



Universidade Estadual de Mato Grosso do Sul
Unidade Universitária de Dourados
Programa de Pós- Graduação em Recursos Naturais

**INTERFEROMETRIA DE BAIXA COERÊNCIA ÓPTICA
APLICADA NA CARACTERIZAÇÃO ÓPTICAS DE
MATERIAIS**

Alex Cesar Pereira Rocha

Dourados – MS
Fevereiro – 2017





Universidade Estadual de Mato Grosso do Sul
Unidade Universitária de Dourados
Programa de Pós- Graduação em Recursos Naturais

INTERFEROMETRIA DE BAIXA COERÊNCIA ÓPTICA APLICADA NA CARACTERIZAÇÃO ÓPTICAS DE MATERIAIS

Acadêmico: Alex Cesar Pereira Rocha
Orientador: Luis Humberto da Cunha Andrade

“Tese apresentada ao programa de pós-graduação em Recursos Naturais, área de concentração em Recursos Naturais, da Universidade Estadual de Mato Grosso do Sul, como parte das exigências para a obtenção do título de Doutor em Recursos Naturais”.

Dourados – MS
Fevereiro – 2017



Ficha Catalográfica

Ata de defesa

EPÍGRAFE

*“Eu sou parte de uma equipe.
Então, quando venço, não sou eu apenas quem vence.
De certa forma, termino o trabalho de um grupo enorme de pessoas”*

Ayrton Senna

DEDICATÓRIA

Ao senhor Deus, o qual me proporcionou a felicidade de realizar mais este trabalho e aos meus pais que sempre me serviram de exemplo de superação e dedicação.

AGRADECIMENTOS

Muitas seriam as folhas necessárias para agradecer a todos os que me ajudaram a realizar este trabalho, porém não poderia deixar de citar algumas pessoas que, sem dúvida, foram de grande importância.

Primeiramente ao Senhor Deus por ter me dado saúde e força, bem como a todos os colaboradores para minha formação;

Agradeço aos meus pais Napoleão e Adones, que são duas grandes forças de inspiração e vitória;

Ao meu irmão Wagner e a minha irmã Elisângela que sempre me apoiaram e acreditaram em mim durante toda a minha jornada estudantil e acadêmica e meus sobrinhos os quais sempre me alegravam;

A minha incrível mulher Valéria que sempre me deu suporte, sendo acima de tudo uma grande amiga e companheira. Aos meus sogros Benilde e Lari Pedro que sempre me acolheram como um filho;

A todos os professores que tive, principalmente ao Professor Sandro o qual sempre apresentou uma solução lógica e tranquila aos problemas encontrados. Em especial gostaria muito de agradecer ao Professor Luis Humberto que em todos os momentos da elaboração deste trabalho soube ser muito mais que um simples orientador se tornando um motivador do trabalho e meu motivador pessoal.

Todos os meus amigos do programa de pós-graduação e do laboratório GEOF: Ana Kely, Ana Paula, Claudio, Cristiane, Dinorah, Fábio, Francine, Guilherme, Junior, Larissa, Marcio, Símore, Thayne, Thaís, Warley, Vitor. Em especial as minhas duas companheiras de jornada acadêmica Francylaine e Maryleide.

Também agradeço a todos os meus amigos pessoais que sempre me estimularam e me apoiaram durante toda a minha vida. Famílias Assuíte, Mougenot, Rodrigues, Schäfer, Nunes, Nogueira e família do basquete.

Obrigado a CAPES e ao Fundect os quais foram os órgãos de fomento deste trabalho.

SUMÁRIO

Conteúdo

| | |
|--|----|
| RESUMO | x |
| ABSTRACT | xi |
| Capítulo 1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS | 1 |
| 1.1. Introdução | 1 |
| CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA | 4 |
| 2.1. Interferência da luz | 4 |
| 2.2. Interferometria óptica | 5 |
| 2.2.1. Configurações dos interferômetros | 7 |
| 2.2.2. Interferência de onda no Interferômetro de Michelson | 10 |
| 2.2.3. Princípio da Interferência | 11 |
| 2.3. Interferência | 13 |
| 2.4. Coerência Óptica | 14 |
| 2.4.1. Coerência espacial | 16 |
| 2.4.2. Coerência Temporal..... | 17 |
| 2.4.3. Coerência e Largura de banda | 18 |
| 2.5. Sinal de Interferência em um Interferômetro de Michelson | 20 |
| 2.6. Medida do Índice de Refração utilizando um interferômetro de michelson com base giratória..... | 26 |
| 2.7. Interferômetro de Michelson com fonte policromática | 30 |
| 2.8. Transformada de Fourier de Janela na Interferometria de Luz Branca | 31 |
| 2.8.1. Transformada de Fourier de Janela..... | 32 |
| 2.8.2. Transformada de Fourier de Janela aplicada no domínio do comprimento de onda | 36 |
| 2.9. índice de refração complexo e constante dielétrica | 37 |

| | |
|---|----|
| 2.9.1. Coeficiente de Absorção..... | 37 |
| 2.9.2. Índice de Refração Complexo | 38 |
| CAPÍTULO 3 - INTERFEROMETRIA DE BAIXA COERÊNCIA ÓPTICA | 41 |
| 3.1. Amostras | 42 |
| 3.2. Análise entre técnicas interferométricas com fonte monocromática e fonte policromática na obtenção do índice de refração de fase. | 43 |
| 3.2.1. Introdução..... | 43 |
| 3.2.2. Determinação do índice de refração usando uma fonte de luz monocromática. | 44 |
| 3.2.3. Determinação do índice de refração de fase e grupo usando o interferômetro de Michelson acoplado com uma fonte de luz de banda larga. | 46 |
| 3.2.4. Relação entre índice de refração de grupo e de fase..... | 48 |
| 3.2.5. Resultados e Discussões | 49 |
| 3.2.6. Conclusão | 53 |
| 3.3. Obtenção do índice de refração espectral através do ajuste de interferograma espectral | 53 |
| 3.3.1. Introdução..... | 53 |
| 3.3.2. Procedimento Experimental | 54 |
| 3.3.3. Relação entre $n(\lambda)$ e o interferograma | 55 |
| 3.3.4. Ajuste do Interferograma..... | 56 |
| 3.3.5. Resultados e Discussões | 58 |
| 3.3.6. Conclusão | 61 |
| 3.4. Medida do coeficiente termo-óptico utilizando Interferômetro de Michelson com luz branca. | 62 |
| 3.4.1. Introdução..... | 62 |
| 3.4.2. Aparato Experimental..... | 63 |
| 3.4.3. Resultados e Discussões | 65 |
| 3.4.4. Conclusão | 67 |

| | |
|---|----|
| 3.5. Cálculo da dispersão do índice de refração para uma amostra birrefringente | 67 |
| 3.5.1. Introdução..... | 67 |
| 3.5.2. Aparato Experimental..... | 68 |
| 3.5.3. Resultados e Discussões..... | 69 |
| 3.5.4. Conclusão..... | 71 |
| 3.6. Aplicação da interferometria de luz branca na análise de vidros Teluritos dopados com íons Er^{3+} | 72 |
| 3.6.1. Introdução..... | 72 |
| 3.6.2. Procedimento experimental..... | 72 |
| 3.6.3. Resultado e Discussões..... | 73 |
| 3.6.4. Conclusão..... | 74 |
| 3.7. Aplicação da Transformada de Fourier de Janela no Interferograma Espectral | 75 |
| 3.7.1. Introdução..... | 75 |
| 3.7.2. Aparato Experimental..... | 76 |
| 3.7.3. Transformada de Fourier de Janela..... | 76 |
| 3.7.4. Resultado e Discussões..... | 77 |
| 3.7.5. Conclusão..... | 85 |
| CAÍTULO 4 – CONSIDERAÇÕES GERAIS..... | 87 |
| REFERÊNCIAS..... | 90 |
| APÊNDICE A – INTERFACE GRÁFICA PARA A OBTENÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO A PARTIR DO INTERFEROGRAMA ESPECTRAL..... | 95 |
| APÊNDICE B – CORREÇÃO DA POSSÍVEL FALTA DE PARALELISMOS DAS FACES DE UMA AMOSTRA..... | 96 |

