma sofre reflexão interna total frustrada, na qual parte da energia pode sofrer tunelamento através do *gap* e ser transferida para dentro do filme. Devido o fato de que a reflexão na interface filme-*gap* não é total, mas frustrada devido à presença do prisma, o guia apresenta vazamento e parte da energia retorna para o acoplador.

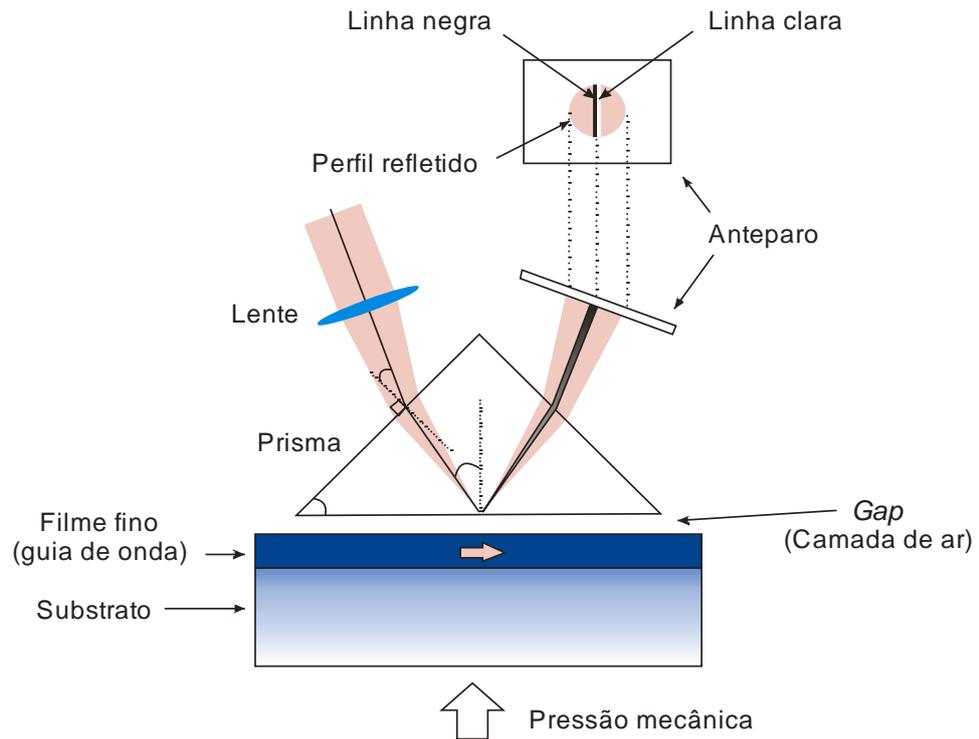


Figura 3.12 -Princípio da técnica de m-line

O sistema é montado sobre uma plataforma rotativa cuja posição angular é controlada por um computador, conforme Figura 3.13. O feixe laser incide diretamente sobre a base do prisma para que seja analisada a luz refletida proveniente de apenas um determinado valor do ângulo. Como podemos ver na ilustração acima, uma lente é usada para gerar uma variação contínua do ângulo da luz incidente. A luz refletida é detectada por um fotodiodo e processada pelo computador, que relaciona sua intensidade com a posição angular do feixe incidente. A pressão mecânica é gerada por um instrumento que controla a força com que o substrato e o filme são prensados no prisma.

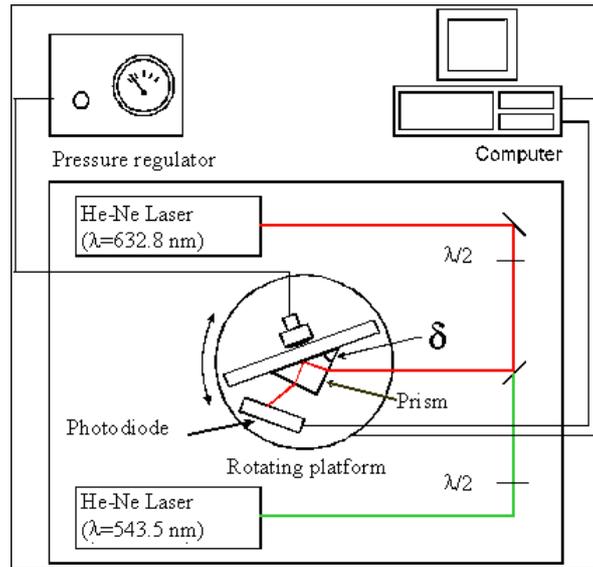


Figura 3.13 -Setup da técnica de m-line. CSMFO Group

Ulrich²⁰ usou o método de expansão em ondas planas para abordar esse problema, assim como Monneret, Huguet-Chantôme²² e Flory⁷ o fez para calcular o perfil do feixe refletido com incidência de ondas gaussianas. Quando uma onda plana monocromática incide na base do acoplador óptico acima da condição de ângulo crítico ela sofre reflexão total interna, mas para certos ângulos de incidência há um grande aumento da densidade de energia no filme. Essas ressonâncias são identificadas como modos de propagação no guia na presença do prisma, e ocorrem sempre que a componente longitudinal do vetor de onda da luz incidente for igual ao vetor de propagação do guia de onda¹⁹. Os ângulos em que essas ressonâncias ocorrem são chamados de *ângulos síncronos*. Seu valor e largura angular dependem criticamente dos parâmetros ópticos e físicos do sistema: espessuras do *gap* e do filme e índices de refração complexos dos meios, assim como as propriedades da radiação incidente. Naturalmente, para valores infinitos da espessura do *gap*, o sistema converge para os modos guiados de um guia livre, ou seja, sem a presença de um prisma, conforme seção 3.3.3.

O acoplamento é otimizado quando duas condições são satisfeitas: 1^a) casamento de fase entre as ondas incidente e guiada e 2^a) escolha adequada da espessura do *gap* para o melhor compromisso entre o acoplamento e vazamento do guia. A maior eficiência teórica para acoplamento de ondas gaussianas num filme fino através de prismas é de 81%²⁰.

A medida dos valores dos ângulos síncronos e a comparação com dados numéricos permitem obter informações das espessuras dos filmes e do índice de refração efetivo^{7,22,43}. Além disso, é possível realizar a observação de efeitos não lineares nesses sistemas, tais como

dilatação termoinduzida e índice de refração dependente da intensidade ⁴⁴, $\partial n/\partial T$ de filmes finos (causada por propriedades intrínsecas do material que compõe o filme ou pela diferença entre os coeficientes de expansão térmica entre o filme e o substrato – efeito elasto-óptico) ⁽⁴⁵⁾, determinação dos coeficientes de extinção ⁴⁶ dos filmes que compõem o sistema e anisotropia de guias de ondas planares ⁴⁷⁻⁴⁹.

Outro modo de se obter o acoplamento em filmes finos é a substituição do *gap* de ar por um filme dielétrico. Este deve possuir um índice de refração que possibilite a geração de ondas evanescentes e, conseqüentemente, o acoplamento no guia. Essa adaptação da técnica de *m-line*, está ilustrada na Figura 3.14, e é a essência do refratômetro proposto nesse projeto. Trataremos dela com maiores detalhes na seção 3.5.

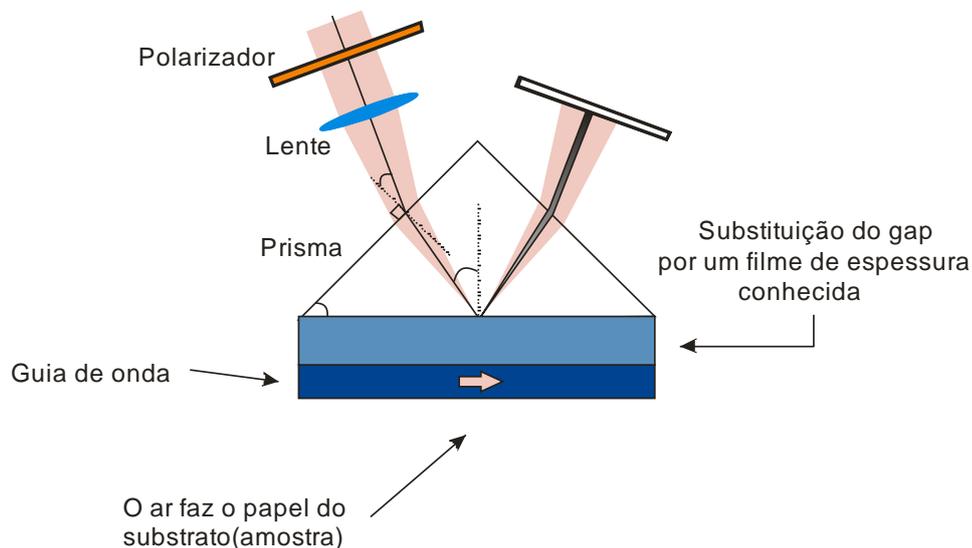


Figura 3.14 -Modificação da técnica de *m-line*

3.4.1 Relação de dispersão em guias de ondas dielétricos para modos guiados na presença de acoplador óptico

Aqui utilizamos essencialmente o mesmo método da seção 3.3.3 para encontrar a relação de dispersão para modos guiados na presença do acoplador óptico. A única diferença é referente à fase adquirida pela onda guiada ao refletir na interface guia de onda: ela é influenciada pela presença do acoplador óptico devido à espessura finita do *gap*, conforme figura abaixo:

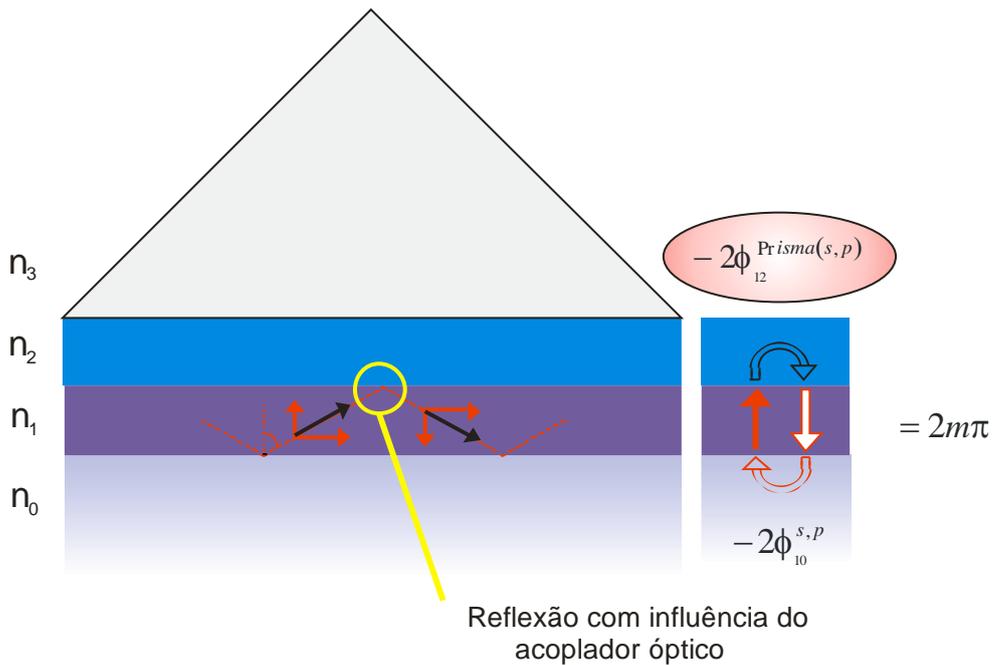


Figura 3.15 -Relação de dispersão em guias de onda dielétricos para modos guiados na presença do acoplador óptico – reflexão interna total na interface guia de onda-gap é influenciada pelo acoplador óptico

Como vemos, a relação de dispersão para modos em guias de onda na presença do acoplador óptico será semelhante à equação (3.36), diferindo apenas o termo correspondente à fase entre os meios 1 e 2:

$$2k_0W\sqrt{n_1^2 - N^2} - 2\phi_{10}^{s,p} - 2\phi_{12}^{\text{Prisma}(s,p)} = 2m\pi \quad (3.39)$$

onde $2\phi_{12}^{\text{Prisma}(s,p)}$ é o valor da nova fase. Para valores grandes, mas finitos da espessura S ¹⁹, essa fase pode ser reescrita como:

$$2\phi_{12}^{\text{Prisma}(s,p)} \cong 2\phi_{12}^{(s,p)} + \sin(2\phi_{12}^{(s,p)}) \cos(2\phi_{32}^{(s,p)}) \exp\left(-2kS\sqrt{N^2 - n_2^2}\right) \quad (3.40)$$

Já para uma espessura muito grande da camada acopladora, $S \rightarrow \infty$, obtemos que $\phi_{12}^{\text{Prisma}(s,p)} \rightarrow \phi_{12}^{(s,p)}$ e a equação (3.39) tende a (3.36), conforme o esperado

3.5 Sistema de 4 meios - SF11/SiO₂/ZrO₂/amostra

Ilustraremos a seguir o comportamento da refletividade do sistema de 4 meios dielétricos estudado nesse projeto. Ele é composto por duas camadas de filmes de SiO₂ e ZrO₂ prensadas entre dois meios semi-infinitos, que são definidos como acoplador óptico e amostra.

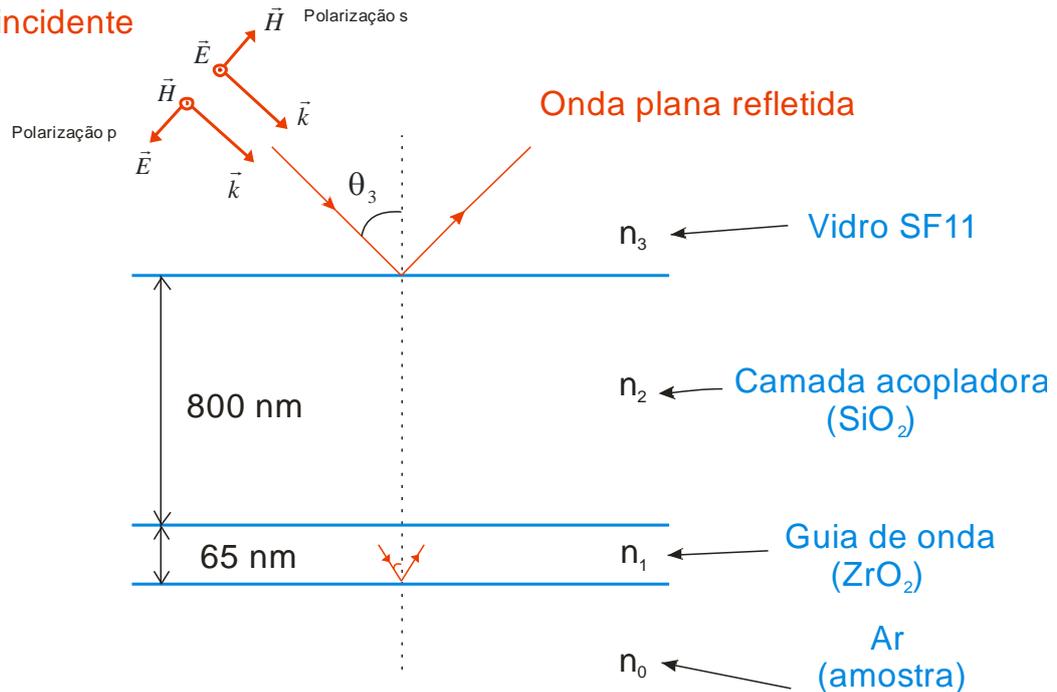
Apesar de estarem disponíveis no mercado softwares que calculam e analisam a refletividade e transmitividade de sistemas de filmes finos⁷⁸, elaboramos um programa próprio usando as plataformas Maple[®] e MatLab[®] que calcula, de forma análoga ao software comercial, o comportamento desses sistemas. Optamos pelo desenvolvimento desses programas devido à maior possibilidade de alteração de dados de entrada. Assim, foi possível estudar o comportamento do sistema em função de variáveis que não podem ser alteradas no Essential Macleod[®]. Além disso, também utilizamos esse programa para a otimização do sistema, que será discutida na seção 4.3.

Os dados de entrada do sistema são: espessuras, índices de refração e coeficientes de extinção dos meios de SiO₂ e ZrO₂; índice de refração dos meios semi-infinitos vidro SF11 e ar; comprimento de onda, polarização e ângulo de incidência da onda incidente.

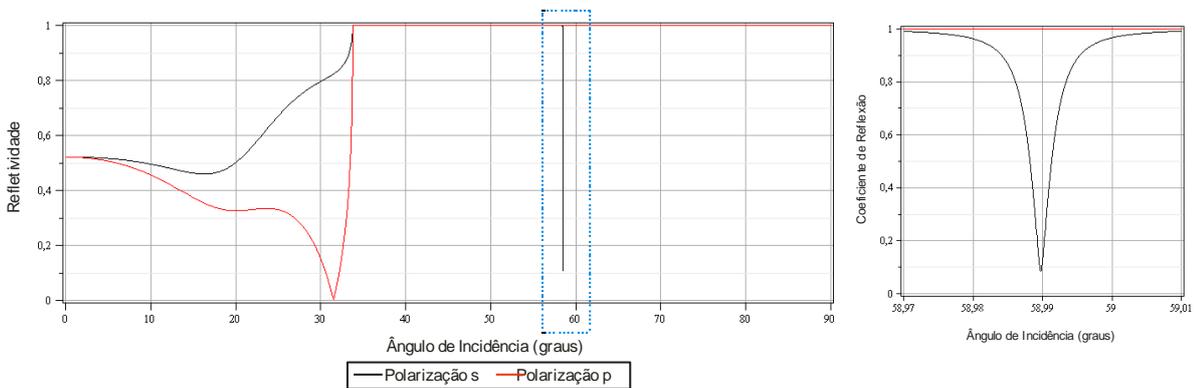
A configuração usada nas simulações, de agora em diante denominada de SF11/SiO₂/ZrO₂, será descrita em seguida, conforme Figura 3.16:

O filme de SiO₂ será denominado doravante de *camada acopladora*, com espessura $S = 800,0$ nm, índice de refração, $n_2 = 1,46023 @ 543,5$ nm⁸. O filme de ZrO₂ será denominado de *guia de onda*, com espessura $W = 65$ nm, índice de refração $n_3 = 2,05862$ e coeficiente de extinção $k_3 = 5 \times 10^{-5} @ 543,5$ nm. O reduzido coeficiente de extinção desse material permite gerar um guia de baixa perda; os dois meios semi-infinitos são compostos por vidro SF11, com índice $n_1 = 1,78950 @ 543,5$ nm⁷⁹, e ar (denominado de amostra), com $n_0 = 1,00027 @ 543,5$ nm, 20 °C, 50% de umidade relativa; o comprimento de onda é de 543,5 nm, referente à linha verde do laser de He-Ne.