RESUMO

A caracterização de materiais é fundamental para se avaliar o potencial destes para as áreas de aplicação a que se destinam. Os diversos materiais em diferentes aplicações apresentam propriedades específicas as quais os tornam singulares. Uma das propriedades de materiais avaliada e que tem se tornado cada vez mais interessante devido ao avanço da tecnologia são as propriedades ópticas. Técnicas interferométricas podem ser aplicadas em diferentes estudos de materiais. Estes métodos podem ser aplicados em medidas de deslocamento espacial com precisão, análise de superfície de estruturas sem necessidade de contato, mapeamento do formato de objetos em três dimensões com alta precisão, determinação de parâmetros ópticos, térmicos e termo-ópticos de materiais. Neste trabalho é aplicada a técnica de interferometria, de baixa coerência óptica, utilizando um interferômetro de Michelson configurado com fonte de luz branca para caracterização óptica e termo-óptica de diferentes materiais transparentes. O intuito principal deste trabalho é elaborar metodologias para que se possa utilizar um único arranjo experimental para se obter o maior número de parâmetros que possam caracterizar o material analisado. Esta metodologia foi avaliada em termos de sua aplicação a materiais transparentes com suas especificidades. Os resultados obtidos mostram que a metodologia aplicada fornece valores do índice de refração espectral, com ótima precisão quando comparado com valores já observados na literatura. Isto pode ser observado tanto para materiais vítreos como para materiais cristalinos. Outra informação importante é a capacidade da técnica fornecer valores do coeficiente termo-óptico do material analisado com boa concordância com valores já apresentados na literatura. A metodologia proposta também se demonstra sensível quando se avalia pequenas mudanças estruturais, como falhas, em matrizes vítreas quando estas são dopadas com diferentes concentrações de íon terra-rara. A técnica demonstra ser ainda mais versátil quando se analisa a capacidade de observar as regiões de absorção do material através da verificação do interferograma espectral por Transformada de Fourier de Janela. Com esta metodologia nota-se que pode ser observado o comportamento anômalo do índice de refração na região de absorção do material e isto é uma observação inédita.

Palavras-chave: Índice de Refração; dn/dT , Transformada de Fourier de Janela; Íon Terra-rara; Interferômetro de Michelson.

ABSTRACT

The characterization of materials is fundamental to evaluate their potential for the areas of application for which they are intended. The various materials in different applications have specific properties which make them unique. One of the properties of materials evaluated and which has become increasingly interesting due to the advancement of technology are the optical properties. Interferometric techniques can be applied in different materials studies. These methods can be applied to precision displacement measurements, surface analysis of non-contact structures, three dimensional object shape mapping with high precision, determination of optical, thermal and thermo-optical parameters of materials. In this work is applied the technique of low optical coherence interferometry using a Michelson interferometer configured with white light source for optical and thermo-optical characterization of different materials. The main purpose of this work is to elaborate methodologies so that a single experimental arrangement can be used and to remove the largest number of parameters that can characterize the analyzed material. The ability of the methodologies to be applied to different types of materials with their specificities is also evaluated. The obtained results show that the applied methodology provides values of the refractive index of phase and of group in the spectral domain with great precision when compared with values already observed in the literature, and this can be observed for glassy and crystalline materials. Another important point is the ability of the technique to provide dn/dT values of the analyzed material with good agreement with values already presented. The proposed methodology is also shown to be sensitive when evaluating small structural changes in vitreous matrices when they are doped with different concentrations of rare earth ion. The technique is even more versatile when one observes the ability to observe the regions of material absorption through the Short Time Fourier Transform. With this methodology it is verified that the behavior of the refractive index in the region of resonance of the material can be observed.

Keywords: Refractive index; dn/dT ; Short Time Fourier Transform; Rare earth ion; Michelson Interferometer.

CAPÍTULO 1 - CONSIDERAÇÕES GERAIS

1.1.INTRODUÇÃO

Técnicas interferométricas podem ser aplicadas em diferentes estudos de materiais. Estes métodos podem ser aplicados em medidas de deslocamento espacial com precisão, análise de superfície de estruturas sem necessidade de contato, mapeamento do formato de objetos em três dimensões com alta precisão, determinação de parâmetros ópticos, térmicos e termo-ópticos de materiais (HARIHARAN, 2007).

O índice de refração é um parâmetro óptico essencial para o completo processo de caracterização estrutural e óptico. Alguns métodos frequentemente utilizados para medir n dependem da obtenção do ângulo de desvio mínimo de prismas isósceles triangulares que têm bases de triângulo reto (BEDNAREK, 1993). Outra forma é por ângulo de Brewster obtido pela refletância mínima de um feixe de luz monocromático com polarização linear (PAWLUCZYK, 1990). Apesar dos resultados muito precisos obtidos com estas técnicas, os mesmos são limitados a um comprimento de onda específico a cada medida. Ademais, requerem um arranjo óptico consideravelmente complicado para obter um feixe de luz monocromático colimado, de pequeno diâmetro, ou um feixe de laser sintonizável para os comprimentos de onda verificados. Há algum tempo, vários trabalhos têm sido desenvolvidos usando diversos métodos para medir tal parâmetro, e a maioria destes trabalhos são dedicados a encontrar o índice de refração de fase (n) (RICHERZHAGEN, 1996; SILVA *et al.*, 2007; CAPANEMA *et al.*, 2011).

Durante os últimos anos, o interesse no fenômeno de interferência em uma ampla abrangência espectral proporcionado por fonte de luz branca tem apresentado um considerado crescimento, e configurações do interferômetro de Michelson com fonte policromáticas têm sido aplicadas em medidas de índice de refração de grupo (N) (HLUBINA, 2001; HLUBINA *et al.*, 2007), o N é uma representação do índice de refração, dentro da variação do caminho óptico de um grupo de ondas. O interferômetro de Michelson é um conhecido aparato utilizado em técnicas interferométricas. Dentre estas

destaca-se as medidas de Absorção Óptica por transformada de Fourier (FTIR), e tomografia de baixa coerência óptica (OCT).

Como vem sendo dito durante todo este capítulo o índice de refração é um importante parâmetro na caracterização de diferentes tipos de materiais. Alguns materiais apresentam dois ou mais índices de refração distintos, os quais são classificados de materiais birrefringentes. Vários estudos vêm sendo elaborados com a intenção de medir os índices de refração destes materiais.

O interferômetro de Michelson em diferentes configurações aplicados em materiais birrefringentes tem sido utilizado em medidas de dispersão de birrefringência de grupo em fibra óptica (HLUBINA *et al.*, 2003) e de cristais de calcita (HLUBINA & URBAŃCZYK, 2005) e quartzo (HLUBINA *et al.*, 2007) com espessuras conhecidas.

Outro tema importante envolvendo o índice de refração é a medida espectral de amostras na região de absorção óptica do material. É conhecido que o índice de refração apresenta, pelas equações eletromagnéticas, ligações com as regiões de ressonância eletromagnética (absorção óptica) do material. As equações que descrevem o comportamento espectral do n não preveem estas regiões em seu comportamento, desta forma ferramentas que possam indicar o comportamento do $n(\lambda)$ em regiões de absorção se torna importante.

Outro parâmetro importante na caracterização de materiais é o coeficiente termo-óptico (dn/dT), este coeficiente verifica a taxa de variação do índice de refração com a temperatura. O aquecimento gerado por processos não radiativos aumenta a temperatura do meio ativo dentro de uma cavidade laser, isto causa efeitos como de expansão térmica que muda o caminho óptico na cavidade e afeta a eficiência do laser. Sob bombeio de alta energia, lentes e efeitos de birrefringência pelos altos gradientes de temperaturas na cavidade laser degradam o desempenho do laser podendo até mesmo destruir a cavidade. Portanto, a determinação precisa dos parâmetros ópticos é fundamental na avaliação do potencial de materiais em aplicações que envolvem bombeamento laser de alta potência ou em situações com necessidade de precisão óptica extremamente elevada, como no desenvolvimento de fibras ópticas utilizadas em telecomunicações, lentes para astronomia e câmeras para satélites.

Em medidas de dn/dT , uma das técnicas mais comum consiste na medida de deslocamento de franjas quando a luz passa pelas duas superfícies paralelas de uma amostra sob aquecimento uniforme (SATO & TAIRA, 2014). Apesar dos resultados

precisos obtidos com esta técnica, esta é limitada a específicos comprimentos de onda por medida.

Técnicas utilizando interferometria de luz branca em amostras aquecidas podem ser ferramentas úteis para medidas precisas de dn/dT como função do comprimento de onda. Vários fabricantes de vidros e cristais fornecem as especificações ópticas destes materiais, incluindo valores de n e dn/dT . Contudo, apesar do rigoroso controle durante o processo de produção, pequenas mudanças nestes parâmetros podem ocorrer, em algumas aplicações, estas diferenças podem ser críticas, exigindo medidas precisas destes parâmetros antes da utilização nos dispositivos.

Este trabalho tem como objetivo, estabelecer uma metodologia baseada na interferometria com fonte de luz branca, utilizando um interferômetro de Michelson para medir o índice de refração em função do comprimento de onda. Para que a metodologia seja viável é necessário que forneça valores com alta precisão e reprodutibilidade. Outro propósito deste trabalho é propor uma nova metodologia para calcular dn/dT por meio da medida de n em função do comprimento de onda, fazendo uso de um interferômetro de Michelson configurado com uma fonte de luz branca, com ampla abrangência espectral na região do visível, em uma única montagem experimental. Será analisada também a capacidade da técnica de verificar os índices de refração de uma amostra birrefringente. Por fim será apresentada uma metodologia para verificar o comportamento do índice de refração espectral na região de absorção óptica de um material.

O corpo do trabalho está composto por três capítulos, o primeiro é este com as considerações gerais sobre o trabalho, o segundo capítulo terá como foco uma revisão bibliográfica sobre interferometria e suas aplicações, em especial para medidas de índice de refração, o por fim o terceiro capítulo será um apanhado dos vários trabalhos desenvolvidos com a técnica proposta por esta tese.

CAPÍTULO 2 - REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

O intuito deste capítulo é apresentar os conceitos básicos que estão relacionados com o fenômeno de interferência óptica, utilizando técnicas interferométricas de baixa coerência. É apresentada também uma abordagem mais detalhada do fenômeno entre ondas e em particular para o interferômetro de Michelson, o qual está como base para elaboração desta tese.

2.1. INTERFERÊNCIA DA LUZ

A interferência da luz é definida como a redistribuição espacial da intensidade luminosa condicionada pela diferença de fase (MONTEIRO, 2012). A interferência entre ondas tem sido estudada ao longo dos anos e tem sido aplicada em medidas de deformação de objetos, espessuras, comprimentos de onda, velocidades de propagação de onda, índices de refração, etc.

O fenômeno de interferência foi observado pela primeira vez por Robert Boyler e Robert Hooke em 1672. Estes dois estudiosos registraram o aparecimento de anéis com diferentes cores quando um filme fino era iluminado. Esta observação foi considerada um grande avanço para o entendimento da natureza da luz, o estudo deste acontecimento levou Hooke a defender que a luz apresentava uma natureza ondulatória e não corpuscular.

A teoria ondulatória da luz viria a ser abandonada algum tempo depois de Newton publicar uma teoria em que defendia que os fenômenos apresentados pela luz eram explicados por um comportamento de partículas. Newton apresentou sua teoria após observar que a luz branca, ao passar por um prisma, era dividida em várias componentes com diferentes cores. Devido ao reconhecimento científico de Newton ser elevado, as ideias defendidas pro Hooke sobre a teoria ondulatória não foram bem aceitas.

A teoria ondulatória da luz voltou a ter aceite pela comunidade científica após os trabalhos de Thomas Young. Este investigador elaborou o famoso experimento da dupla fenda onde pode demonstrar que a luz sofria o fenômeno de interferência e assim afirmar que de fato a luz apresentava comportamento de onda.

2.2. INTERFEROMETRIA ÓPTICA

A interferência da luz apresenta uma vasta área de aplicação em medições de variados sistemas. De maneira geral é possível afirmar que o sistema de medição interferométrica é composto por uma fonte luminosa, um sistema óptico, e um detector que apresenta a capacidade de transformar a diferença de intensidade luminosa em um sinal mensurável, como demonstrado na Figura 2.1. O sistema óptico visto na composição de medição é chamado de interferômetro.

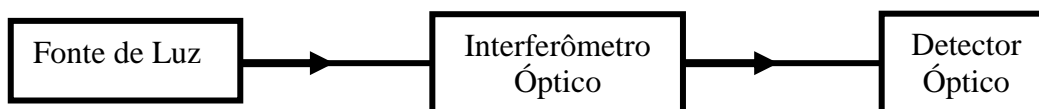


Figura 2.1: Configuração básica de um sistema de medida interferométrica.

Há vários modelos de interferômetros ópticos, os quais podem ser apresentados em quatro categorias (JACKSON, 1985; CAMPOS, 1992).

- I) Duas ondas: Michelson, Mach-Zender;
- II) Múltiplas ondas: Fabri-Perot;
- III) Diferencial: Polarimétrico;
- IV) Trajetória: Sagnac.

As configurações interferométricas podem ser implementadas com o uso de alguns componentes ópticos convencionais como espelhos, divisor de feixes, fibras-ópticas, etc. A implementação de fibra-óptica será utilizada neste trabalho a fim de proporcionar algumas vantagens.

O interferômetro é definido como um sistema óptico que observa interferências entre duas ou mais frentes de onda. A interferência óptica é definida como a sobreposição de feixes de luz, a intensidade desta sobreposição não é dada simplesmente pela soma das intensidades das componentes dos feixes. A intensidade resultante é formada pela interferência destrutiva ou construtiva, a designação de interferência é dada pela relação entre a diferença de fase entre as ondas.

No caso em que as ondas apresentam as mesmas amplitudes, a interferência construtiva apresenta uma onda com intensidade dada pelo dobro da intensidade de uma única onda, isto ocorre devido as ondas sobrepostas estarem em fase. A interferência destrutiva irá acontecer quando as ondas sobrepostas estiverem em oposição de fase, neste caso a intensidade da onda resultante poderá ser nula, Figura 2.2. Desta forma, no plano da

imagem é possível observar padrões de linhas escuras causadas pela interferência destrutiva cuja a intensidade é nula, este padrão de linhas de interferência é chamada de franjas de interferência.