Onda plana incidente

Figura 3.16 -Estrutura do sistema de quatro meios SF11/ SiO_2 / ZrO_2

A simulação do coeficiente de reflexão em função do ângulo de incidência é demonstrada na figura abaixo.

Figura 3.17 -Coeficiente de reflexão para o sistema SF11/ SiO_2 / ZrO_2 com destaque para a região de ressonância

O gráfico do coeficiente de reflexão em função do ângulo de incidência do sistema SF11/ SiO_2 / ZrO_2 é o mesmo dos sistemas que apresentam reflexão total interna: apresentam o ângulo de Brewster para a polarização p (em torno 32°) e, logo depois, apresentam o ângulo crítico (em torno de 33°). Porém, acima da condição de ângulo crítico em que toda a luz deveria ser refletida pelo sistema, o sistema SF11/ SiO_2 / ZrO_2 , para a polarização s , apresenta uma região com grande perda no coeficiente de reflexão, conforme destacado na Figura 3.17.

A consequência é que, ao iluminar o sistema exatamente no ângulo de ressonância, observamos uma diminuição da intensidade de luz refletida. Esse ângulo ressonante representa exatamente o ângulo em que a radiação incidente é acoplada no guia de onda através de tunelamento fotônico.

A espessura da camada acopladora influencia de forma complexa na posição e largura angular dessa ressonância. Exemplificamos esse efeito no gráfico tridimensional abaixo. A escala do coeficiente de reflexão está invertida para facilitar a visualização.

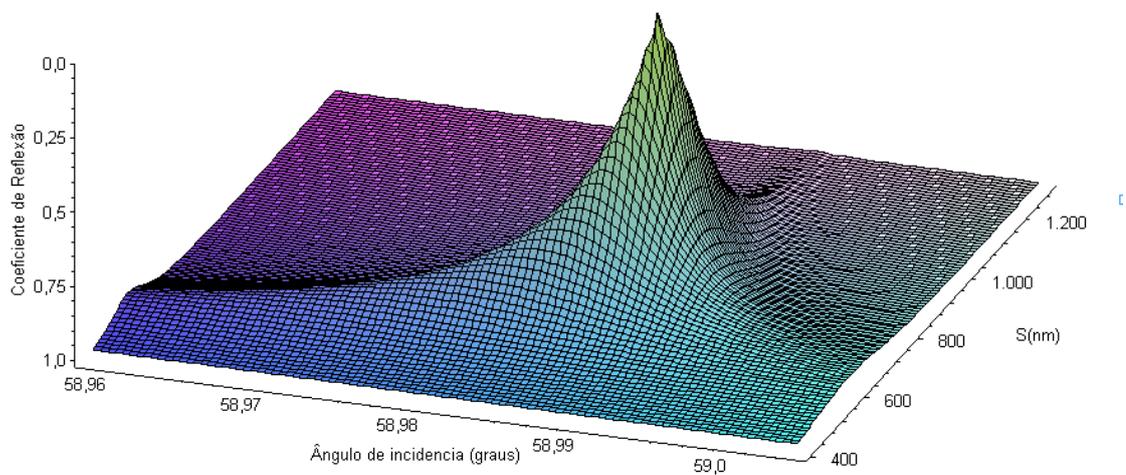


Figura 3.18 -Gráfico tridimensional do coeficiente de reflexão do sistema em função do ângulo de incidência e da espessura S da camada acopladora

Duas importantes características podem ser observadas na figura acima: 1) existe um valor mínimo do coeficiente de reflexão para determinado valor de S, e 2) o ângulo de incidência, correspondente ao pico, aproxima-se de um valor constante quando a espessura S se torna grande, conforme observado por Chun et. al.⁸⁰.

Para compreender a influência que as espessuras dos filmes exercem sobre a ressonância, usamos a mesma configuração dada acima variando apenas as espessuras S e W de certos valores, conforme os gráficos abaixo. No primeiro deles, (Figura 3.19) observamos que a variação de S em até 20 nm não mudou a posição angular da ressonância, mas que a pequena alteração de 1 nm em W influenciou-a significativamente.

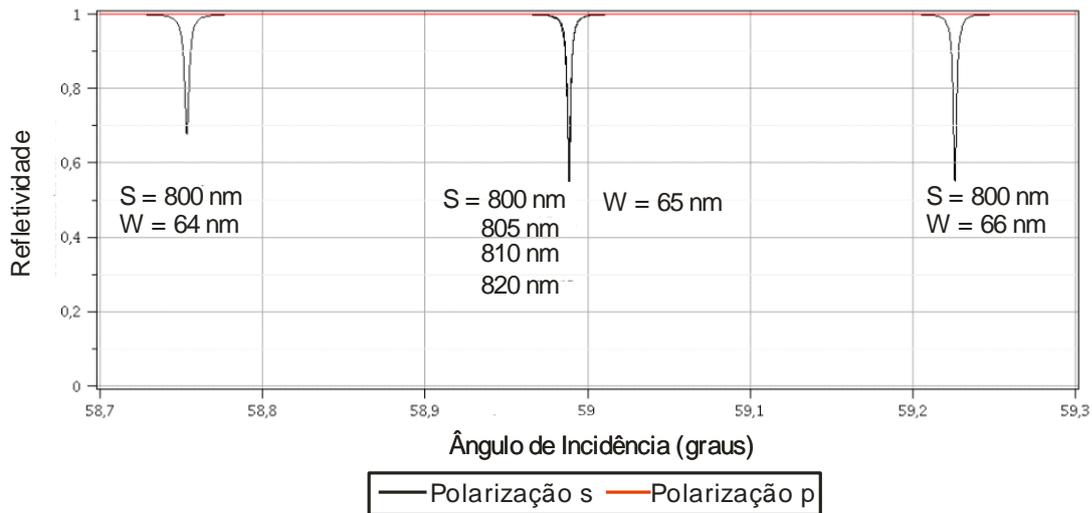


Figura 3.19 -Influência das espessuras S e W na posição angular da ressonância

Alterando o valor de S entre 700 e 900 nm, observamos que houve uma mudança da largura angular da ressonância, além de uma pequena variação na sua posição – porém não tão significativa quanto observado ao variar W. O efeito do aumento da camada acopladora pode ser interpretado de forma análoga ao aumento da finesse de uma cavidade de Fabry-Perót: o valor de S está ligado à transmissividade dos espelhos, ou seja, quanto maior a transmissividade do espelho maior a finesse da cavidade ⁸¹. Verificamos, portanto, que há um valor ótimo em que ocorre um grande aumento da radiação acoplada no guia de onda, assim como há essa dependência da transmissividade do espelho para a cavidade de Fabry-Perót.

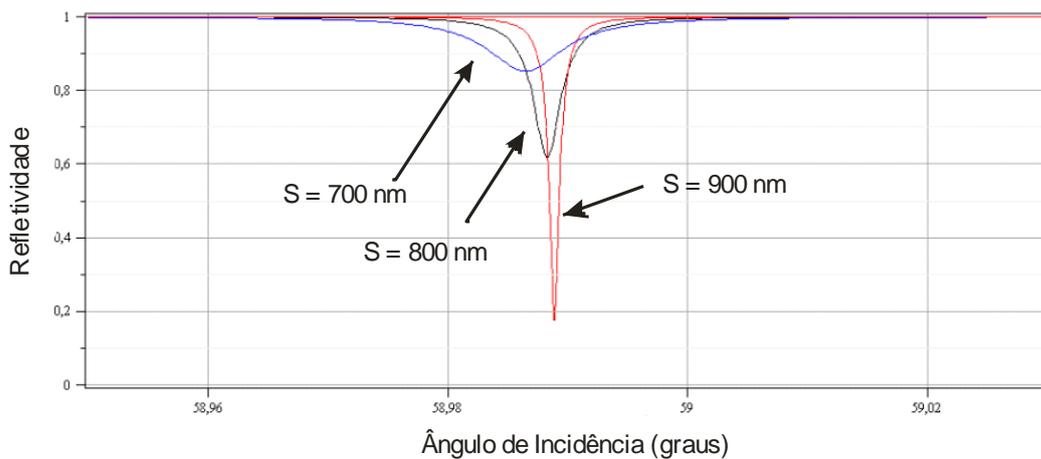


Figura 3.20 -Influência da espessura S na largura angular da ressonância, mantendo o valor de W=65 nm

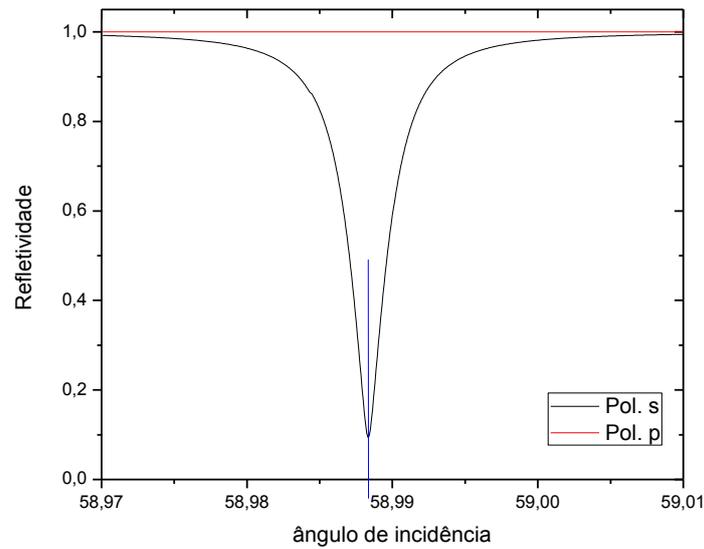
O que podemos concluir a partir dos gráficos é que a variação da espessura W muda a posição angular da ressonância, enquanto a variação de S muda a largura angular - finesse.

Achamos interessante notar que Okamoto, Yamamoto e Yamaguchi ⁴⁶ propuseram um dispositivo semelhante ao usado nesse projeto. Nosso enfoque, como demonstramos, é a sensibilidade da ressonância com a variação do índice de refração da amostra; os autores, por sua vez, buscaram a determinação do coeficiente de extinção da amostra. Ao final, eles demonstraram que a refletividade tem relação com o valor do coeficiente de extinção. Nos seus experimentos, eles obtiveram sensibilidade 17 vezes maior que os métodos convencionais de reflexão total atenuada.

3.5.1 Fase da onda refletida

Conforme observado por Levy e Imbert ⁶⁶, o campo elétrico apresenta uma grande variação de fase na região da ressonância. A ocorrência dessa variação para o sistema SF11/SiO₂/ZrO₂/ar pode ser demonstrada a partir dos gráficos da Figura 3.21.

a)



b)

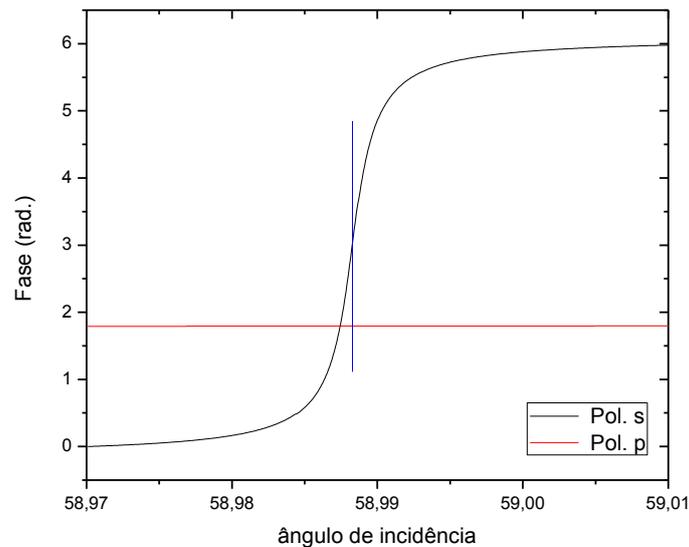


Figura 3.21 - (a) Coeficiente de reflexão para ambas as polarizações demonstrando o valor de mínimo (linha vertical azul) e (b) fase adquirida pela onda refletida para as duas polarizações

A variação da fase de 2π da onda refletida na região de ressonância foi observada apenas para a polarização *s*. Por outro lado, a fase referente à polarização *p* é quase constante na região. A linha em azul em ambos os gráficos indicam a posição angular da ressonância.

Midwinter e Zernike⁷⁷ demonstraram experimentalmente essa variação de fase de 2π da onda refletida por um sistema análogo ao da Figura 3.19. O sistema era composto por um prisma de vidro SF58 (índice de refração = 1,91), cuja base possuía um filme de MgF_2 (índice de refração 1,38 e espessura = 443 nm) e o guia de oxifluoreto de tório – *thorium oxyfluoride*

– (índice de refração entre 1,5 e 1,55 e espessura = 380 nm). Com esse sistema é possível obter o modo fundamental para ambas as polarizações, com menor refletividade para a polarização p . O método utilizado por eles foi empregar esse sistema como um dos espelhos de um interferômetro de Mach-Zehnder, iluminado por um laser de He-Ne em 632,8 nm. O espelho no outro braço do interferômetro era um prisma sem os filmes da mesma dimensão e mesmo material que o primeiro. Dessa forma, eles obtiveram um excelente acordo da franja de interferência experimental com a simulação computacional, conforme demonstrado pela figura 1 de seu artigo.

3.5.2 Campo elétrico no sistema

Demonstramos abaixo a intensidade do campo elétrico para o sistema SF11/SiO₂ 800nm/ ZrO₂ 65nm em regiões próximas ao ângulo ressonante. Podemos observar um aumento gradativo da intensidade do campo elétrico no interior do filme de ZrO₂ em função do valor do ângulo do feixe incidente, conforme Figura 3.22-A. Para valores próximos ao ângulo de ressonância, podemos obter aumentos de 10 (Figura 3.22-B) e de até 40 vezes da intensidade, (Figura 3.22-C). Ao passar da região de ressonância, a intensidade diminui rapidamente, conforme Figura 3.22-D. A escala no eixo da abscissa é o *Full Wave Optical Thickness*, espessura óptica de comprimento de onda completo, que corresponde à razão entre a espessura física da camada pelo valor do comprimento de onda no meio.

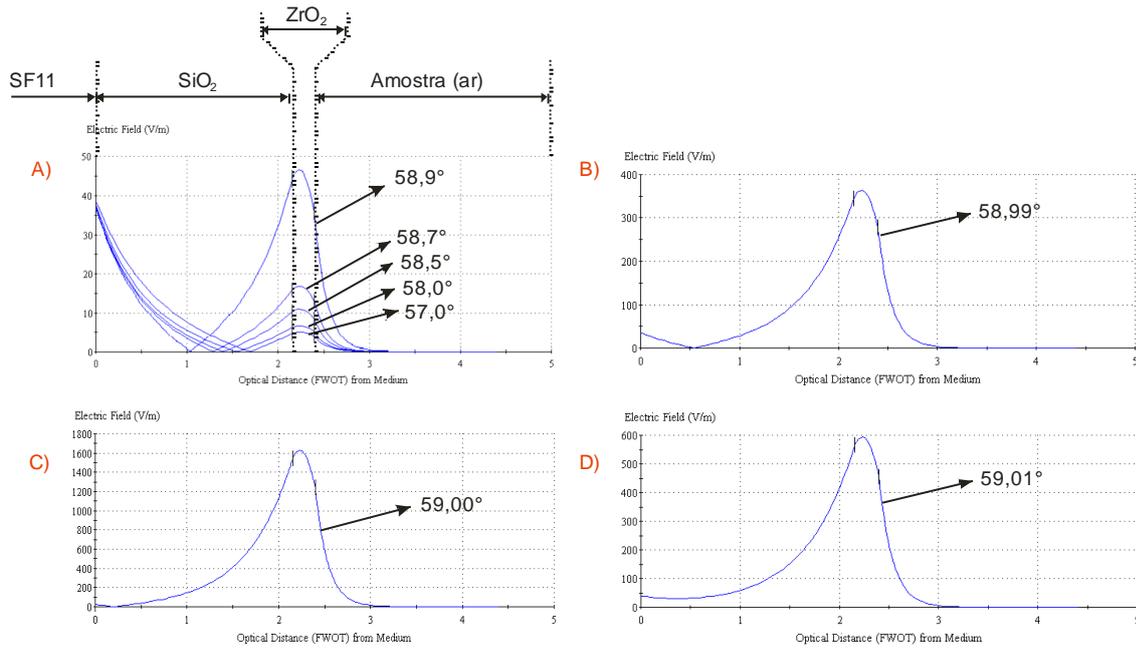


Figura 3.22 - Perfil do campo elétrico no sistema SF11/SiO₂ 800nm/ ZrO₂ 65nm

O aumento da intensidade do campo elétrico em guias de onda de sistemas análogos a esse é largamente descrito na literatura em diversas aplicações, tais como óptica não-linear, aprisionamento de átomos e espelhos atômicos⁸¹. Essas duas últimas aplicações são possíveis devido ao fato de que as ondas evanescentes em ambos os lados do guia de onda também são amplificadas, conforme pode ser observado nas figuras acima.

Esse aumento da intensidade pode ser visualizado experimentalmente quando há o acoplamento, momento em que há um grande espalhamento na base do acoplador óptico.