Para que ocorra interferência é necessário que os feixes de luz utilizados estejam em coerência, seja ela em frequência ou em fase. De maneira geral, os feixes de luz utilizados para gerar as interferências luminosas são obtidos através de uma mesma fonte de luz coerente. Assim, é possível considerar que existem dois métodos usais para produzir interferômetros (MONTEIRO, 2012).

- a) Divisão de frente de onda;
- b) Divisão de amplitude, em que o feixe é dividido por uma superfície parcialmente refletora.

Para que duas ondas produzam um padrão de interferência estável, a frequência e fase das ondas devem permanecer inalteradas no tempo. Se a crista de uma onda se sobrepõe a crista da segunda onda, como na Figura 2.2a, as duas apresentam uma diferença de fase de 0° e é dito que estão em fase. Se a crista de uma onda se sobrepõe ao vale da segunda, Figura 2.2b, as duas ondas têm uma diferença de fase de 180° e é dito que estão em oposição de fase.

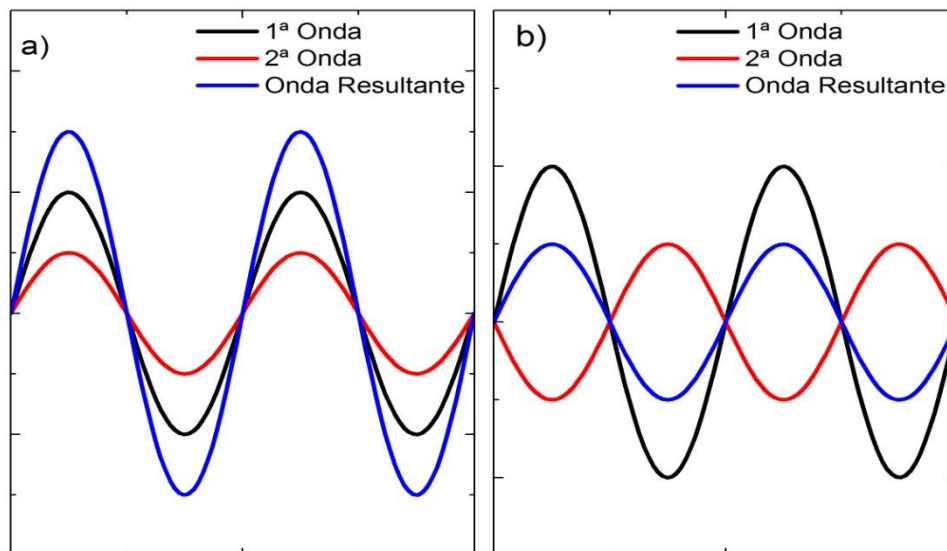


Figura 2.2: Interferência entre duas ondas: a) Construtiva e b) Destrutiva.

Ao longo dos últimos séculos foram desenvolvidas varias configurações para interferômetros envolvendo dois feixes. Na próxima secção serão discutidas quatro dessas configurações ópticas.

2.2.1. Configurações dos interferômetros

Um sistema interferométrico é composto por uma montagem de componentes ópticos que sobrepõe dois ou mais feixes de luz e permitem determinar certa grandeza através do fenômeno de interferência entre os feixes.

A configuração do primeiro interferômetro foi elaborada pelo físico norte-americano Albert A. Michelson em 1881, esta configuração está representada pela Figura 2.3.

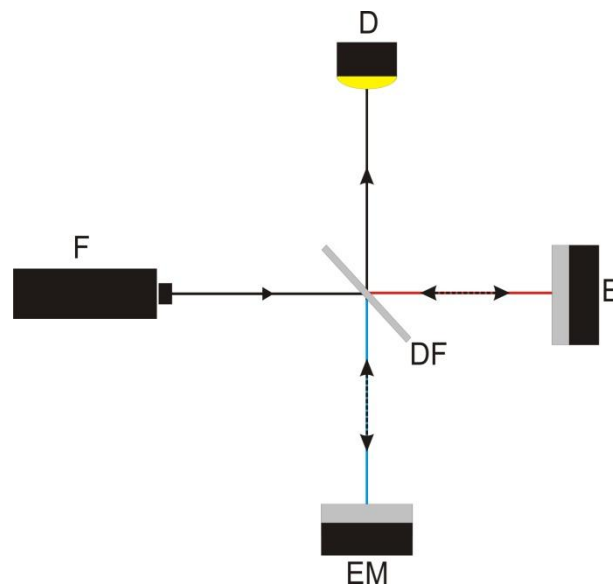


Figura 2.3: Sistema de configuração do interferômetro de Michelson.

A luz oriunda da fonte (F) é dividida por um divisor de feixes (DF), uma parte do feixe direciona-se a um espelho fixo (E), este feixe recebe o nome de feixe de referência, após o feixe de referência ser refletido por E esse é retornado para DF. A outra parte do feixe oriundo da fonte é refletida até o espelho móvel (EM), este feixe recebe o nome de feixe de sinal, após o feixe de sinal retornar até DF os dois feixes são recombinados e seguem até o detector (D). Se a diferença de caminho óptico entre a referência e o sinal for zero ou um múltiplo inteiro de um comprimento de onda, D irá observar uma interferência construtiva. Para uma diferença de caminho óptico entre os feixes de um múltiplo inteiro de meio comprimento de onda, D observará uma interferência destrutiva. Neste interferômetro o feixe de sinal é variável e o feixe de referência deve ser manter estável.

O arranjo óptico do interferômetro de Mach-Zehnder está representado na Figura 2.4. Este interferômetro apresenta uma flexibilidade em relação a configuração de Michelson, pois utiliza um segundo divisor de feixes com a finalidade de combinar os

feixes de referência e sinal, desta maneira ao contrário do interferômetro de Michelson a luz passa apenas uma vez em cada braço do interferômetro de Mach-Zehnder. Esta configuração encontra frequente utilização na modulação óptica (KAPLAN & RUSCHIN, 2000), assim como na metrologia óptica (PORTE *et al.*, 1999; SANTOS *et al.*, 2004).

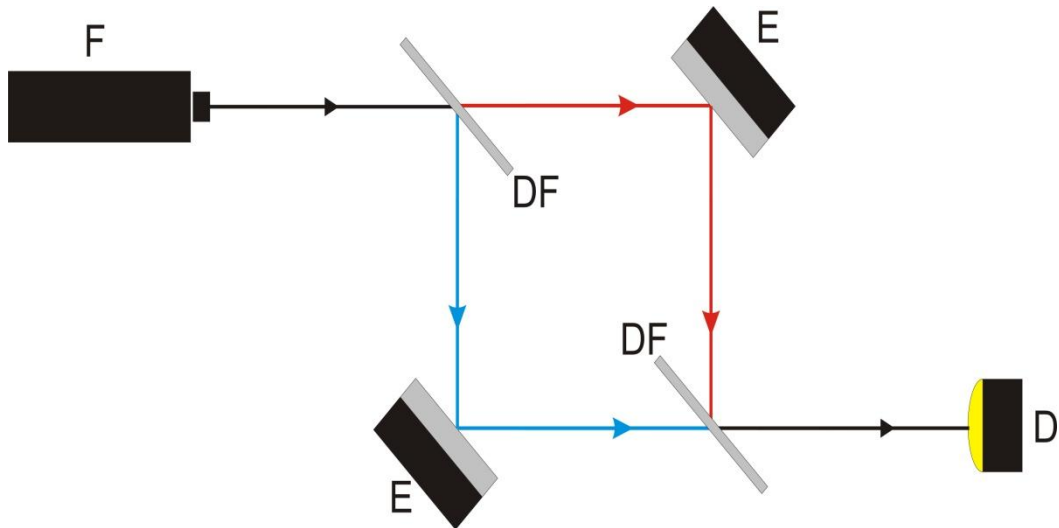


Figura 2.4: Sistema de configuração do interferômetro de Mach-Zehnder.