3.5.3 Reflexão de ondas gaussianas

Quando ondas planas incidem na base do acoplador óptico, o perfil refletido pelo sistema de 4 meios é dado pelo coeficiente de reflexão da Figura 3.17. Porém, como a maioria dos lasers possui o feixe com perfil gaussiano, torna-se interessante elaborar um modelo numérico que calcule o perfil refletido considerando esse caso especial do formato do feixe. A explicação a seguir se baseia no artigo de Monneret, Huguet-Chantôme e Flory²².

Consideremos um sistema iluminado por um feixe focalizado no ponto $(x, z) = (0, 0)$, de extensão infinita na direção y e com um perfil gaussiano na direção x , conforme a Figura 3.23. A dependência temporal das ondas harmônicas $\exp(-i\omega t)$ será omitida na abordagem

por motivo de clareza na explicação. O modelo diz respeito apenas ao caso particular de onda linearmente polarizada *s* ou *p*.

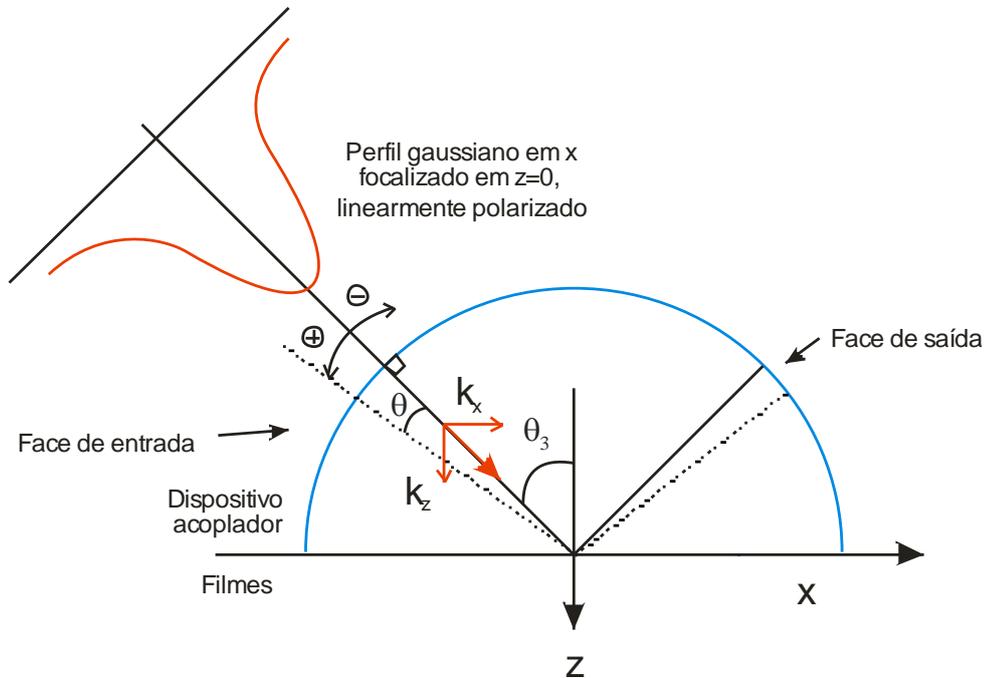


Figura 3.23 - Modelo para o feixe refletido com incidência de feixe com perfil gaussiano. Linha sólida: centro da gaussiana; linha tracejada: um feixe particular da gaussiana deslocado de um valor θ do centro da gaussiana ($\theta_3 + \theta$)

A amplitude do campo elétrico incidente na base do acoplador óptico, E_i , é dada por:

$$E_i(x, y, z = 0) = E_0 \exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-\frac{y^2}{w_0^2}\right) \quad (3.41)$$

onde w_0 é a largura a $1/e^2$ da intensidade da cintura do feixe gaussiano e E_0 é a máxima amplitude de E_i .

Para $z = 0$, pode-se expressar o termo $\exp\left(-\frac{x^2}{w_0^2}\right)$ como uma soma infinita de ondas

planas. Como o plano de incidência é o plano XZ e a estrutura é invariante em Y, obtemos:

$$E_i(x, y, 0) = \exp\left(-\frac{y^2}{w_0^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_i(\alpha) \exp(i2\pi\alpha x) d\alpha \quad (3.42)$$

onde

$$\sigma = \frac{\sin\theta}{\lambda_0} \quad (3.43)$$

é a frequência espacial transversal de cada onda plana, θ é o ângulo entre essa onda plana e o centro da gaussiana e $\hat{E}_i(\alpha)$ é a transformada de Fourier unidimensional de $E_i(x, 0, 0)$. A expressão analítica é dada por:

$$\hat{E}_i(\alpha) = E_0 \sqrt{\pi} \exp(-\pi^2 w_0^2 \sigma^2) \quad (3.44)$$

Após ser refletido pelo sistema, o campo elétrico E_r é dado por:

$$E_r(x, y, z) = \exp\left(-\frac{y^2}{w_0^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_i(\alpha) f(\sigma) \exp(i2\pi\alpha x) \exp(i2\pi\mu z) d\alpha \quad (3.45)$$

onde

$$\mu = \frac{\cos\theta}{\lambda_0} \quad (3.46)$$

é a frequência espacial longitudinal de cada onda plana.

A função $f(\sigma)$ é definida por $f(\sigma) = t_1(\sigma)t_2(\sigma)r(\sigma)$, onde os valores $t_1(\sigma)$ e $t_2(\sigma)$ são os coeficientes de transmissão na face de entrada e de saída do dispositivo enquanto que $r(\sigma)$ é o coeficiente de reflexão do sistema de quatro meios conforme discutido no capítulo 3.5. O coeficiente de reflexão $r(\sigma)$ possui informações sobre a polarização e comprimento da onda incidente. Todas as ondas planas que compõem o feixe gaussiano adquirem uma mesma fase, que se refere ao caminho óptico percorrido desde a face de entrada até a base do acoplador óptico devido à simetria do mesmo.

Assumindo que o feixe incidente gaussiano possua uma pequena abertura, poderemos realizar as seguintes aproximações: 1ª) Como a dependência de t_1 e t_2 sobre σ é desprezível, podemos reescrever as duas funções: $t_1(\sigma)t_2(\sigma) = t_1(0)t_2(0) = \text{const}$; 2ª) Sendo a frequência espacial transversal muito menor que o inverso do comprimento de onda, podemos assumir que $\sigma \ll \lambda_0^{-1}$.

A segunda aproximação nos permite reescrever a frequência espacial transversal em função da longitudinal com o auxílio das expressões (3.43) e (3.46):

$$\mu(\sigma) \approx \frac{k_0}{2\pi} \left(1 - \frac{\lambda_0^2 \sigma^2}{2} \right) \quad (3.47)$$

Assim, a distribuição do campo elétrico no feixe refletido é agora dada por:

$$E_r(x, y, z) \propto \exp\left(-\frac{y^2}{w_0^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{E}_i(\sigma) r(\sigma) \exp(ik_0 z) \exp(-i\pi\lambda_0 \sigma^2 z) \exp(i2\pi\alpha x) d\alpha \quad (3.48)$$

que podemos reescrever como:

$$E_r(x, y, z) = \exp\left(-\frac{y^2}{w_0^2}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} F(\sigma) \exp(i2\pi\alpha x) d\alpha \quad (3.49)$$

onde se define $F(\sigma) = \hat{E}_i t_2(0) t_2(0) \exp(ik_0 z) \exp(-i\pi\lambda_0 \sigma^2 z)$.

Sendo $I_r(x, z)$ o perfil de intensidade transversal do campo refletido, esse perfil será dado por:

$$I_r(x, z) = |E_r(x, 0, z)|^2 \quad (3.50)$$

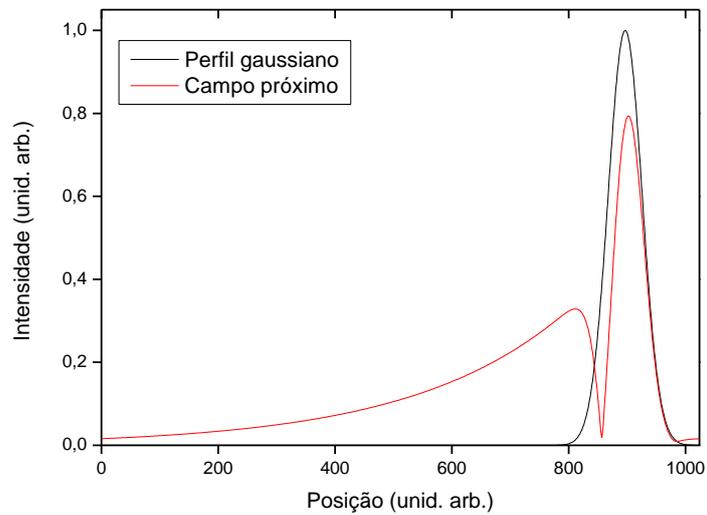
Para um dado valor de z_{r_0} de z , $I_r(x, z_{r_0})$ pode ser obtido diretamente da transformada de Fourier inversa unidimensional de $F(\sigma, z_{r_0})$. Numericamente, utilizamos a transformada rápida de Fourier (*Fast Fourier Transform* – FFT) para calcular o valor de I_r .

A configuração usada para as simulações realizadas abaixo do sistema SF11/SiO₂/ZrO₂ é a mesma do capítulo 3.5.

No gráfico da Figura 3.24-a comparamos o feixe gaussiano incidente e o perfil refletido de campo próximo ($z_{r_0} = 0$). A região de energia nula seguida de um pequeno aumento de intensidade indica que há uma redistribuição da energia no perfil refletido. Em seguida, observamos que a energia vai diminuindo exponencialmente conforme o aumento da posição.

As oscilações que ocorrem no perfil refletido para $z_{r_0} \gg \lambda_0$, mostrado na Figura 3.24-b, são facilmente observadas nos experimentos deste projeto, conforme discutiremos nos próximos capítulos. É possível observá-las também com os prismas, porém é necessária uma lente para aumentar a imagem. Essas oscilações são resultado da interferência entre a parte do feixe que é quase totalmente refletida na base do acoplador óptico e aquela que é reacoplada no guia de onda²². Elas aparecem especialmente em guias de onda com baixa perda.

a)



b)

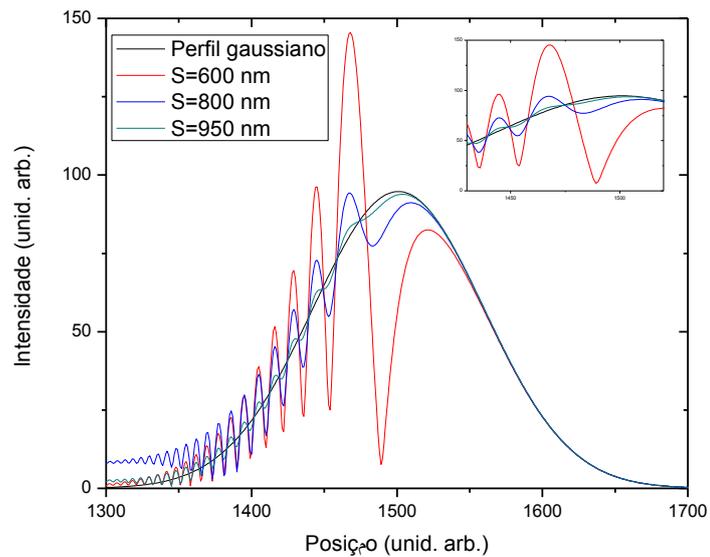


Figura 3.24 - Perfil refletido pelo sistema pela incidência de um feixe gaussiano: a) no regime de campo próximo, $Z_{r_0} = 0$; b) e $Z_{r_0} \gg \lambda_0$, para três espessuras da camada acopladora

No capítulo 4.3 demonstraremos que as simulações acima concordam com os resultados experimentais.

3.5.4 Otimização do sistema

O objetivo da otimização do sistema é encontrar uma configuração ideal, de maneira que ele possua a maior sensibilidade possível. Atingir essa configuração ideal significa encontrar os valores das espessuras dos filmes, W e S , que gerem ressonâncias com grande sensibilidade e alta finesse⁸⁰.

3.5.4.1 Sensitividade – Espessura do guia de onda (W)

Aumentar a sensibilidade significa conseguir deslocar a ressonância o máximo possível (ou seja, obter a máxima variação da constante de propagação do guia, N) para pequenas variações do índice de refração da amostra, n_0 . Assim, procuramos seguinte condição:

$$\frac{\partial N}{\partial n_0} \rightarrow \text{máx} \quad (3.51)$$

Porém, tendo em vista que a equação de dispersão para os modos guiados na presença do acoplador óptico é transcendental em N e n_0 , não é possível isolar N em função de n_0 . Mas é possível calcular $\partial N / \partial n_0$ se definirmos a *função de dispersão modal* sem a presença do acoplador óptico

$$\varphi = 2k_0 W \sqrt{n_1^2 - N^2} - 2\phi_{10}^{s,p}(N, n_1, n_0) - 2\phi_{12}^{(s,p)}(N, n_1, n_2) - 2m\pi \quad (3.52)$$

e com o acoplador

$$\varphi_{AO} = 2k_0 W \sqrt{n_1^2 - N^2} - 2\phi_{10}^{s,p}(N, n_1, n_0) - 2\phi_{12}^{\text{Prisma}(s,p)}(N, n_1, n_2, n_3, S) - 2m\pi \quad (3.53)$$

e usar a propriedade de derivadas parciais:

$$\eta \equiv \frac{\partial N}{\partial n_0} = - \frac{\partial N}{\partial \varphi} \frac{\partial \varphi}{\partial n_0} = - \frac{\frac{\partial \varphi}{\partial n_0}}{\frac{\partial \varphi}{\partial N}} \quad (3.54)$$

na qual η é a sensibilidade do sistema.

O método de otimização utilizado consiste, portanto, no seguinte: após inserir os dados de entrada do sistema, esboçamos η em função de N para encontrarmos o valor máximo da constante de propagação do guia, N_{\max} . Inserimos então o valor de N_{\max} na relação de dispersão e determinamos o valor de W .

Como exemplo, vamos usar a configuração SF11/SiO₂/ZrO₂ com φ sem a presença do acoplador óptico e esboçar η em função de N :

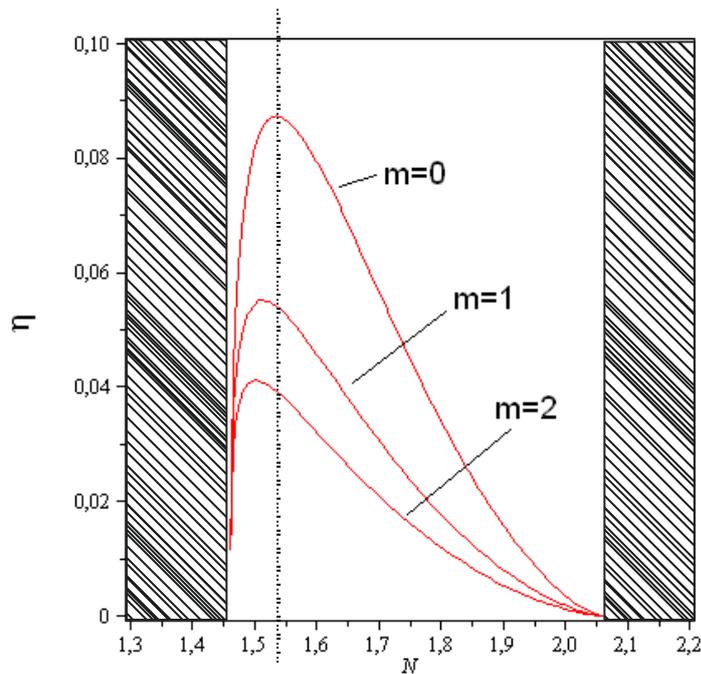


Figura 3.25 - Sensibilidade do sistema SF11/SiO₂/ZrO₂ em função de N para os modos $m=0, 1$ e 2

Podemos observar as seguintes características através da análise da Figura 3.25: 1^a) o máximo valor que η alcança é para o modo fundamental, $m = 0$; 2^a) o valor de N_{\max} é diferente para os cada um dos modos; 3^a) o valor de N_{\max} decresce à medida que m aumenta.

Para $m = 0$, temos $N_{\max} = 1,5336$. Assim, esboçando W em função de N através da equação (3.36), encontramos o valor de W que corresponde ao N_{\max} :

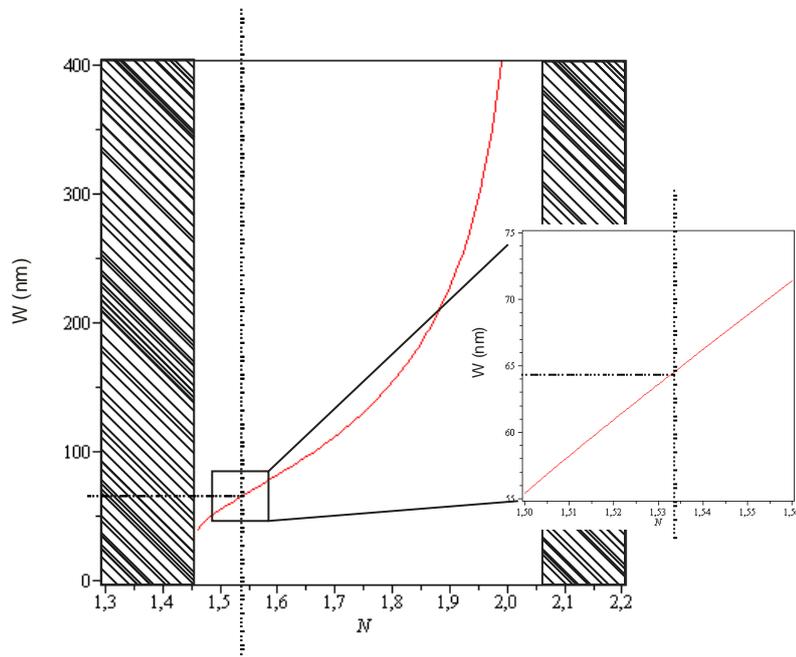


Figura 3.26 - Determinação da espessura do guia de onda utilizando o valor N_{\max} encontrado

Como vemos pelo gráfico, o valor determinado para obter a maior sensibilidade do sistema para $m = 0$ foi de $W = 64,5$ nm.

3.5.4.2 Finesse – Espessura da camada acopladora (S)

Nosso objetivo agora é encontrar uma configuração do sistema que gere uma alta finesse com refletividade mínima. O problema de uma refletividade elevada é a possibilidade de as linhas do perfil refletido serem tão tênues a ponto de não ser possível visualizá-las.

Transformamos o gráfico tridimensional da Figura 3.18 em um gráfico de relevo a fim de facilitar a visualização:

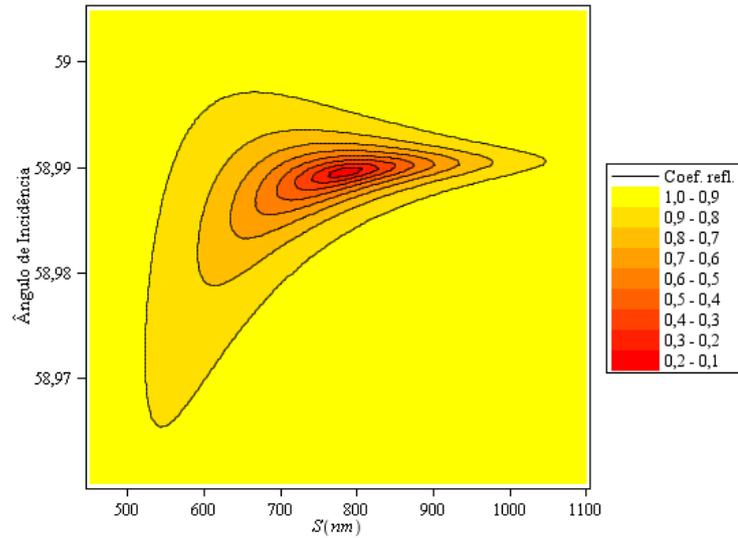


Figura 3.27 - Gráfico de relevo para a determinação da espessura da camada acopladora, S

Conforme pode ser visto na Figura 3.27, a escolha da espessura S da camada acopladora representa, além da determinação do valor da refletividade do sistema, o valor da largura angular da ressonância, conforme pode ser visto na Figura 3.27. Tendo em vista a melhor visualização das linhas, optamos por priorizar uma espessura que gere a menor refletividade ao invés daquela que gere a mais alta finesse ⁸¹. Assim, por exemplo, comparando o comportamento do sistema para espessuras de 550 nm (pequena finesse e alta refletividade), 800 nm (média finesse e pequena refletividade) e 950 nm (alta finesse e refletividade), concluímos que o melhor concorrente é de 800 nm.

4 Materiais e métodos

Nesta seção, iremos descrever os materiais e os métodos experimentais que usamos para demonstrar a eficiência da técnica. Para isso, mostraremos os dispositivos acopladores, o processo de fabricação dos filmes e as imagens dos perfis refletidos para cada acoplador óptico e explicaremos o princípio do sistema de aquisição dos dados expondo, ao final, as montagens experimentais para a realização dos experimentos.

4.1 Dispositivos acopladores

Discutiremos aqui as características dos três dispositivos acopladores usados no trabalho: o prisma equilátero, o bloco semicircular simétrico e o assimétrico. Todos eles foram produzidos na Oficina Óptica do Instituto de Física de São Carlos.

A geometria do acoplador óptico mais comumente usado para a realização da técnica de *m*-line é o prisma isósceles associado a uma lente convergente que focaliza a luz na base daquele. Além do tradicional prisma equilátero, realizamos experimentos com mais dois formatos de dispositivos para obter a condição de reflexão total interna: o bloco semicircular simétrico e assimétrico, BSC e BSCass, respectivamente.

A Figura 4.1 mostra uma foto desses dispositivos. O prisma possui 20 mm de comprimento de lado e os blocos possuem 20 mm de diâmetro.

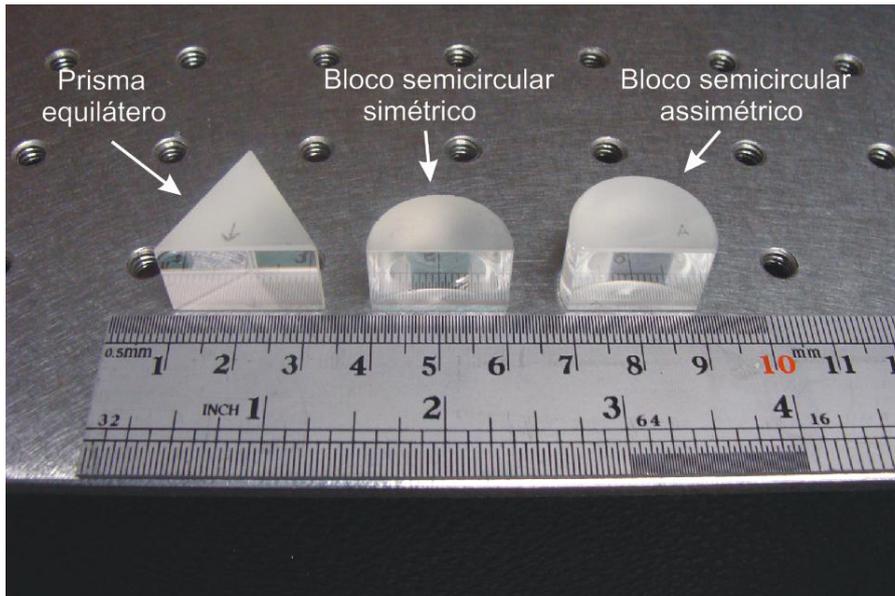


Figura 4.1 - Geometria dos acopladores ópticos usados no projeto

Descreveremos a seguir as vantagens e desvantagens de cada um desses dispositivos.

- Prisma equilátero:

Para obter o padrão característico da m-line é necessário usar uma lente para focalizar o feixe laser na base do prisma. Essa lente permitirá a produção de um contínuo de ângulos de incidência, gerando assim o padrão refletido correspondente ao campo distante, conhecido na literatura como *far-field*. Esse padrão é detectado diretamente por uma câmera CCD ou um anteparo.

As desvantagens do uso do prisma são, portanto: a necessidade de uma lente para focalização; a dificuldade em medir o ângulo de incidência na base do prisma, que é vinculado ao ângulo que incide na primeira face do prisma; a consideração das diferentes fases (relativas aos diferentes caminhos ópticos percorridos pelo feixe em cada ângulo gerado pela lente) na simulação do feixe refletido para ondas gaussianas ²².

- Bloco semicircular simétrico, BSC

O principal objetivo do uso desse tipo de dispositivo é o de não ser mais necessária a presença da lente para a focalização, tornando o sistema mais compacto para futuras aplicações comerciais. Além desse, a detecção do perfil refletido é facilitada devido ao alargamento do feixe causado por sua forma geométrica. Porém, a desvantagem é que o foco

desse sistema não está na base, mas sim do lado de fora do BSC. Isso quer dizer que a luz é refratada na primeira superfície, refletida na sua base, novamente refratada para só depois ser focalizada. Sendo o vidro do tipo SF11 com índice de refração de 1,78950 @ 543,5 nm, num bloco semicircular de 20 mm de diâmetro, o foco estará a 1,37 mm da última superfície, conforme simulação abaixo obtido através do software de desenho óptico OLSO[®], considerando incidência normal. Como podemos observar, o comportamento óptico do BSC é análogo a de um cilindro devido à simetria do dispositivo.

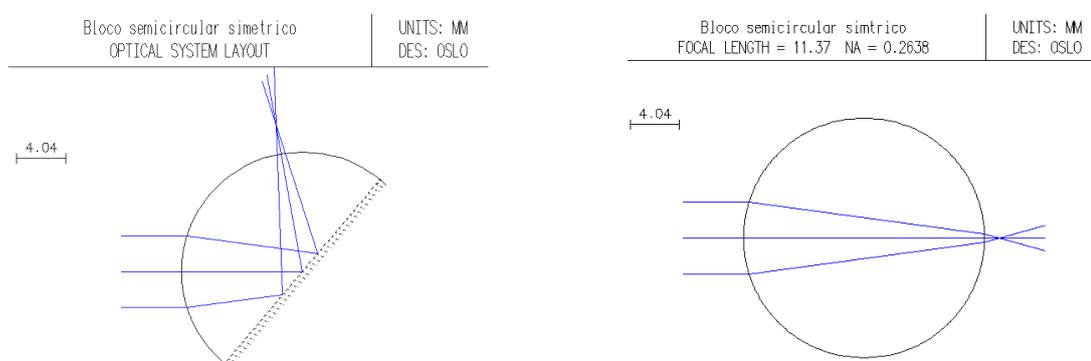


Figura 4.2 - Desenho óptico do bloco semicircular demonstrando a posição do foco e sua analogia com um cilindro

A consequência do ponto focal fora da base do BSC é que o padrão observado na reflexão não é o de campo distante, obtido com o prisma; a princípio, portanto, a teoria da reflexão para feixes gaussianos não poderia ser mais utilizada, o que discutiremos com mais detalhes na seção 4.3.

Para averiguar se essa consequência altera o padrão refletido, decidimos utilizar um acoplador óptico assimétrico feito do mesmo material do BSC.

- Bloco semicircular assimétrico, BSCass

A base do BSCass está distante 0,8 mm do centro do disco da Figura 4.2. Os experimentos realizados deixaram claro que essa assimetria não influencia no padrão refletido pelo sistema, ou seja, o perfil refletido obtido pelo BSCass foi similar àquele obtido pelo BSC. Podemos obter um resultado análogo se, ao usar o prisma, mudarmos a posição da focalização da luz na sua base. Observamos que a alteração do ponto focal não altera o perfil

refletido. Dessa forma, concluímos experimentalmente que esses sistemas em que o foco não está na base do acoplador podem ser simulados pela teoria da reflexão por feixes gaussianos descrita na seção 3.5.3.

A grande desvantagem do uso do BSCass é devido ao astigmatismo que sua assimetria gera, que influencia no deslocamento do perfil de forma bastante complexa. Assim, para a determinação da variação do índice de refração da amostra, seria necessária a consideração do efeito que o astigmatismo causa no perfil refletido. Portanto, tendo em vista um sistema mais simples, concluímos que utilização desse dispositivo se torna inviável para aplicação em refratometria.

4.2 Deposição dos filmes

Os filmes de SiO_2 e ZrO_2 foram crescidos numa evaporadora Balzers BAK600 da Oficina de Óptica do Instituto de Física de São Carlos. Uma bomba de vácuo de rotor de paletas seguida por uma bomba difusora criava o vácuo em duplo estágio na câmara. A pressão necessária para a evaporação dos filmes é da ordem de 10^{-5} mBar. Para a estabilização do ambiente era adicionado O_2 com pressão de 10^{-4} mBar e para a purificação era usado um bastão ionizante.

Os acopladores ópticos foram presos em um disco rotativo com rotação de 25 rpm cujos filmes cresciam sobre suas bases em uma taxa de 1,5 nm/s. A espessura dos filmes foi controlada pelo acompanhamento da variação da oscilação de um cristal de quartzo devido a mudança de sua massa em função do crescimento dos filmes. Obtemos precisão nas espessuras de 1 nm.

Dentre os diversos material que se usam para a construção de sistemas de filmes, escolhemos SiO_2 e ZrO_2 devido as características que descreveremos a seguir.

4.2.1 Dióxido de silício

O dióxido de silício, também conhecido como sílica, encontra-se comumente na natureza na forma de arenito, areia, quartzo etc., sendo utilizado como matéria prima para a

produção de vidros silicato e cerâmicas. Suas principais propriedades são: a boa resistência abrasiva, a alta estabilidade térmica e seu comportamento como isolante elétrico.

A resistência abrasiva, ou seja, a capacidade do material de resistir às ações mecânicas tais como fricção, raspagem ou a erosão, que tendem a eliminar progressivamente material de sua superfície, é uma propriedade importante para a sílica ser utilizada em sistemas ópticos e especialmente em filmes, uma vez que essa capacidade ajuda a manter sua estrutura original.

O índice de refração dos filmes de SiO_2 é de 1,46023 @ 543,5 nm. Esse valor é intermediário ao do acoplador óptico e do filme de ZrO_2 , que são 1,78950 e 2,05862, respectivamente. Portanto, podemos usar filmes de SiO_2 para compor a camada acopladora pois eles permitem a geração de ondas evanescentes em seu meio.

4.2.2 Dióxido de zircônio

O dióxido de zircônio, ou zircônia, não é encontrado na natureza como óxido puro, mas sim em baddeleyite e zircão (ZrSiO_4) que constituem as principais fontes para o material. Dentre esses dois, o zircão é o mais difundido, mas é menos puro e requer uma quantidade significativa de processamento para produzir zircônia.

Suas principais propriedades são: a alta resistência abrasiva, a alta dureza, a alta tenacidade (energia mecânica necessária para levar o material à ruptura), muito refratário (capacidade de o material manter a sua resistência a altas temperaturas), motivos pelos quais os filmes de ZrO_2 são bastante resistentes a desgaste ambiental e a ranhuras. O material possui baixa perda na região do visível, facilitando a propagação da radiação e alto índice de refração.

4.3 Sistema Acoplador óptico/ SiO_2 / ZrO_2 /amostra

Nas bases de cada um dos acopladores ópticos descritos na seção 4.1, foram evaporados filmes de SiO_2 e ZrO_2 , com espessuras de 800 e 65 nm, respectivamente, conforme os resultados obtidos na seção 3.5.4. A fonte de luz usada foi um laser sintonizável de He-Ne em 543,5 nm.

Descreveremos a seguir o perfil refletido de cada um:

- Prisma equilátero:

No primeiro caso, conforme podemos ver na Figura 4.3, focalizamos o feixe com uma lente de pequena distância focal e, através de uma câmera CCD, observamos o padrão refletido pelo sistema em um anteparo.

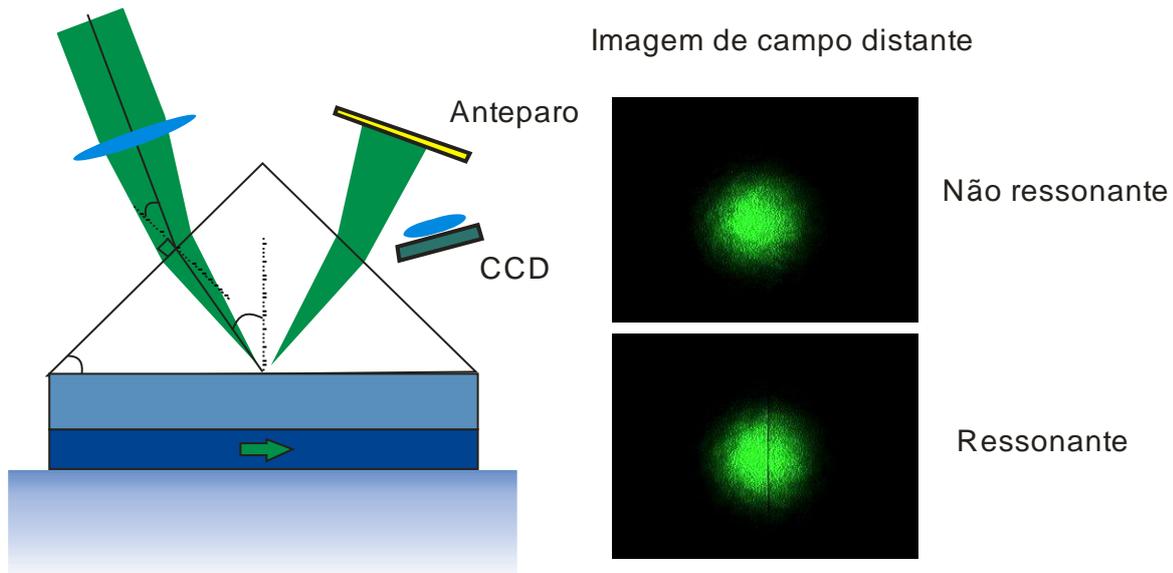


Figura 4.3 - Imagens de campo distante ressonante e não ressonante projetadas em um anteparo e detectadas pela câmera CCD

Observamos a linha escura característica de sistema de m -line na posição angular que ocorre ressonância.

No segundo caso, conforme Figura 4.4, utilizamos a mesma lente para focalizar o feixe incidente na base do prisma, mas retiramos o anteparo, de forma que a luz refletida foi diretamente detectada pela câmera CCD. Devido à boa resolução desta, podemos observar na imagem o padrão oscilatório, conforme descrito na seção 3.5.3.

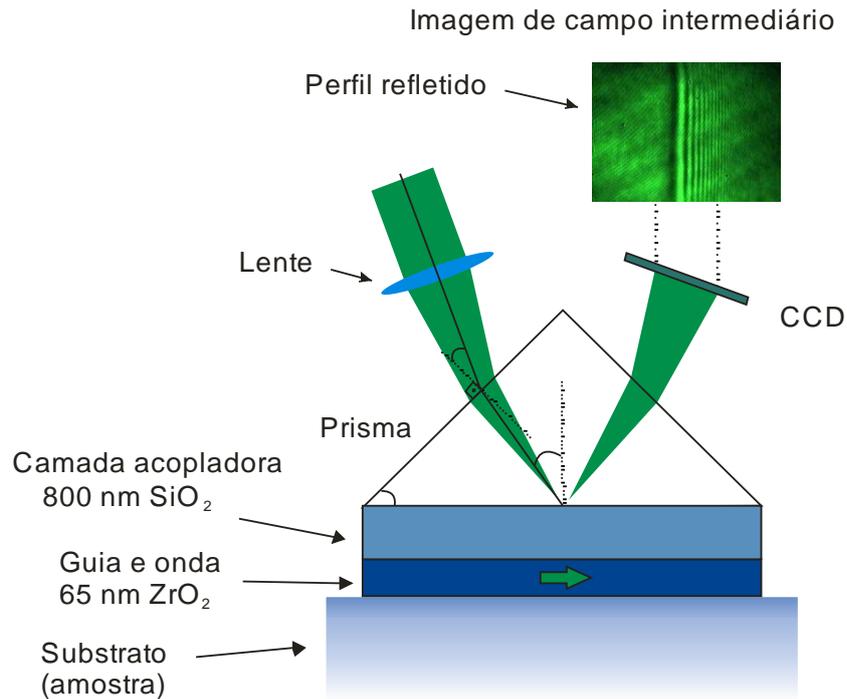


Figura 4.4 - Perfil refletido é diretamente detectado pela câmera CCD. A imagem corresponde a de campo intermediário

O padrão oscilatório obtido experimentalmente condiz com os resultados da simulação do feixe refletido com incidência de feixes com perfil gaussiano, conforme vimos na Figura 3.24-a, na seção 3.5.3.