O interferômetro de Sagnac apresenta uma configuração em que os dois feixes seguem o mesmo caminho em torno de um circuito fechado, porém os feixes se propagam em sentidos opostos, como demonstrados na Figura 2.5. Desta forma é possível medir as alterações de fase não recíprocas que surtem entre a propagação do feixe de sentido horário e anti-horário, com aplicação na detecção giroscópica (TSELIKOV *et al.*, 1998; SAIDA & HOTATE, 1999; BARBOUR & SCHMIDT, 2001).

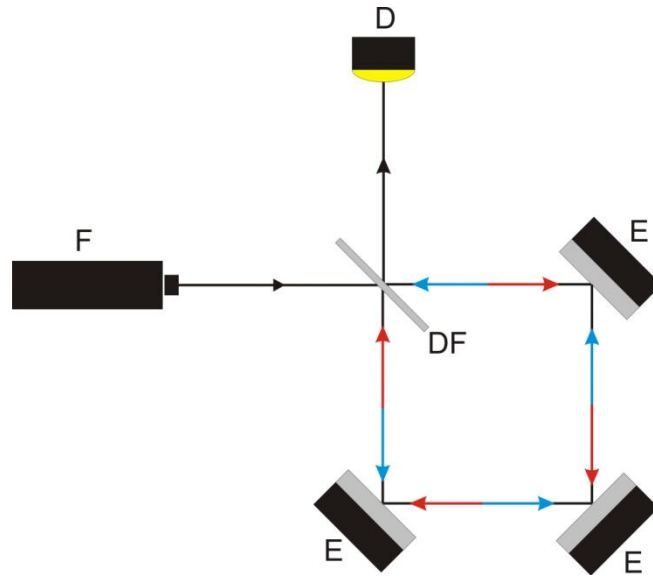


Figura 2.5: Sistema de configuração do interferômetro de Sagnac.

A configuração atribuída ao interferômetro de Fizeau está apresentada na Figura 2.6. A interferência nesta configuração ocorre devido a diferença de caminho entre a reflexão da superfície do alvo e a reflexão parcial ocasionada na face interna da fibra óptica (FO). Esta configuração proporciona uma elevada estabilidade como uma das principais vantagens, isto ocorre devido a utilização de pequenas distancias entre a superfície do alvo e a face da fibra óptica. Outra vantagem deste arranjo é o extenso caminho realizado em comum pelos feixes de referencia e de sinal, isto garante que ambos os feixes sofram as mesmas perturbações na polarização ao percorrerem seus respectivos caminhos dentro da fibra.

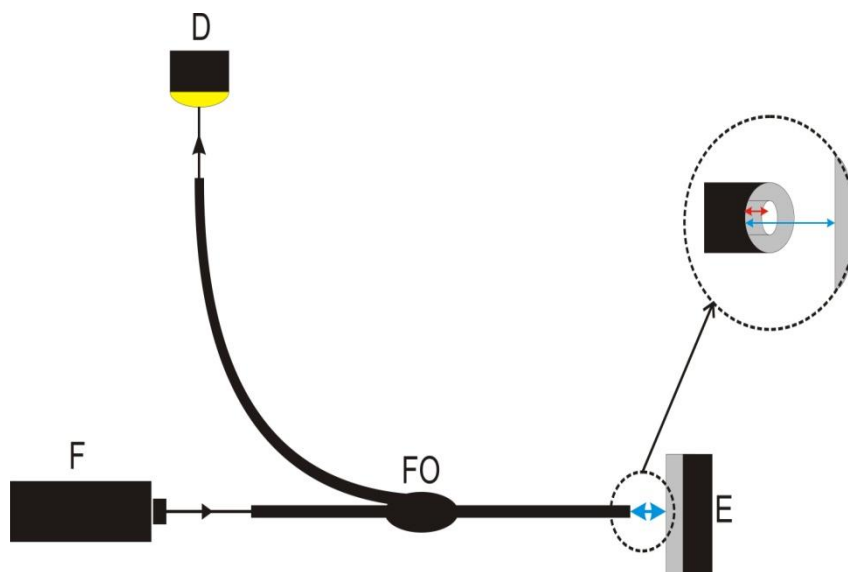


Figura 2.6: Sistema de configuração do interferômetro de Fizeau.

Os interferômetros apresentados até nesta secção apresentam diferentes características que os tornam únicos, desta forma cada um se destina a diferentes domínios de aplicações. De maneira geral, as informações registradas nos detectores são coletadas em função da intensidade, sendo os parâmetros desejados extraídos por técnicas específicas a cada medição.

2.2.2. Interferência de onda no Interferômetro de Michelson

Devido o desenvolvimento proposto neste trabalho será dada atenção especial ao interferômetro com duas frentes de onda oriundas da mesma fonte, em particular ao Interferômetro de Michelson. Os interferômetros com duas frentes de onda são representados, de um modo geral, como indica o esquema da Figura 2.7 (MONTEIRO, 2012).

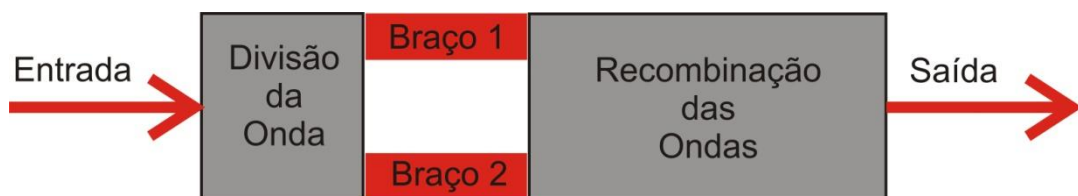


Figura 2.7: Diagrama esquemático de um Interferômetro com dois braços.

Uma frente de onda é dividida em duas outras frentes de onda, as duas novas frentes percorrem caminhos ópticos distintos, chamados de braços do interferômetro. Na saída do interferômetro as duas frentes se recombina formando o padrão de interferência, para que o padrão seja observado é necessário que as ondas sejam coerentes entre elas, para isso as ondas são originadas de uma mesma fonte com capacidade para interferência.

Os braços do interferômetro podem ser formados de duas maneiras, por divisão da frente de onda em duas ou mais parcelas, ou por divisão de amplitudes. No primeiro caso as parcelas da frente de onda da fonte formam os braços do interferômetro, no segundo caso os braços são obtidos por reflexão e transmissão parcial da onda originada na fonte.

Um interferômetro bem conhecido e agrupado dentro da categoria de interferômetro de frentes de ondas obtidas por divisão de amplitude é o interferômetro de Michelson. Nesta configuração a luz oriunda da fonte é dividida por um divisor de feixes, desta forma um feixe de referência e outro de sinal, com caminhos ópticos distintos percorrendo caminhos espaciais também distintos, estes caminhos formam os braços deste interferômetro.