No último caso, conforme Figura 4.5, usamos uma lente adicional para gerarmos a imagem da base do prisma, que corresponde ao campo próximo.

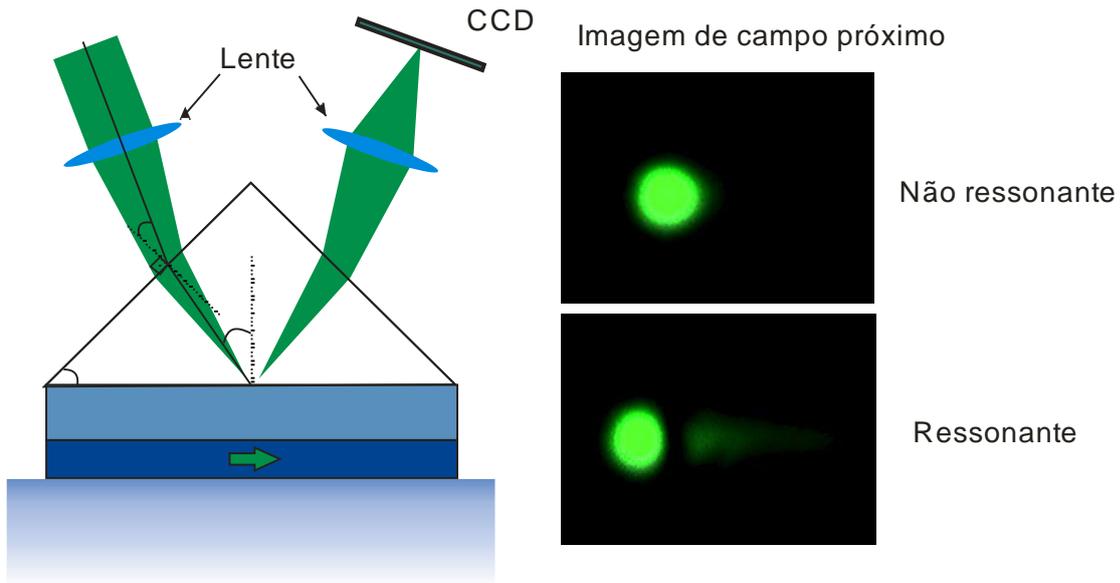


Figura 4.5 - Imagens de campo próximo ressonante e não ressonante

Monneret, Huguet-Chantôme e Flory ²² obtiveram imagens semelhantes usando a técnica de m-line. Eles obtiveram diferentes intensidades de acoplamento ao variar a espessura S do *gap*, conforme podemos ver na Figura 4.6:

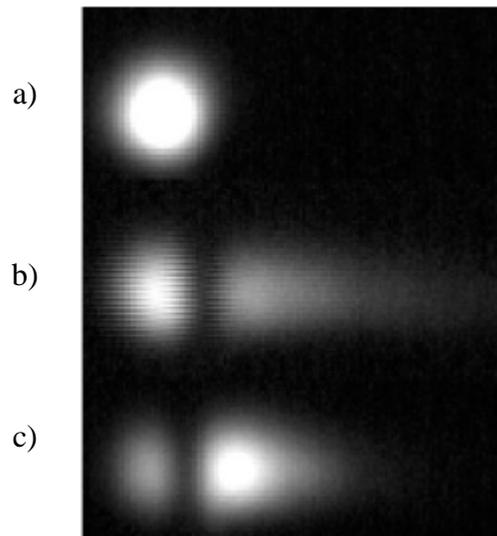


Figura 4.6. Imagens de campo próximo obtidas através da técnica de m-line, detectadas por uma câmera CCD (a) sem acoplamento, (b) com acoplamento fraco, (c) com acoplamento forte. Monneret, Huguet-Chantôme e Flory ²²

O maior acoplamento de luz no guia está relacionado à maior intensidade da luz no lado direito da imagem “ressonante” da Figura 4.5.

As imagens obtidas nas Figura 4.4, Figura 4.5 e a que Monneret, Huguet-Chantôme e Flory²² obtiveram concordam com os resultados teóricos da simulação na Figura 3.24-b.

- Bloco semicircular simétrico, BSC

Mostramos na Figura 4.7 o sistema com o BSC e do padrão formado:

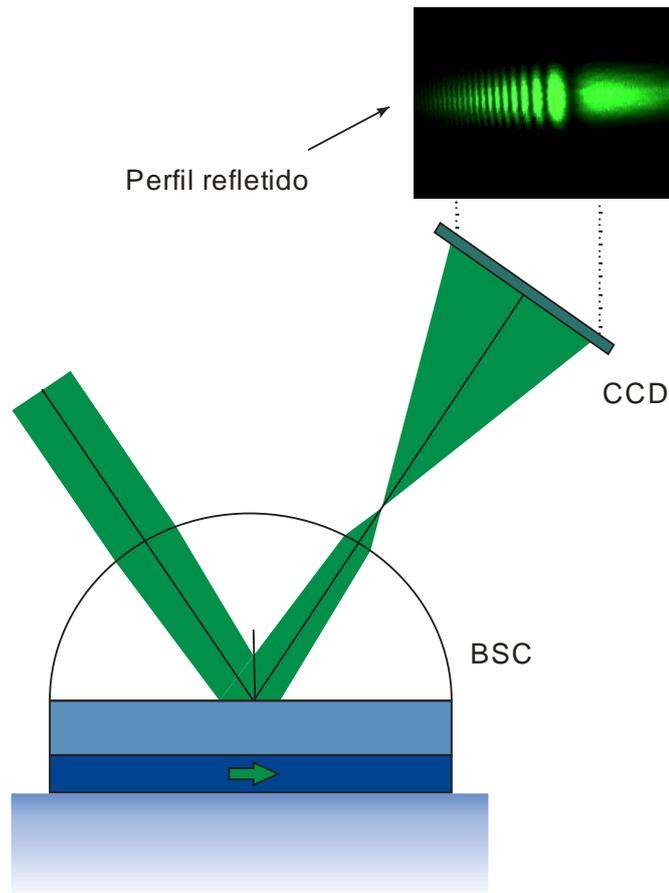


Figura 4.7 - Sistema BSC/SiO₂/ZrO₂/amostra, com perfil refletido captado diretamente pela câmera CCD

O feixe foi incidido normalmente no BSC, de modo ele passou pelo seu centro e que, após ser refletido, foi focalizado a 1,27 mm da superfície. Detectamos o perfil refletido após esse ponto focal deslocando a câmera CCD, tomando o cuidado de fazer a imagem incidir perpendicularmente na câmera para evitar erros oriundos do mau alinhamento. O perfil obtido com o BSC foi semelhante ao do prisma, com a exceção de seu alargamento devido ao efeito lente que a superfície do BSC gera. Nessa montagem em especial, qualquer pequena variação

do índice de refração da amostra move todo o perfil, de maneira que ele seja detectado pela câmera CCD.

- Bloco semicircular assimétrico, BSCass

A imagem obtida com o BSCass é semelhante à do BCS da Figura 4.17, diferenciando-o somente pelo alto astigmatismo provocado pela assimetria do acoplador óptico.

4.4 Sistema de aquisição de dados

O princípio básico do sistema de aquisição consiste em acompanhar a variação do padrão das linhas em função da variação do índice de refração da amostra. Os equipamentos utilizados para aquisição e tratamento dos dados durante todo o trabalho consistiram de uma câmera CCD (Charge Coupled Device) e um Programa de Aquisição e Tratamento dos Dados, PATD, desenvolvido em plataforma LabVIEW[®].

Descreveremos a seguir as características detalhadas da câmera CCD e do PATD.

4.4.1 Charge-coupler-device (CCD)

Para a aquisição das imagens usamos uma câmera CCD comercial de baixo custo a Webcan Logitech QuickCam de 320x240 pixels, da Figura 4.8. O sensor CCD é uma matriz de elementos sensíveis à luz montados sobre um chip, no qual a luz captada é transformada num padrão de cargas elétricas. Essa tecnologia se baseia na varredura das linhas desta matriz captadas pelo sensor.



Figura 4.8 - Câmera CCD Webcan Logitech de 320x240 pixels

Como a câmera utilizada permite a geração de imagens coloridas, cada um dos elementos da matriz possuem três sensores correspondentes ao padrão de reprodução de cores RGB (*Red-Green-Blue*), variando os valores de intensidade entre 0 e 255. Dessa forma, é possível selecionar pelo PATD qual dos sensores é o mais indicado, conforme o comprimento de luz incidente.

Nos experimentos realizados nesse projeto, a câmera CCD estava à uma distância da ordem de alguns centímetros (entre 10 e 30 cm) da base do prisma. Como a câmera possui uma CCD com pouco menos de 0,5 cm de largura, aproximação de um arco de círculo para um triângulo é válida, evitando o uso de operadores matemáticos para a determinação da posição dos mínimos. Dessa forma, a própria distância medida na CCD é a distância deslocada da posição do mínimo.

A distância da CCD à base do acoplador óptico é um fator importante para a detecção das posições das linhas, conforme podemos ver na Figura 4.9. Quanto mais perto a CCD estiver da base do acoplador óptico menor será o deslocamento em pixels das linhas, Figura 4.9-a. Aumentando essa distância, encontramos um valor do qual a Δn_0 da amostra causa uma variação da linha que varre toda a extensão da CCD, resultando na maior resolução dada esse Δn_0 , conforme a Figura 4.9-b. Entretanto, para distâncias maiores a variação das linhas é maior que a extensão da CCD, resultando em perda de informação, ver Figura 4.9-c

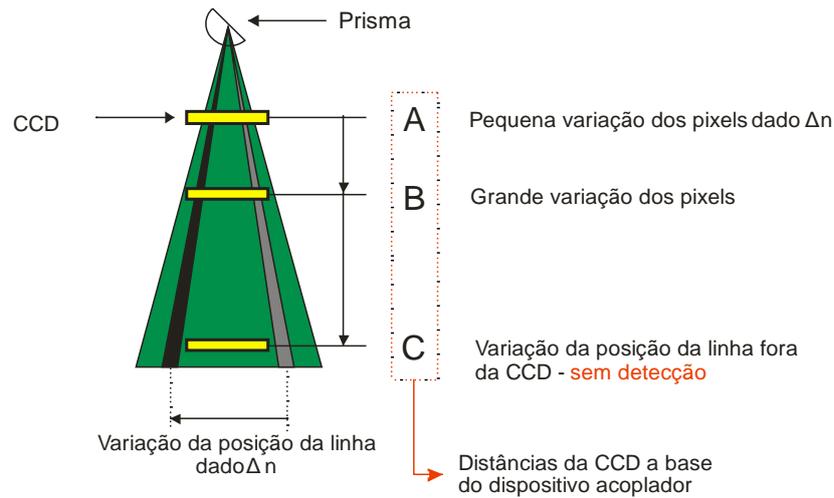


Figura 4.9 - Distância da CCD à base do acoplador óptico e sua relação com a detecção das posições das linhas

4.4.2 Programa de aquisição e tratamento dos dados

Para a aquisição e tratamento dos dados desenvolvemos um programa utilizando a linguagem de programação LabVIEW[®] versão 8.2, que é um produto da National Instruments[™]. O LabVIEW[®] é um ambiente de programação gráfica largamente utilizada no desenvolvimento de sistemas de automação, controle, testes e medidas, tanto no meio acadêmico quanto no industrial ⁸². Uma das grandes vantagens dessa linguagem de programação é a grande disponibilidade de drives para instrumentos de medidas em geral e as inúmeras bibliotecas prontas e editáveis para análise e tratamento de dados.

O PATD desenvolvido adquire o valor de intensidade da luz para cada elemento da matriz que compõe a CCD. No caso da câmera usada no projeto, essa matriz é composta de 320 linhas por 240 colunas, na quais cada um dos elementos representa um pixel com o padrão RGB. Dessa forma, a imagem captada pela CCD é dividida em uma matriz de $320 \times 240 = 76800$ elementos (pixels). Cada um desses pixels varia em intensidade na escala de 256 pontos (0 a 255). A figura abaixo é um exemplo de uma imagem dividida em uma matriz de $32 \times 24 = 768$ pixels, da qual podemos selecionar uma linha horizontal para analisar:

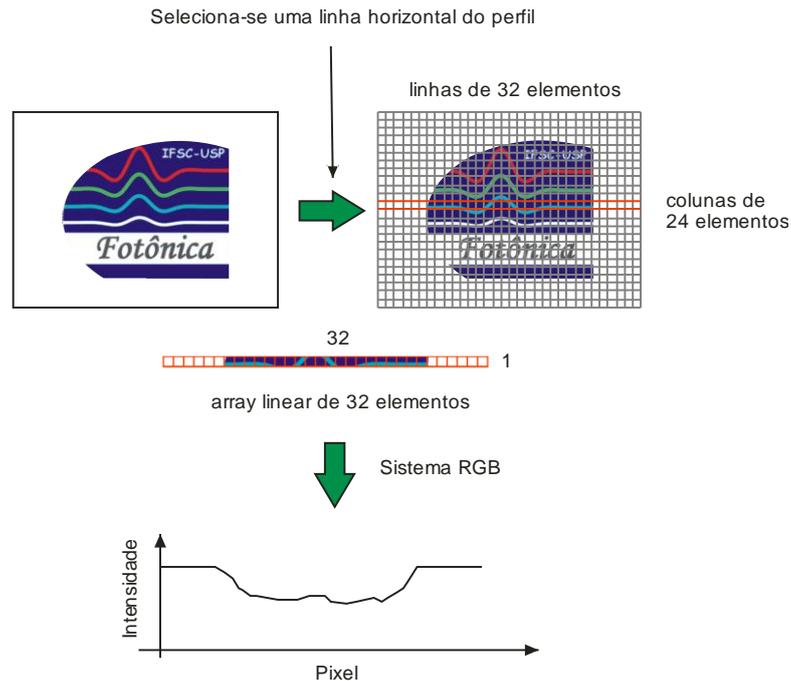


Figura 4.10 - Princípio do PATD

A partir da linha dessa matriz obtemos um *array* linear de 320 elementos. Cada um desses elementos possui três valores de intensidade pertencentes ao padrão RGB, de maneira que podemos diminuir o ruído do sinal gerado por esse *array* selecionando a cor do padrão RGB mais próxima à utilizada na fonte de luz. Por exemplo, caso a fonte de luz seja um laser na região do verde, selecionamos apenas os detectores responsáveis pela informação da escala *green* do RGB.

Na figura abaixo mostramos um exemplo de *array* linear com várias cores e seus respectivos valores de intensidade detectados para cada elemento do padrão RGB.

Padrão RGB

--	--	--	--	--	--	--

Red

255	0	255	0	0	255	221
-----	---	-----	---	---	-----	-----

Green

255	0	0	255	0	245	19
-----	---	---	-----	---	-----	----

Blue

255	0	0	0	255	0	123
-----	---	---	---	-----	---	-----

Figura 4.11 - Princípio do sistema RGB

Selecionada uma das três cores do RGB e uma linha horizontal da câmera CCD, o PATD gera um gráfico de intensidade por pixel. Segue abaixo uma imagem característica do padrão e do gráfico gerado pelo PATD. A linha vermelha na imagem representa a linha da matriz da qual o PATD lê os valores de intensidade para produzir o gráfico.

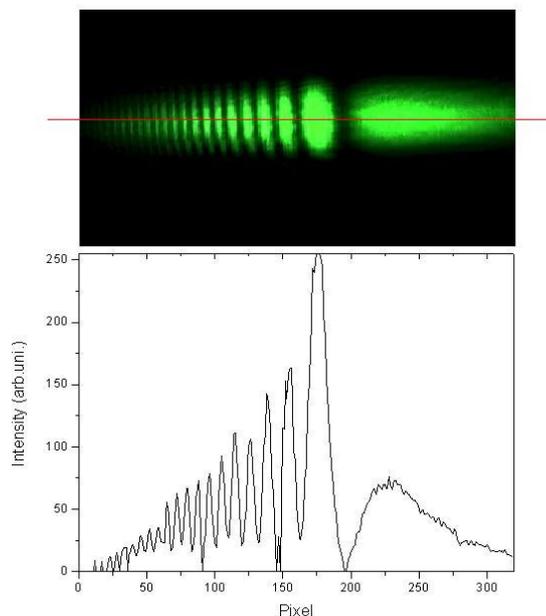


Figura 4.12 - Imagem do perfil refletido pelo BSC e gráfico gerado pelo programa. A linha vermelha indica qual a linha horizontal da CCD é analisada

A partir desse gráfico de intensidade por pixel, o PATD calcula quais são as posições dos pixels dos máximos/mínimos usando interpolação polinomial. A interpolação polinomial é utilizada devido à necessidade de se obter um valor intermediário que não consta nos dados experimentais por causa da largura dos pixels. Com ela, torna-se possível obter valores de mínimos fracionários, como por exemplo, detectar um valor de mínimo no “pixel” 156,76. Apesar de não existir um pixel de número fracionário, esse valor indica que o mínimo está mais próximo do pixel número 157 do que do 156.

Relacionando os valores de máximos ou mínimos com o tempo, o programa obtém um acompanhamento dinâmico, que possibilita o monitoramento em tempo real da modificação do índice de refração da amostra em função do estímulo externo. Essa propriedade pode ser usada também em experimentos com materiais biológicos ou estudo de dinâmica de reações químicas.

Em muitas circunstâncias práticas a imagem apresenta-se saturada devido à grande sensibilidade luminosa da câmera CCD. Assim, um programa paralelo deve ser usado para alterar o tempo de exposição e o ganho da CCD, de forma a obter uma imagem do sem

saturação e com melhor definição dos picos e vales. Esse programa chama-se WebQuickCam[®], disponível em cd-rom juntamente com a câmera Webcan Logitech QuickCam ou via download no site do fabricante. Pelo fato de não ser uma câmera própria para aplicações científicas, o fabricante não oferece bibliotecas para a alteração do tempo de exposição e do ganho. Portanto, sugerimos para a continuidade desse projeto o desenvolvimento de um programa em LabVIEW que controle o tempo de exposição e o ganho da CCD para que posteriormente ele seja acoplado ao PATD, e possibilite o uso de apenas um programa para todo o processo de aquisição e tratamento dos dados.

A visão do painel frontal do PATD segue na figura abaixo, com a descrição das funcionalidades:

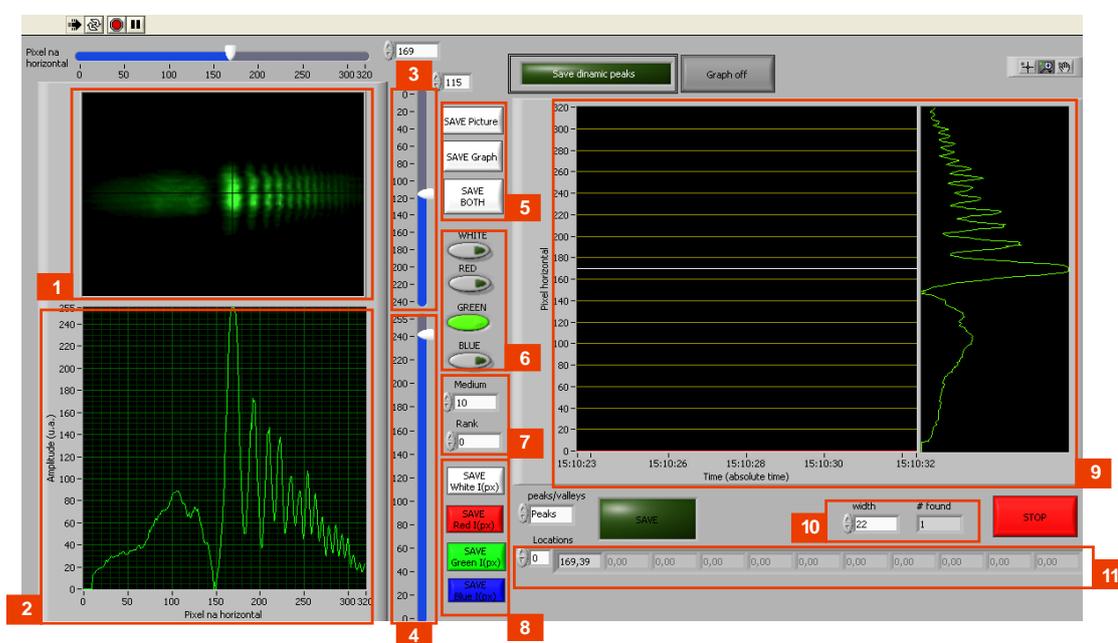


Figura 4.13 - Painel frontal do PATD com indicações das funcionalidades

A imagem do perfil é visualizada em (1), cuja linha horizontal é selecionada no botão (3). O perfil é então codificado em um gráfico de Intensidade em função do Pixel na Horizontal (2). Em qualquer momento é possível salvar a imagem do perfil (1) e/ou o Gráfico do Perfil (3) em um arquivo .bmp ou .file respectivamente. Os detectores RGB são selecionados em (6). Em (7) são selecionados a média dos pontos e o *rank* – operador disponível na biblioteca do LabVIEW[®] que faz uma média entre pixels adjacentes. Em (8) há a opção de salvar os dados de cada um dos gráficos gerados pelos detectores RGB (6). O acompanhamento da variação dos vales ou picos do Gráfico do Perfil em (9) em função do

tempo. Os vales ou picos são selecionados em função da sua largura e do valor de *threshold* em (10) e (4) respectivamente, e suas posições são visualizadas em (11).

4.5 Referência dos índices de refração - equações de Edlén

A referência básica para valores do índice de refração do ar, dadas as condições atmosféricas (temperatura, pressão, umidade, concentração de CO₂) e as do laser (comprimento de onda), são as equações desenvolvidas por Ciddor ⁸³, as equações de Edlén, disponíveis em Edlén ⁸⁴ as versões atualizadas das equações de Edlén por Birch e Downs ⁸⁵, as contribuições de Bonsch e Petulski ⁸⁶ e as modificações propostas pelo *Manufacturing Engineering Laboratory* da *National Institute of Standards and Technology*, NIST, dos Estados Unidos da América, em NIST 82. Dentre essas possibilidades, as mais usadas são as versões atualizadas de Birch e Downs ⁸⁵, para temperaturas em torno de 20 °C. Apesar disso, não há necessidade de levar em consideração a escolha de uma ou outra equação devido à precisão alcançada nesse trabalho, conforme pode ser visualizado na Tabela 4.1:

Tabela 4.1 - Comparação entre os índices de refração do ar com a variação da temperatura, umidade relativa, pressão e comprimento de onda do laser e a diferença entre os valores gerados pelas equações de Ciddor e Edlén

	Temperatura (Celsius)	Umidade Relativa(%)	Pressão (kPa)	Comprimento de onda (nm)	Índice de Refração (Ciddor)	Índice de Refração (Edlén modificada)	Diferença $\times 10^{-8}$ Ciddor-Edlén)
1	20	0	101.325	633	1.000271800	1.000271799	0.1
2	20	0	60	633	1.000160924	1.000160920	0.4
3	20	0	120	633	1.000321916	1.000321918	-0.2
4	50	0	100	633	1.000243285	1.000243270	1.5
5	5	0	100	633	1.000282756	1.000282750	0.6
6	-40	0	100	633	1.000337580	1.000337471	10.9
7	50	100	120	633	1.000287924	1.000287864	6.0
8	40	75	120	633	1.000299418	1.000299406	1.2
9	20	100	100	633	1.000267394	1.000267394	0.0
10	40	100	110	1700	1.000270247	1.000270237	1.0
11	20	0	101.325	1700	1.000268479	1.000268483	-0.4
12	40	100	110	300	1.000289000	1.000288922	7.8
13	20	0	101.325	300	1.000286581	1.000286579	0.2
14	-40	0	120	300	1.000427233	1.000427072	16.1

Analisaremos a seguir os valores dos índices de refração do ar em função das variáveis ambientais e do laser, considerando a tabela acima

- Temperatura: Comparando os valores dos índices de refração do ar para variações de temperaturas entre -40 e 50 °C (linhas 6 e 4 da Tabela 4.1), pode-se ver que o índice aumenta de 1,000337580 para 1,000243285, ou seja, uma variação do índice de 10^{-4} .
- Umidade relativa: Comparando os valores extremos da umidade relativa, 0 e 100 % (linhas 1 e 9), vemos que apesar de aumentar a concentração de vapor de água no ambiente, há uma pequena diminuição do valor de 1,000271800 para 1,000267394. Essa variação do índice em 10^{-5} , é dez vezes menor que a observada com a variação da temperatura.
- Pressão: Para valores de pressão entre 60 e 120 KPa (linhas 2 e 3), o índice mudou de 1,000160924 para 1,000321916, ou seja, provocou uma variação de 10^{-4} , comparável à variação originada pela temperatura.
- Comprimento de onda: Observando as linhas 14, 12 e 1, vemos que para os comprimentos de onda de 300, 633 e 1700 nm seguem a curva de dispersão cromática dos materiais na região do visível – maior o comprimento de onda, menor o índice.

As equações atualizadas de Edlén possuem limites para os valores das variáveis de modo que elas ainda sejam verossímeis: -40 a 100 °C para temperatura, 0 a 100% de umidade relativa, 60 a 120 kPa para pressão e de 300 a 1700 nm para comprimento de onda da luz.

4.6 Montagens experimentais

Descreveremos abaixo as montagens experimentais usadas para a realização dos experimentos em que envolviam a variação da temperatura, umidade e pressão do ar nas condições ambientais. Em seguida, apresentaremos o suporte dos acopladores ópticos fabricado para medidas de variações de índice de refração de amostras líquidas.

Usamos como referência dos experimentos de temperatura e de umidade relativa dois medidores comerciais da Instrutherm[®]. Os valores da umidade relativa são corrigidos em tempo real através do valor da temperatura.

As especificações do sensor são:

- Escalas: -20 a 70 °C, 20 a 99% UR
- Precisão: ± 1 °C, $\pm 5\%$ UR
- Resolução: 0,1 °C, 1% UR
- Taxa de amostragem: 10 segundos
- Tempo de estabilização: 2 horas

Os acopladores ópticos eram limpos com papel óptico ligeiramente embebido com álcool metílico P.A. antes de cada medida, de maneira a evitar que poeira, sujeira e vestígios de água influenciassem nas medidas. Após essa limpeza rotineira, os perfis refletidos ficavam com grande contraste, facilitando sua detecção pela câmera CCD. A escolha do álcool metílico foi devida ao fato de ele não reagir com os materiais que compõe o sistema e é mais volátil em relação aos outros alcoóis disponíveis no laboratório.

4.6.1 Temperatura

A variação da temperatura foi obtida através da passagem de corrente elétrica em um resistor que provocava um aquecimento do ar através da dissipação de energia. A corrente foi alterada gradualmente para que a temperatura não sofresse grande gradiente, garantindo a variação térmica do sistema como um todo. O sistema estava isolado termicamente do ambiente externo por meio de dois recipientes de vidro. As medidas foram realizadas de duas formas: aumentando gradativamente a temperatura de 20° até aproximadamente 45 °C e diminuindo-a via estabilização do ambiente. Escolhemos esses limites de temperatura para os primeiros experimentos por causa das aplicações refratométricas rotineiras, tanto de análise de materiais quanto na área biológica.

4.6.2 Umidade relativa

O sistema foi mantido sobre um suporte de acrílico, feito na Oficina Mecânica do Instituto de Física de São Carlos, que possui o formato de um disco de 15 cm de diâmetro. Esse suporte possui um sulco que permite o encaixe de um recipiente de vidro e de duas passagens em extremidades opostas: uma para o vapor de água (mangueira transparente) e

outra para um fluxo de gás de N_2 (mangueira azul), conforme a Figura 4.14. A umidade do sistema era aumentada pelo vapor d'água obtido através do aquecimento de água destilada e diminuída via fluxo de N_2 :

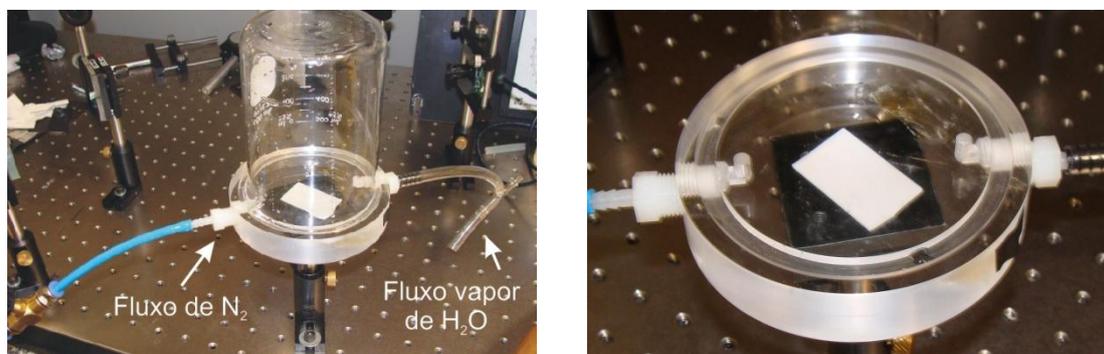


Figura 4.14 - Suporte de acrílico para medidas da variação do índice de refração com a umidade relativa do ar. Em destaque, as duas entradas do vapor de água e do fluxo de N_2

Sobre o primeiro recipiente de vidro era colocado outro maior para evitar que o calor escapasse e diminuísse a temperatura. A temperatura do sistema sofria um pequeno aumento de no máximo $0,3\text{ }^{\circ}\text{C}$ devido ao vapor de água. A dilatação dos materiais, portanto, é desprezível devido tanto aos pequenos coeficientes térmicos quanto à pequena variação da temperatura

As medidas foram realizadas de duas formas: 1) saturávamos o ambiente com vapor de água e aos poucos retirávamos a umidade via fluxo de N_2 e 2) retirávamos toda a umidade do ar até os medidores acusarem valores inferiores fora de sua escala, quando então aumentávamos a umidade com o fluxo controlado de vapor de água.

4.6.3 Pressão

Um suporte semelhante ao usado acima, porém de aço inoxidável, foi fabricado para medidas da variação do índice de refração em função da pressão, conforme a Figura 4.15:

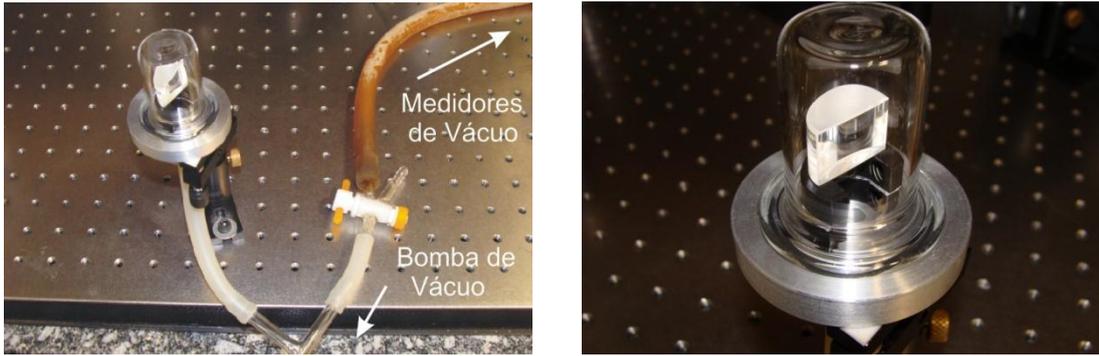


Figura 4.15 - Suporte de aço inoxidável para as medidas de variação do índice de refração em função da pressão

O suporte possui apenas uma entrada em sua parte inferior, a qual permite a criação de vácuo no sistema. O sulco existente nele comporta um o-ring que possibilita o encaixe firme e sem vazamento de um recipiente de vidro de borosilicato. Uma torneira 3-ways permite selecionar o medidor de pressão ideal para a região de pressão trabalhada.

Para realizar o experimento utilizamos uma bomba mecânica rotativa de palhetas, que gera um vácuo de até 50 mTorr, equivalente a aproximadamente 6×10^{-5} atm e dois medidores de pressão: um por diafragma Diavac Leybold-Heraeus, que opera entre pressão ambiente e aproximadamente 0,75 Torr ($\approx 10^{-3}$ atm) e outro por medidas de condutividade térmica do ar, MDC Thermocoupler Gauge, que opera entre 0,5 Torr até 10^{-3} Torr. Esses dois medidores de vácuo foram usados apenas nas suas regiões de operação para evitar danificações como rompimento da membrana, para o medidor Diavac, ou a queima do filamento, para o MDC.

4.6.4 Líquidos

Para medidas com amostras líquidas, construímos um suporte para o acoplador óptico que possibilitasse o contato da amostra com a sua base através de canais de fluxo. O suporte foi totalmente feito de alumínio na Oficina Mecânica do Instituto de Física de São Carlos, incluindo a peça do suporte responsável pelos canais de fluxo. Realizamos em sua superfície de contato com o acoplador óptico um polimento similar ao realizado em lentes, com a finalidade de evitar possíveis danos nos filmes. Porém, os outros modelos da peça com os canais de fluxo foram produzidos em acrílico devido à facilidade de fabricação e, principalmente, devido à sua transparência, que auxiliava no alinhamento. Aproveitamos a

mesma peça para testar dois desenhos de canais de fluxo em cada uma de suas faces, conforme ilustrado na Figura 4.16. A profundidade desses canais é de 1,5 mm.

O suporte com os acopladores ópticos, as peças de alumínio e de acrílico com os canais e dois desenhos tridimensionais via AutoCAD[®] do sistema estão ilustrados na Figura 4.16.