A Figura 2.8 mostra o esquema de um interferômetro de Michelson, com um divisor de feixes, o qual separa o feixe oriundo da fonte em duas direções. Um feixe é guiado na direção de um espelho fixo e o outro feixe é direcionado a um espelho móvel. As distancias do divisor de feixes até cada espelho formam os braços deste interferômetro. Após os feixes se recombinarem no divisor de feixes, o sinal da saída é observado em um anteparo. Os feixes recombinados dão origem a diferentes padrões de franjas de interferência, desta forma é possível medir a diferença de fase entre os braços do interferômetro. A variação da distância no braço do interferômetro referente ao espelho móvel produz diferenças no padrão de interferência, que se manifestam pela variação no número de franjas concêntricas, conforme exemplo da Figura 2.8. Tendo que ΔL é a diferença de caminho entre os braços do interferômetro, então, a equação que descreve o padrão de franjas é $\Delta L = m\lambda$, sendo $m = (0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots)$, isto para o máximo de interferência, e λ é o comprimento de onda da luz emitida pela fonte.

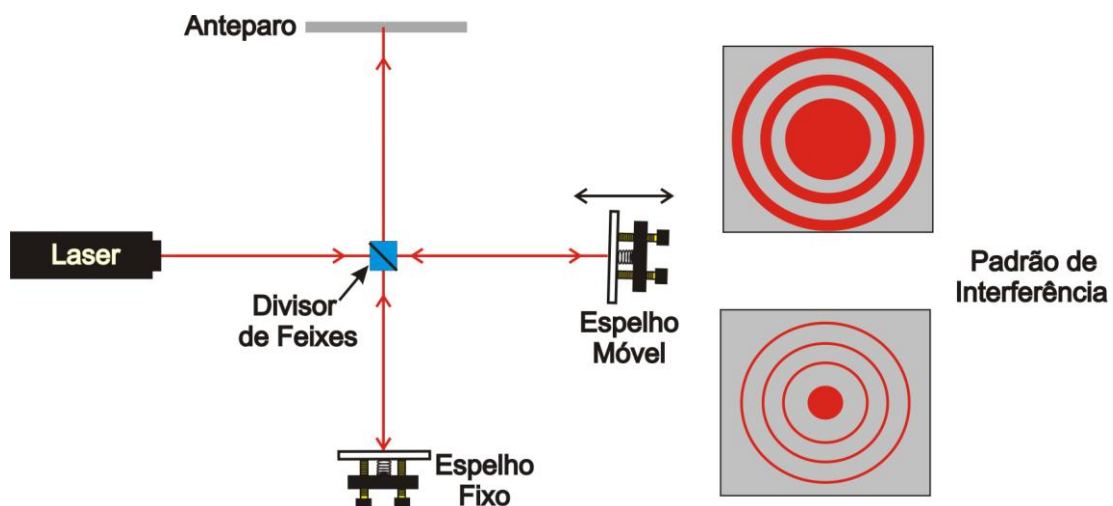


Figura 2.8: Arranjo esquemático do interferômetro de Michelson com uma fonte laser e figura de franjas de interferência para duas posições do espelho móvel.

2.2.3. Princípio da Interferência

Para o caso em que duas fontes de luz branca sobreponham suas frentes de onda, não é observado o fenômeno de interferência, mesmo que as duas fontes apresentem o mesmo espectro de emissão. Isto ocorre devido ao fato das frentes de ondas serem independentes, ou seja, cada fonte emite luz de maneira aleatória e distinta, com isso a diferença de fase produzida pelas duas fontes não são constantes. Por este fato, estas fontes são chamadas de fontes de luz incoerentes. Para que as frentes de ondas sejam coerentes, a diferença de fase entre elas devem ser constantes no espaço e no tempo.

Para eliminar a necessidade de duas fontes de luz independentes, a interferência pode ser obtida da seguinte forma. A luz de uma única fonte, fonte primária, é colimada e direcionada até uma fenda estreita (s_0), após esta fenda, a luz passa por duas fendas estreitas e paralelas (s_1 e s_2). O par de fendas secundária funciona como um par de fontes de luz coerente, fontes secundárias. Pelo fato das fontes secundárias terem como origem a mesma fonte primária, então apresentam características idênticas. Assim, qualquer mudança aleatória de emissão apresentada na fonte primária é repassada simultaneamente às duas fontes secundárias. Com isso, padrões de interferências podem ser observados utilizando fontes de luz branca. No caso particular de ser utilizada uma fonte de luz monocromática como fonte primária, a interferência entre as fontes secundárias resulta em uma série de linhas paralelas brilhantes e escuras no anteparo (C), Figura 2.9, este padrão é chamada de franjas, por lembrarem as franjas de um tapete.

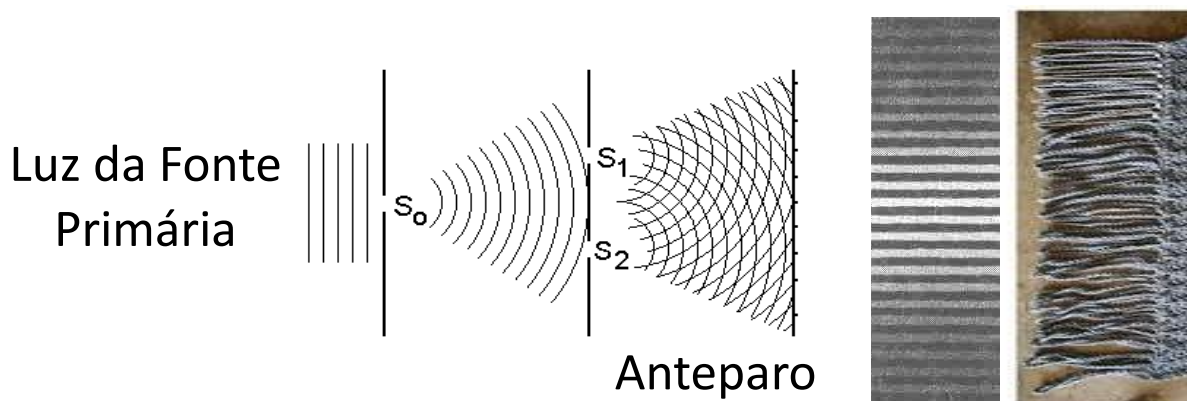


Figura 2.9: Experimento de fenda dupla de Young, padrão de franjas de interferência para fendas retangulares e um tapete com franjas simbolizando a referencia do nome franjas de interferência (TIPLER & MOSCA, 2009).

A Figura 2.10 apresenta alguns resultados para a interferência de frente de ondas monocromáticas coerentes no plano de observação. Quando as ondas chegam na posição central do anteparo, Figura 2.10a, as duas frentes de onda percorrem a mesma distancia, desta forma, as duas ondas chegaram em fase no anteparo, apresentando um interferência construtiva caracterizada por uma franja brilhante.

A sobreposição apresentada pela Figura 2.10b, mostra que a frente de onda vinda da fenda mais distante precisa percorrer uma distância maior que a frente de onda vinda da fenda mais próxima. Se a diferença entre as distâncias for de um comprimento de onda, as duas frentes de onda vão estar em fase, ocorrendo neste local interferência construtiva, sendo observada uma franja brilhante neste ponto.

Na Figura 2.10c, a diferença de caminho percorrido entre as frentes de ondas oriundas das duas fendas é de meio comprimento de onda. Neste caso, as duas frentes de ondas estão em oposição de fase, isto leva a uma interferência destrutiva, neste ponto é observada uma franja escura, sem presença de luz.