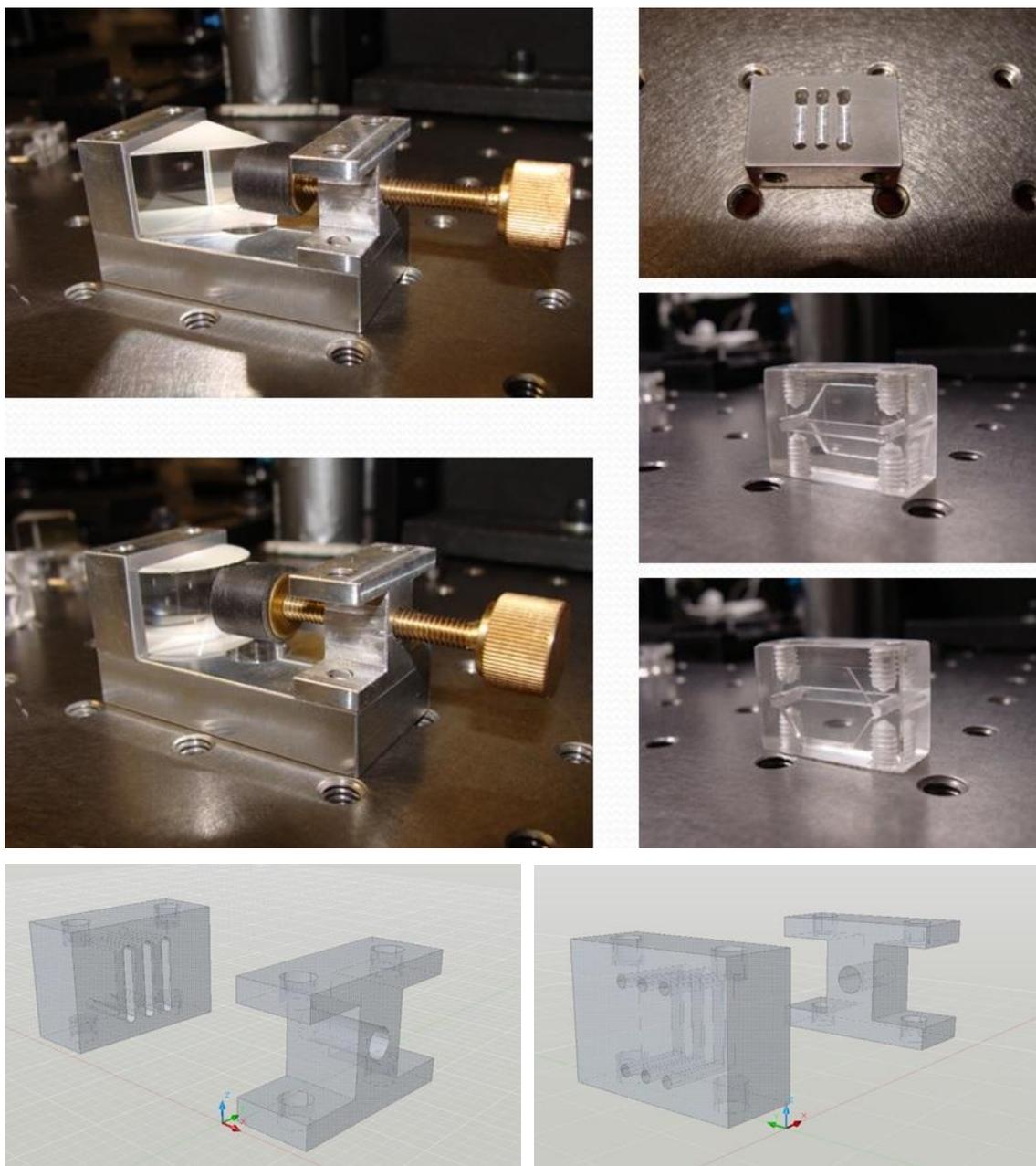


Figura 4.16 - Suporte para os acopladores ópticos responsável pelas medidas de amostras líquidas, com destaque para as com canais de fluxo

Utilizando a mesma configuração para medidas de amostras com índice de refração em torno de $n = 1$ (cf. seção 3.5), observamos a ocorrência de ressonância para amostras

aquosas em ângulos de incidência em torno de 62° . Na figura abaixo ilustramos com duas fotos da base do BSC as condições não-ressonantes e ressonantes, com os respectivos perfis refletidos. Observamos um aumento da intensidade no caso ressonante na base do prisma, referente ao espalhamento da luz no filme de ZrO_2 . Como vemos, uma gota d'água permitiu a ressonância no guia de onda.

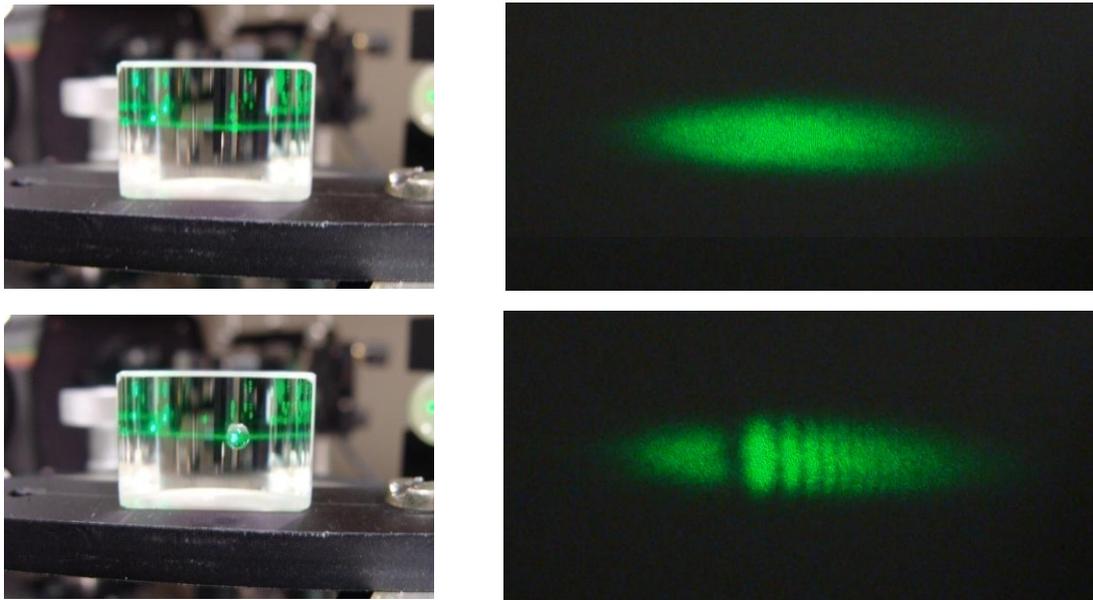


Figura 4.17 - Espalhamento de luz no guia de onda e perfil refletido gerado por uma gota d'água

Para testar o sistema, usamos soluções de glicose ($C_6H_{12}O_6$) com concentrações de 10, 5, 1, e 0% de massa. Os índices de refração das soluções para referência foram obtidos através de Lide ⁸⁷.

Antes da realização de cada medida do índice de refração, injetávamos água destilada no canal do suporte para fins de descontaminação da superfície do filme. Assim, a referência sempre era do valor do índice de refração da água destilada, que é de 1,333.

5 Resultados experimentais

Nesse capítulo iremos apresentar os resultados dos experimentos realizados para verificar a eficiência da técnica. A fonte de luz usada para todos os experimentos foi a linha verde do laser de He-Ne, de 543,5 nm e as referências para os valores dos índices de refração do ar foram obtidas de NIST ⁸² conforme discutido na seção 4.5.

5.1 Temperatura

Na Figura 5.1 apresentamos o resultado das medidas de variação do índice de refração do ar em função da sua temperatura. Conservamos a pressão ambiente constante (0,9 Bar) e a umidade relativa de $(45 \pm 1) \%$.

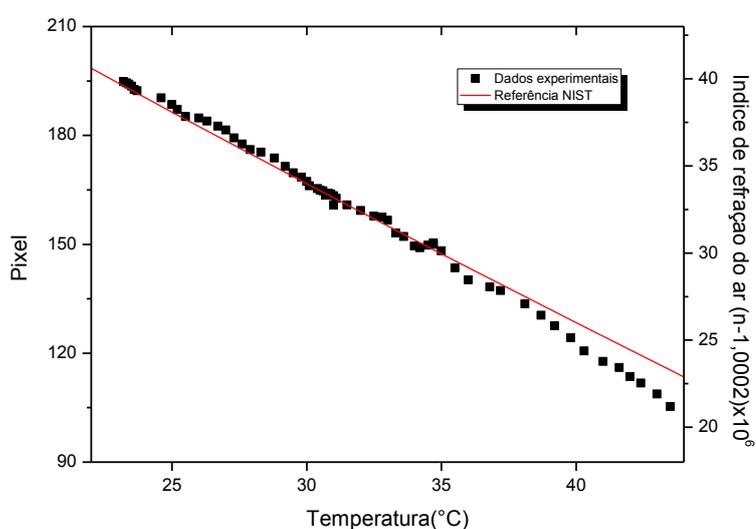


Figura 5.1 - Resultado experimental da variação do índice de refração do ar em função da temperatura

A escala do eixo vertical da direita do gráfico da Figura 5.1 significa que, por exemplo, para o valor de 75, temos índice de 1,000275.

O índice de refração variou linearmente com a temperatura entre 23 e 44 °C. O sistema acompanhou essa variação, que foi de 2×10^{-6} . Observamos pouca histerese e reprodutibilidade nas medidas. As barras de erros são da dimensão dos pontos do gráfico (± 1 pixel e temperatura de $\pm 0,3$ °C).

O desvio observado para temperaturas acima de 38 °C pode ser atribuído a influência da expansão térmica dos materiais no comportamento do perfil refletido.

5.2 Umidade

Na Figura 5.2 apresentamos o resultado das medidas de variação do índice de refração do ar em função da umidade relativa. Conservamos a pressão ambiente constante (0,9 Bar) e a temperatura em $(20,0 \pm 0,3)$ °C.

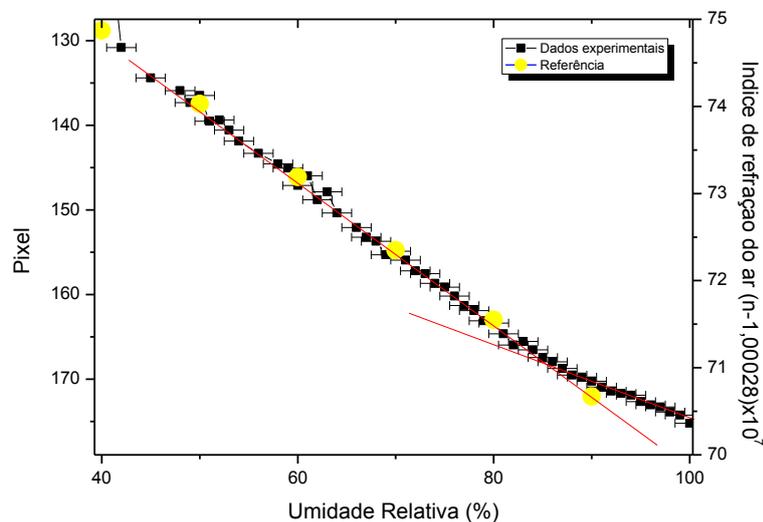


Figura 5.2 - Resultado experimental da variação do índice de refração do ar em função da umidade relativa do ar

Os pontos negros do gráfico são os dados experimentais e os amarelos são as referências de NIST⁸². Observamos duas inclinações diferentes da reta, cruzando-se em 85%. Essa diferença diz respeito à formação de gotículas d'água na superfície do filme de ZrO_2 , que é observada para umidades relativas acima de 85%, conforme NIST⁸². As gotículas d'água em contato com o filme de ZrO_2 possui índice de refração diferente daquele do ar com vapor d'água. Provavelmente existe uma interação mais complexa entre a disposição superficial do filme de ZrO_2 e as gotículas. Em outras palavras, o método de deposição do filme pode possibilitar o crescimento de estruturas lacunares, com ou sem angulação, deformidades periódicas etc. que podem interagir de diferentes formas com o ambiente externo. Esse estudo foge do escopo desse projeto, porém maiores informações sobre as

primeiras pesquisas realizadas sobre esse assunto podem ser retiradas de Flory ⁷ e Flory et. al. ⁴³.

A variação do índice de refração do ar foi de $4,5 \times 10^{-6}$ para a região estudada. O sistema possibilitou o acompanhamento dessa variação do índice de refração e também da formação das gotículas de água. O erro na umidade relativa é o erro dos medidores usados, enquanto o erro nos pixels é do tamanho dos pontos no gráfico (± 1 pixel).

5.3 Pressão

Na Figura 5.3, apresentamos o resultado das medidas de variação do índice de refração do ar em função da pressão. A temperatura foi mantida em $(22,1 \pm 0,4)$ °C e a umidade relativa em $(52 \pm 1)\%$.

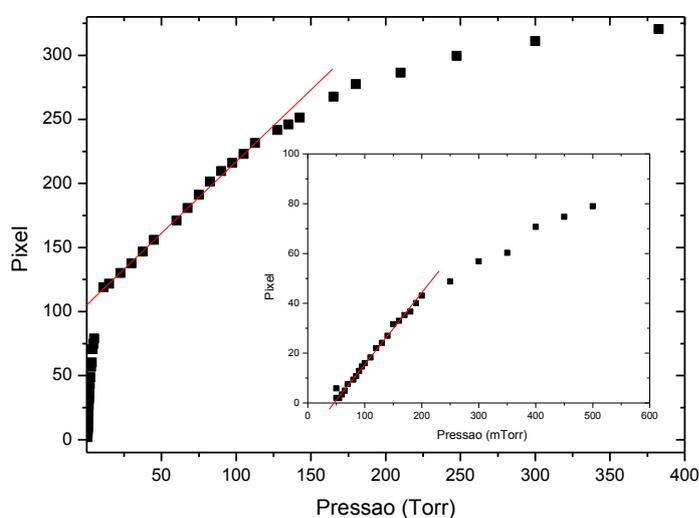


Figura 5.3 - Resultado experimental da variação do índice de refração do ar em função da pressão

O resultado foi dividido em dois gráficos: o primeiro corresponde à região medida pelo medidor Divac, entre 1 Torr e pressão atmosférica e o segundo corresponde ao Thermocoupler, entre 50 mTorr e 600 mTorr. A equação atualizada de Edlén não é válida para essa região de pressão usada na medida, portanto não podemos usá-la como referência. Ela é válida apenas para o intervalo entre 75 a 1125 Torr, que são casos extremos e possuem maior incerteza calculada. Podemos notar, entretanto, que o sistema foi eficaz no

acompanhamento da variação do índice de refração do ar – que para temperatura de 20 °C, 50% de umidade relativa e pressão ambiente é de 1,000222242, – para índice de refração referente a pressão da ordem de 50 mTorr. Apenas para fins de comparação, a variação do índice de refração do ar, para as condições citadas no parágrafo acima e pressão de 75 e 1125 Torr é de 0,003985, onde $n = 1,00401153$ para 75 Torr e $n = 1,000026268$ para 1125 Torr. Isso significa que o sistema consegue acompanhar mudanças de n no mínimo de 10^{-6} , pois é de se esperar que o valor do índice de refração diminua com o aumento do vácuo do sistema. Assim, uma possível aplicação dessa técnica é desenvolvimento um sensor óptico de pressão, sensível a pequenas variações de pressão do ar através da mudança do seu índice de refração.

5.4 Líquidos

Na Figura 5.4, apresentamos o resultado das medidas de variação do índice de refração de soluções de glicose ($C_6H_{12}O_6$) usando o suporte de líquidos descrito na seção 4.6.4. A temperatura ambiente foi mantida em $(22,0 \pm 0,4)$ °C. As concentrações em massa de glicose foram 10, 5, 1 e 0%. O erro dos dados experimentais é do tamanho do ponto no gráfico.

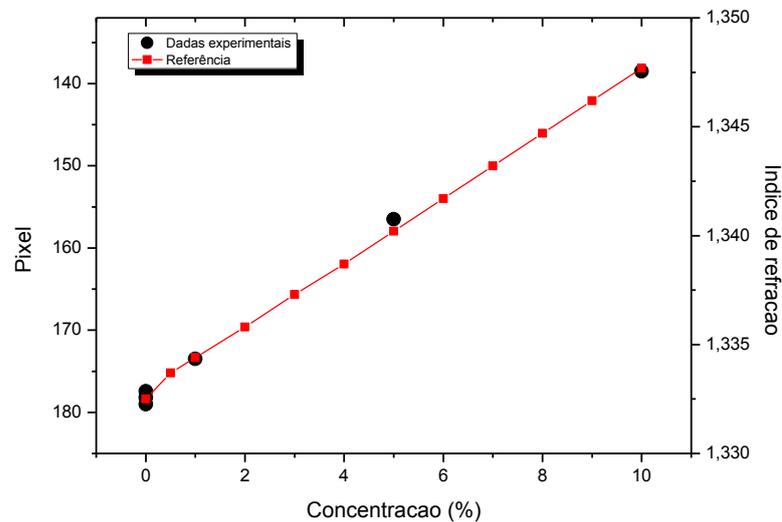


Figura 5.4 - Resultado experimental da variação do índice de refração de soluções de glicose

Conforme podemos observar na Figura 5.4, o sistema acompanhou a variação do índice de refração da solução em função da concentração de glicose de forma bastante similar

ao obtido através da literatura ⁽⁸⁷⁾. No ponto referente à concentração de glicose de 0%, ou seja, água destilada pura, superpuseram-se os três pontos referentes ao processo de descontaminação da superfície. A variação do índice de refração da água destilada com solução de glicose de 10% de massa é de 0,0147, onde $n = 1,333$ para água destilada e $n = 1,3477$ para solução de 10%. Tendo em vista a variação total de pixels, conclui-se que nessa montagem se pode alcançar precisão da ordem de 10^{-4} no índice de refração.

6 Conclusões e perspectivas

O presente projeto apresentou uma adaptação da técnica de m-line para o desenvolvimento de um refratômetro para amostras líquidas e gasosas, que se baseia na interação de ondas evanescentes com a amostra. Essas ondas são obtidas pelo acoplamento de radiação laser em um guia de onda dielétrico por tunelamento óptico através de um filme dielétrico depositado na base do acoplador óptico.

Apresentamos os princípios de acoplamento de radiação em guias de ondas planares, as relações de dispersão que regem o comportamento do sistema e o método teórico proposto para otimização da sensibilidade do sistema com a variação do valor de índice de refração das amostras. A abordagem teórica foi realizada tendo em vista aplicações para refratometria. Além disso, demonstramos o comportamento do sistema ao ser iluminado com ondas gaussianas e comparamos com os resultados experimentais.

Elaboramos quatro montagens experimentais para observar a sensibilidade do sistema ao variar o índice de refração de amostras gasosas e líquida. Para amostras gasosas, variamos a temperatura, a umidade relativa e a pressão do ar. Como resultado, observamos variações do valor do índice de refração do ar da ordem de até 10^{-6} , que demonstra a grande sensibilidade do sistema. Em relação a amostras líquidas, acompanhamos variações de pequenas concentrações de glicose (10, 5, 1 e 0% de massa) da ordem de 10^{-4} . Assim, concluímos que o sistema é promissor para aplicações na área de refratometria e de sensores em geral, não apenas em experimentos de bancada, mas também em campo, bastando para isso desenvolver um sistema portátil incluindo a fonte de luz e o software de aquisição. É necessário, portanto, que a pesquisa e desenvolvimento desse projeto sejam continuados por meio de dissertações, teses e artigos, tendo em vista a real possibilidade da geração de patentes, e de até a criação de uma nova área de pesquisa relacionada à refratometria no Laboratório de Fotônica do Instituto de Física de São Carlos.

É importante observar que os resultados dos experimentos apresentados nesse projeto foram de cunho introdutório ao estudo da sensibilidade do sistema e suas possíveis aplicações iniciais. Como perspectiva do projeto, serão propostas outras montagens experimentais, porém mais precisas, para explorar os limites do sistema. Como exemplos, podemos citar: controle mais preciso da temperatura e umidade relativa da amostra gasosa; uso de diferentes gases para verificar se o sistema é mais sensível para um tipo de gás em especial; uso de sistemas de vácuo mais precisos; variação dos métodos de deposição dos filmes e estudo da

influência na sensibilidade; automatização e melhoras no hardware e software de aquisição e processamento dos dados; substituição da CCD por uma de maior resolução e/ou a utilização de um sensor linear, etc. Dessa forma, teremos maiores condições de entender o comportamento detalhado do sistema e propor diferentes aplicações.

REFERÊNCIAS

- 1 FOWLES, G. R. **Modern optics**. 2nd ed. New York: Holt, Dover Publications, 1989.
- 2 BORN, M.; WOLF, E. **Principles of optics**. 3th ed. Oxford: Pergamon, 1970.
- 3 WANGSNES, R. K. **Electromagnetic fields**. 2nd ed. New York: Wiley, 1986.
- 4 NUSSENZVEIG, H. M. **Curso de física básica 4 – óptica**. Rio de Janeiro: Edgar Blücher, 1997.
- 5 ZILIO, S. C. **Óptica moderna – fundamentos e aplicações**. São Carlos: Instituto de Física de São Carlos, 2004.
- 6 LUDMAN, J. E.; LUDMAN, J. J.; CALLAHAN, H.; CAULFIELD, H. J.; WATT, D.; SAMPSON, J. L.; ROBINSON, J.; DAVIS, S.; HUNT, A. D. Interferometric atmospheric refractive-index environmental monitor. **Applied Optics**. v. 43, n. 18, p. 3267-3273, 1995.
- 7 FLORY, F. Guided wave techniques for the characterization of optical coatings. In: FLORY, F. (Ed.). **Thin films for optical system**. New York: Marcel Dekker, 1995. p. 393-454. (Optical Engineering Series 49).
- 8 MACLEOD, H. A. **Thin film optical filters**. 3rd ed. London: CRC Press, 2001.
- 9 HORI, Y.; HIRAI, A.; MINOSHIMA, K.; MATSUMOTO, H. High-accuracy with a prism pair for measurement of the absolute refractive index of glass. **Applied Optics**. v. 48, n. 11, p. 2045-2050, 2009.
- 10 McCONNELL, S.; JAATINEN, E. Minimum refractometrically detectable concentrations of single atmospheric gases and simple mixtures with a Sagnac interferometer. **Applied Optics**, v. 48, n. 18, p. 3481-3489, 2009.
- 11 FISCHER, R. E. **Optical system design**. New York: McGraw Hill, 2000.
- 12 SMITH, W. J. **Modern optical engineering – the design of optical systems**. 4th ed.. New York: McGraw Hill, 2008.

13 TEARNEY, G. J.; BREZINSKI, M. E.; SOUTHERN, J. F.; BOUMA, B. E.; HEE, M. R.; FUJIMOTO, J. G. Determination of the refractive index of highly scattering human tissue by optical coherence tomography. **Optics Letters**, v. 20, n. 21, p. 2258-2269, 1995.

14 BR QUÍMICA. **Tipos de refratômetros**. Disponível em: <<http://www.brquimica.com.br>>. Acesso em: janeiro 2010.

15 SINGH, S. Refractive index measurement and its applications. **Physica Scripta**, v. 65, n. 2, p. 167-180, 2002.

16 MAIER, S. A. **Plasmonics: fundamentals and applications**. New York: Springer, 2007.

17 KAPANY, N. S.; BURKE, J. J. **Optical waveguides**. New York: Academic Press, 1972.

18 MARCUSE, D. **Light transmission optics**. 2nd ed. New York: van Nostrand Reinhold Company, 1982.

19 TIEN, P. K.; ULRICH, R. Theory of prism-film coupler and thin-film light guides. **Journal of the Optical Society of America**. v. 60, n. 10, p. 1325-1337, 1970.

20 ULRICH, R. Theory of prism-film coupler by plane wave analysis. **Journal of Optical Society of America**, v. 60, n. 10, p. 1337-1350, 1970.

21 ULRICH, R.; TORGE, R. Measurement of thin film parameters with a prism coupler. **Applied Optics**, v. 12, n. 12, p. 2091-2908, 1973.

22 MONNERET, S.; HUGUET-CHANTÔME, P.; FLORY, F. *m*-line technique: prism coupling measurement and discussion of accuracy for homogeneous waveguides. **Journal of Optics A: Pure and Applied Optics**, v. 2, n. 3, p. 188-195, 2000.

23 GUPTA, R.; BURNETT, J.; GRIESMANN, U.; WALHOUT, M. Absolute refractive indices and thermal coefficients of silica and calcium fluoride near 193 nm. **Applied Optics**, v. 37, n. 25, p. 5964-5968, 1998.

24 BURNETT, J.; GUPTA, R.; GRIESMANN, U. Absolute refractive indices and thermal coefficients of CaF₂, SrF₂, BaF₂, and LiF near 157 nm. **Applied Optics**, v. 41, n. 13, p. 2508-2513, 2002.

25 HANSON, J. **Refractometry**. Disponível em: <<http://www2.ups.edu/faculty/hanson/labtechniques/refractometry/intro.htm>>. Acesso em: fevereiro 2010.

26 BRICE, B. A.; HALWER, M. A. Differential refractometer. **Journal of the Optical Society of America**, v. 41, n.12, p. 1033-1037, 1951.

27 BROOKHAVEN. **Differential refractometer**. Disponível em: < <http://www.bic.com/BI-DNDC.html?submenuheader=4>>. Acesso em: fevereiro 2010.

28 VIVAS, Marcelo G. **Utilização da espectroscopia de ressonância de plásmon de superfície na investigação das propriedades hemocompatíveis do dendrímero PAMAM**. 2007. 147 p. Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Itajubá, Itajubá, 2007.

29 RIBOH, J. C.; HAES, A.J.; McFARLAND, A. D.; RANJIT, C; DUYNÉ, R. P. van. A nanoscale optical biosensor: real time immunoassay and nanoparticle adhesion **Journal of Physical Chemistry B**, v. 107, n. 8, p 1772-1780, 2003.

30 ABDELMALEK, F. Study of the optical properties of corroded gold-aluminum using surface plasmon resonances. **Thin Solid Films**, v. 389, n. 1/2, p. 296-300, 2001.

31 DOSTÁLEK, J.; ČTYROKÝ, J.; HOMOLA, J.; BRYNDA, E.; SKALSKÝ, M.; NEKVINDOVÁ, P.; ŠPIRKOVÁ, J.; SKVOR, J; SCHRÖFEL, J. Surface plasmon resonance biosensor based on integrated optical waveguide. **Sensors and Actuators B: Chemical**, v. 76, n. 1/3, p 8-12, 2001.

32 YOON, S. J.; KIM, D. Thin-film-based field penetration engineering for surface plasmon resonance biosensing. **Journal of Optical Society of America A**, v. 24, n. 9, p. 2543-2549, 2007.

33 KHÉLIFA, N.; FANG, H.; XU, J.; JUNCAR, P.; HIMBERT, M. Refractometer for tracking changes in the refractive index of air near 780 nm. **Applied Optics**, v. 37, n. 1, p. 156-161, 1998.

34 BIRCH, K. P.; DOWNS, M. J.. Correction to the updated Edlén equation for the refraction index of air. **Metrologia**, v. 31, n. 4, p. 315-316, 1994.

35 ZHANG, J.; LU, Z. H.; WANG, L. J. Precision measurement of the refractive index of carbon dioxide with a frequency comb. **Optics Letters**. v. 32, n. 21, p. 3212-3214, 2007.

36 COLLINS, R. W. Automatic rotating element ellipsometers: calibration, operation and real time applications. **Review of Scientific Instruments**, v. 8, n. 61, p. 2029-2063, 1900.

37 JAMES, S. W.; TATAM, R. P. Optical fibre long-period grating sensors: characteristics and application. **Measurement Science and Technology**, v. 14, p. 49-61, 2003.

38 VASIL'EV, S.A.; MEDVEDKOV, O. I.; KOROLEV, I. G.; BOZHKOVA, A. S. KURKOV, A. S.; DIANOV, E. M. Fibre gratings and their application. **Quantum Electron**, v. 35, n. 12, p. 1085-1103, 2005.

39 KAMIKAWACHI, R. C.; POSSETI, G. R. C.; FALATE, R.; MULLER, M.; FABRIS, J.L. Influence of surrounding media refractive index on the thermal and strain sensitivities of long-period grating. **Applied Optics**, v. 46, n. 15, p. 2831-2837, 2007.

40 HAN, M.; GUO, F.; LU, Y. Optical fiber refractometer based on cladding-mode Bragg grating. **Optics Letters**, v. 35, n. 3, p. 399-401, 2010.

41 RIEDLING, K. **Ellipsometry for industrial applications**. New York: Springer-Verlag Wein, 1988.

42 TOMPKINGS, H. G.; McGAHAN, W. A. **Spectroscopy ellipsometry and reflectometry: a user's guide**. New York: John Wiley & Sons, Inc, 1999.

43 FLORY, F.; RIGNEAULT, H.; MASSANEDA, J.; MONNERET, S. Optical waveguide characterization of thin films. **Review of Laser Engineering**, v. 24, n. 1, p. 94-102, 1996.

44 RIGNEAULT, H.; FLORY, F.; MONNERET, S. Nonlinear totally reflection prism coupler: thermomechanics effects and intensity-dependent refractive index of thin films. **Applied Optics**, v. 34, n. 21, p. 4358-4369, 1995.

45 DROUARD, E.; HUGUET-CHANTÔME, P.; ESCOUBAS, L.; FLORY, F. $\partial n/\partial T$ Measurements performed with guided waves and their applications to the temperature sensitivity of wavelength-division multiplexing filters. **Applied Optics**, v. 41, n. 16, p. 3132-3136, 2002.

46 OKAMOTO, T.; YAMAMOTO, M.; YAMAGUCHI, I. Optical waveguide absorption sensor using a single coupling prism. **Journal of Optical Society of America**, v. 17, n. 10, p. 1880-1886, 2000.

47 VASSEL, M. O. Structure of guided modes in planar multilayers of optically anisotropic materials. **Journal of Optical Society of America**, v. 64, n. 2, p. 166-173, 1974.

48 YEH, P. Electromagnetic propagation in birefringent layered media. **Journal of Optical Society of America**, v. 69, n. 5, p. 742-756, 1979.

49 FICK, J.; MÉNAERT, B.; ZACCARO, J.; MORETTI, P. Hemisphere m-line spectroscopy and its application to birefringent KTiOPO_4 planar waveguides. **Optics Communications**, v. 270, n. 2, p. 229-232, 2007.

50 WILSON, J. S. **Sensor technology handbook**. New York: Newnes Elsevier, 2005.

51 GOLDSTEIN, H. **Classical mechanics**. 3th ed. New York: Addison-Wesley Publishing Co, 1969.

52 NEWTON, I. **Optics**. New York: Dower, 1952.

53 FORNEL, F.de. **Evanescent waves from Newtonian optics to atomic optics**. New York: Springer-Verlag, 2001.

54 QUINCKE, G. Optisque experimental-untersuchunger. i über das eindringen des total reflektierten lichtes in das dünnere medium. **Annals of Physics**, v. 1, n. 127, p. 1, 1866a.

55 QUINCKE, G. Optisque experimental-untersuchunger. ii über die elliptische plarisation des bei totaler reflexion eingedrungen oder zurück-geworfen lichtes. **Annals of Physics**, v. 1, n. 127, p. 199, 1866b.

56 BOSE, J.C. On the influence of the thickness of air-space on total reflection of electric radiation. **Proceedings of the Royal Society of London**, v. 1, n. 62, p. 300, 1897.

57 HALL, E.E. The penetration of totally reflected light into rarer medium, **Physics Review (Series I)**, v. 15, n. 73, p. 73-106, 1902.

58 ABELÈS, F. La théorie générale des couches minces. **Le Journal de Physique et le Radium**, v. 11, n. 7, p. 307-309, 1950.

59 BASS, M. **Handbook of optics**. 2nd ed. New York: McGraw-Hill, 1995.v.2.

60 COHEN-TANNOUJDI, C.; DIU, B.; LALOË, F. **Quantum mechanics**. New York: Wiley, 1977. v.1.

61 CASTRO NETO, J. C. Optical barrier penetration – a simple experimental arrangement. **American Journal of Physics**, v. 43, n. 1, p. 107-108, 1975.

62 GOSS, F.; HANCHEN, H.. Ein neuer und fundamentaler versuch zur totalreflexion. **Annals of Physics**, Leipzig, v. 436, n. 7-8, p. 333-346, 1947.

63 DOELING, J. P.; GEA-BANACLOCHE, J. Evanescent light-wave atom mirrors, resonators, waveguides and traps. In: BEDERSON, B.; WALTHER, H. **Advances in atomic, molecular and optical physics**. Boston: Academic Press HBJ, 1996. v. 36, p. 1-94.

64 LOTSCH, H.K. Reflection and refraction of a beam of light at a plane interface. **Journal of Optical Society of America**, v. 58, n. 4, p. 551-556, 1968.

65 ROSTAMI, A. Goos-Hanchen shift description in planar optical waveguides. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON COMMUNICATION TECHNOLOGY, 2003, Beijing. **Proceedings...** Beijing: IEEE, 2007. p. 663-667, v. 1.

66 LEVY, Y.; IMBERT, C. Amplification dès déplacements a la reflexion totale. **Optics Communication**, v. 13, n. 1, p. 43-47, 1975.

67 SNYDER, A.; LOVE, J. D.. Goos Hanchen shift. **Applied Optics**, v. 15, n. 1, p. 236-238, 1976.

68 JACOBSON, R. Inhomogeneous and coevaporated homogeneous films for optical applications. In: HASS, G.; FRANCOMBE, M. H.; HOFFMAN, R. W. **Physics of thin films**. New York: Academic Press, 1975. v. 6.

69 THELEN, A. Design of multilayer interference filters. In: HASS, G.; FRANCOMBE, M. H.; HOFFMAN, R. W. **Physics of thin films**. New York: Academic Press, 1969. v. 5.

70 CHILWELL, J.; HODGKINSON, I. Thin films field-transfer matrix method theory of planar multilayer waveguide and reflection from prism-loaded waveguides. **Journal of Optical Society of America A**, v. 1, n. 7, p. 742-753, 1984.

71 OHTA, K.; ISHIDA, H. Matrix formalism for calculation of electric field intensity of light in stratified multilayered films. **Applied Optics**, v. 29, n. 13, p. 1952-1959, 1990.

72 NUNES, F. D. **Fibras e dispositivos para comunicação óptica**. São Paulo: Renovarum Ltda, 2001.

73 TIEN, P. K.; ULRICH, R.; MARTIN, R. J. Modes of propagating light waves in thin deposited semiconductor films. **Applied Physics Letters**, v. 14, n. 9, p. 291-294, 1969.

74 CHANG, W. S. C. **Principles of lasers and optics**. New York: Cambridge University Press, 2005.

75 MARCUSE, D. **Light transmission optics**. 2nd ed. New York: van Nostrand Reinhold Company, 1982.

76 LIBARDI, Helena, **Estudo de acoplamento de luz a sistemas multicamadas: plásmons de superfície em guias de onda**. 2005. 134 p. Tese (Doutorado), Instituto de Física da UFRGS, Porto Alegre, 2005.

77 MIDWINTER, J. E. Evanescent field coupling into a thin-film waveguide. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 6, n. 10, p. 583-590, 1970.

78 ESSENTIAL MACLEOD. **The Essential Macleod**. Disponível em: <<http://www.thinfilmcenter.com/essential.html>>. Acesso em: janeiro 2010.

79 SCHOTT **Optical Glass – Data Sheets**, Disponível em: <http://www.schott.com/advanced_optics/english/download/datasheet_all_english.pdf> Acesso em: janeiro 2010.

80 CHUN, P.; GAN, X. S.; SZAJMAN, J.; SCHILDERS, S.; GU, M. Optimizing the strength of an evanescent wave generated from a prism coated with a double-layer thin-film stack. **Bioimaging**, v. 5, n. 1, p. 1-8, 1997.

81 KAISER, R.; LÉVY, Y.; VANSTEENKISTE, N.; ASPECT, A.; SEIFERT, W. LEIPOLD, D.; MLYNEK, J. Resonant enhancement of evanescent waves with a thin dielectric waveguide. **Optics Communications**, v. 104, n. 4-6, p. 234-240, 1994.

82 NIST - NATIONAL INSTITUTE OF STANDARD TECHNOLOGY. **Manufacturing Engineering Laboratory** - Engineering Metrology Toolbox. Disponível em: <<http://emtoolbox.nist.gov/Main/Main.asp>>. Acesso em: janeiro 2010.

83 CIDDOR, P. E. Refractive index of air: news equations for the visible and near infrared. **Applied Optics**, v. 35, n. 9, p. 1566-1573, 1996.

84 EDLÉN, B. Refractive index of air. **Metrologia**, v. 2, n. 2, p. 71-80, 1966.

85 BIRCH, K. P.; DOWNS, M. J. An updated Edlén equation for the refractive index of air. **Metrologia**, v. 30, n. 3, p. 155-162, 1993.

86 BONDSCH, G.; POTULSKI, E. Measurement of the refractive index of air and comparison with modified Edlén formulae. **Metrologia**, v. 35, n. 2, 133-139, 1998.

87 LIDE, D., R. **Handbook of chemistry and physics**. 84th ed. New York: CRC Press, 2003.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)