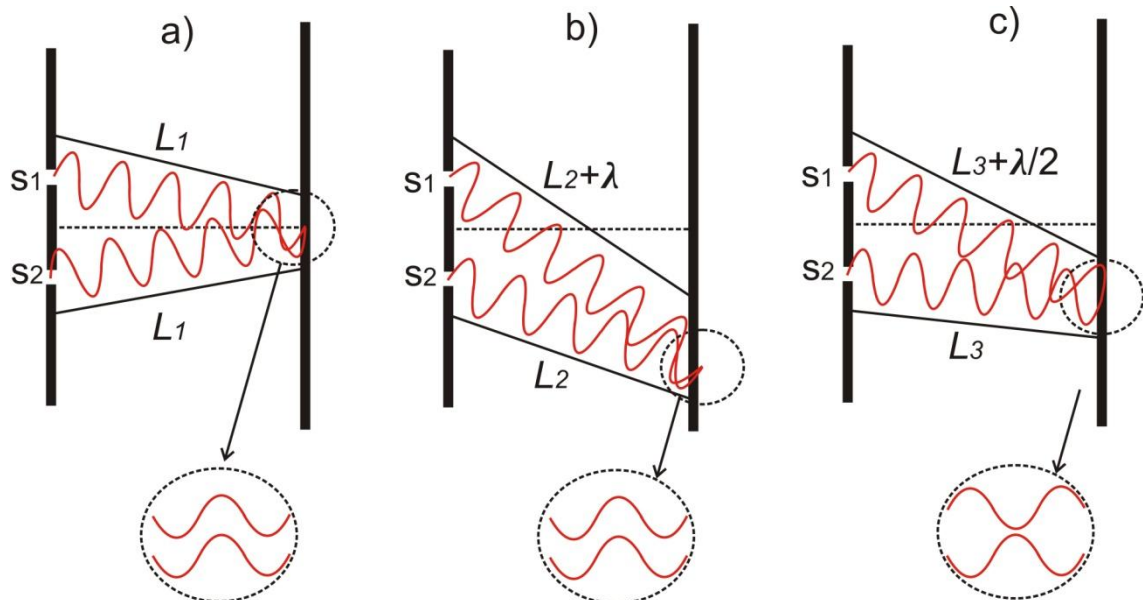


Figura 2.10: a) Interferência construtiva: as duas frentes de ondas percorrem a mesma distancia L_1 . b) Interferência construtiva: a diferença de caminho entre as duas frentes de ondas é de um comprimento de onda. c) Interferência destrutiva: a diferença de caminho entre as duas frentes de ondas é igual a meio comprimento de onda (TIPLER & MOSCA, 2009).

O procedimento experimental descrito na Figura 2.9 bem como as observações feitas acima para a Figura 2.10, são conhecidos como o experimento de dupla fenda de Young (TIPLER & MOSCA, 2009). Neste experimento as franjas apresentam uma geometria cilíndrica devido ao fato das fendas por onde passam as frentes de ondas serem retangulares.

2.3. INTERFERÊNCIA

O campo elétrico de uma onda de luz varia no tempo e pode ser descrita pela expressão (MONTEIRO, 2012):

$$V(t) = \int_0^{\infty} a(\nu) e^{[-j\phi(\nu)]} e^{(j2\pi\nu t)} d\nu,$$

(2.1)

sendo $a(\nu)$ a amplitude e ϕ a fase de uma componente com frequência ν . Para ondas de luz monocromática a equação (2.1) pode ser resumida da seguinte forma:

$$V(t) = |a| e^{(-j\phi)} e^{(j2\pi\nu t)}, \quad (2.2)$$

em que o fator $a = |a| e^{(-j\phi)}$ representa a amplitude complexa da onda gerada.

Em um dado ponto a intensidade luminosa I é definida como a média temporal da quantidade de energia gerada por unidade de tempo numa área unitária perpendicular ao fluxo de energia. Esta pode ser calculada multiplicando a amplitude complexa nesse ponto pelo seu complexo conjugado:

$$I = |a|^2 = aa^*. \quad (2.3)$$

A amplitude complexa, em qualquer ponto, devido as varias ondas com a mesma frequência é obtida somando a amplitude complexa das ondas individuais. Assim, a intensidade em qualquer ponto devido à interferência de duas ondas é apresentada:

$$\begin{aligned} I &= |a_1 + a_2|^2 = |a_1|^2 + |a_2|^2 + (a_1^*)a_2 + a_1(a_2^*) = \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi_1 - \phi_2) \end{aligned} \quad (2.4)$$

Intensidade é modulada pela diferença de fase $(\phi_1 - \phi_2)$. Um parâmetro importante em interferometria é a definição do parâmetro de visibilidade do sinal de interferência, o qual é importante para verificar a definição do sinal resultante e que pode ser determinado por:

$$V = \frac{(I_{MAX} - I_{MIN})}{(I_{MAX} + I_{MIN})} = 2 \frac{\sqrt{I_1 I_2}}{(I_1 + I_2)} |\gamma_{12}(\tau)|. \quad (2.5)$$

A obtenção da equação (2.4) parte do pressuposto de que as ondas são polarizadas e com os vetores elétricos paralelos. Se os dois vetores elétricos apresentarem um ângulo ψ ente si, a intensidade resultante no padrão de interferência apresenta a seguinte mudança:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \psi \cos(\phi_1 - \phi_2). \quad (2.6)$$

Com esta equação, pode-se tranquilamente verificar que a definição das franjas diminui com o aumento de ψ , e que é igual a zero quando $\psi = \pi/2$.

2.4. COERÊNCIA ÓPTICA

O conceito de coerência óptica é fundamental para operação de dispositivos interferométricos (MONTEIRO, 2012). Contudo, o termo “fonte de luz monocromática” é

um conceito idealizado, pois na prática mesmo a melhor fonte de luz, por mais monocromática que seja, apresenta emissão com mais de uma frequência.

Quando uma fonte de luz “puramente monocromática” sofre divisão e posteriormente é recombinada sempre apresenta interferência. Em uma fonte de luz (excluindo fontes de laser), tanto a fase quanto a amplitude sofrem flutuações irregulares da ordem de 10^{14} a 10^{15} Hz, as quais são consideravelmente rápidas para serem notadas por um fotodetector. Se os feixes tiverem como origem a mesma fonte, então, existe uma correlação nas flutuações dos feixes recombinados, o grau de correlação entre as flutuações é conhecido como coerência. O grau de coerência depende de alguns fatores, porém não existe coerência total e nem nula, assim os feixes são parcialmente coerentes (HECHT, 1975).

A Figura 2.11a representa uma onda ideal de luz monocromática com comportamento senoidal constante indefinidamente. Na Figura 2.11b é representada uma onda real de luz monocromática, esta pode ser definida com sendo composta por um número finito de frentes de ondas.

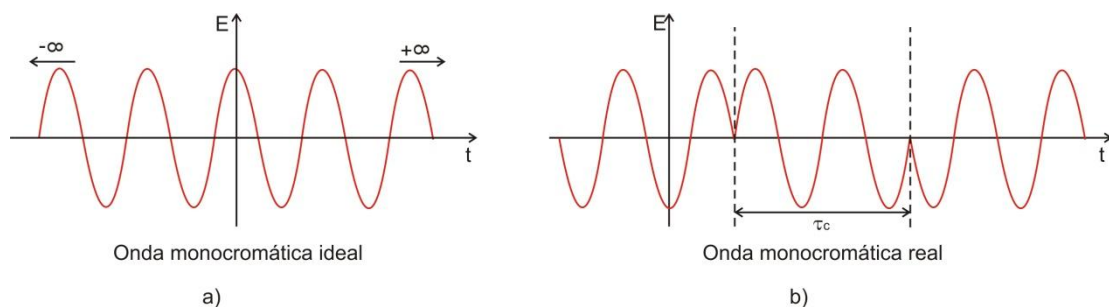


Figura 2.11: a) Modelo ideal de onda de luz monocromática. b) Modelo real de onda de luz monocromática(MONTEIRO, 2012).

Uma suposição dentro da equação (2.4) é a perfeita coerência da luz, isto seria possível se todos os feixes procedessem de uma única fonte pontual, a qual emitisse uma frente de ondas monocromáticas infinitamente longas e contínuas. Mas, todas as frentes de ondas reais possuem um grau de coerência limitado.

Pelo experimento de Young, considerando uma única fonte primária e supondo que $V_1(t)$ e $V_2(t)$ são os sinais analíticos correspondentes aos campos elétricos em cada uma das fendas, o grau de coerência complexa $\gamma_{12}(\tau)$ para um atraso temporal τ é definido como a correlação normalizada de $V_1(t)$ e $V_2(t)$, e pode ser escrito da seguinte forma (HARIHARAN, 1991):

$$\gamma_{12}(\tau) = \frac{\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle V_1(t)V_1^*(t) \rangle \langle V_2(t)V_2^*(t) \rangle}}. \quad (2.7)$$

O significado físico da equação (2.7) pode ser entendido tomando como princípio que as ondas de luz eram emitidas através de pequenos orifícios situados em cada uma das fendas de forma que permita a formação de um padrão de interferência no alvo. As duas fontes podem agora ser consideradas secundárias. Da equação (2.4) é possível obter a intensidade num dado ponto do plano de observação, assim pode-se definir:

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + \langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) + V_1^*(t+\tau)V_2(t) \rangle = \\ &= I_1 + I_2 + 2 \operatorname{Re}[\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle], \end{aligned} \quad (2.8)$$

sendo I_1 e I_2 são as intensidade nesse ponto devido as duas fontes secundarias atuando separadamente, e τ é a diferença de tempo correspondente a diferença entre os caminhos ópticos.

Pode-se reescrever a equação (2.8) da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} I &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \operatorname{Re}[\gamma_{12}(t)] = \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} |\gamma_{12}(t)| \cos \phi_{12}(\tau), \end{aligned} \quad (2.9)$$

sendo $\phi_{12}(\tau)$ a fase de $\gamma_{12}(\tau)$. As franjas de interferência são produzidas pelas variações de $\cos \phi_{12}(\tau)$ no plano de observação. Para o caso particular das intensidades $I_1=I_2$, o contraste das franjas é obtido pela equação (2.5), ou seja:

$$V = |\gamma_{12}(\tau)|. \quad (2.10)$$

A coerência do campo devido a qualquer fonte de luz pode ser estudada em termos de coerência espacial e temporal.

2.4.1. Coerência espacial

Em uma situação em que a diferença de caminho óptico entre as frentes de ondas é muito pequeno, podendo-se afirmar que $\tau \approx 0$, então isto leva a uma situação em que está envolvida apenas a coerência espacial do campo elétrico. Para uma fonte quase monocromática, constituída para os vários osciladores não correlacionados, ao iluminar dois pontos num plano e a uma distância relativamente grande da fonte, o grau de coerência complexa entre os campos elétricos nesses dois pontos é dado pela seguinte expressão (HARIHARAN, 1991):

$$\gamma(x) = \frac{\langle V_1(t+\tau)V_2^*(t) \rangle}{\sqrt{\langle V_1(t)V_1^*(t) \rangle \langle V_2(t)V_2^*(t) \rangle}}. \quad (2.11)$$

O grau de coerência da fonte é então dado pelo teorema de Van Cittert-Zernike como sendo a transformada de Fourier normalizada da distribuição de intensidade sobre a fonte (YU & KHOO, 1990).

2.4.2. Coerência Temporal

Para que possa considerar uma situação ideal de coerência temporal do campo elétrico é necessário considerar uma fonte de dimensões muito pequenas, mas que irradia uma gama finita de comprimento de onda. Nesta situação, o grau de coerência complexa depende apenas da diferença de tempo entre as distâncias percorridas pelas duas fontes secundárias, τ , e pode ser determinado com a seguinte expressão (HARIHARAN, 1991):

$$\gamma(\tau) = \frac{\langle V(t)V^*(t+\tau) \rangle}{\langle V(t)V^*(t) \rangle}. \quad (2.12)$$

Esta expressão pode ser transformada e reescrita da forma a seguir:

$$\gamma(\tau) = \frac{F\{S(\nu)\}}{\int_{-\infty}^{\infty} S(\nu)d\nu}, \quad (2.13)$$

tendo $S(\nu)$ como o espectro de frequência da radiação e F a transformada de Fourier.

Através das equações (2.9) e (2.10) é possível notar que o grau de coerência temporal é fornecido pela visibilidade das franjas de interferência, uma vez que a diferença do caminho óptico é alterada, isto induz aos conceitos de tempo de coerência e comprimento de coerência.

Para uma fonte de frequência média ν_0 apresentando uma largura de banda $\Delta\nu$, é possível mostrar que a visibilidade das franjas reduz-se a zero para uma diferença temporal $\Delta\tau_c$ fornecida pela relação de incerteza:

$$\Delta\tau_c \Delta\nu \approx 1, \quad (2.14)$$

o tempo $\Delta\tau_c$ é chamado por tempo de coerência da radiação, sendo o comprimento de coerência dado por:

$$\Delta l_c \approx c\Delta\tau_c \approx \frac{c}{\Delta\nu} = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}, \quad (2.15)$$

tendo c como a velocidade da luz no vácuo, λ_0 é o comprimento de onda médio da fonte e $\Delta\lambda$ é a abrangência do comprimento de onda emitido pela fonte primária. Para que as franjas de interferência tenham uma boa visibilidade, a diferença de caminhos deve ser inferior ao comprimento de coerência.

De forma simplificada, é possível afirmar que a coerência de uma fonte de luz é definida pelo modo como as relações de fase são emitidas na direção perpendicular ao feixe emitido, coerência espacial, bem como ao longo do feixe, coerência temporal (MONTEIRO, 2012).

A Figura 2.11 ilustra que o intervalo de tempo em que a fase se mantém praticamente constante, coerência temporal, é τ_c , isto significa que durante o tempo o qual a frente de onda permanece simplesmente harmônica (WELFORD, 1988), a respectiva distância, comprimento de coerência, é $l_c = c\tau_c$. Estas condições são determinantes para assegurar a interferência entre as duas fontes de luz. É possível inferir que, para uma onda monocromática tendo τ_c infinito a largura de banda, $\Delta\omega$, será igual a zero. Assim, quando τ_c diminui $\Delta\omega$ aumenta, deste modo esta relação pode ser descrita como (HECHT, 1975):

$$\Delta\omega \cong \frac{l}{\tau_c}. \quad (2.16)$$

A medida que o espectro de frequência alarga, o comprimento da frente de onda em espaço diminui, tal como o tempo de coerência, isto é chamado de diminuição da coerência espacial ou temporal. Na presença de coerência temporal e espacial, formam-se franjas de interferência com alta visibilidade no campo de observação.

2.4.3. Coerência e Largura de banda

Pelo teorema da integral de Fourier é possível definir a relação entre o comprimento de coerência ou coerência temporal e a largura espectral de uma fonte de luz. Como dito anteriormente, a emissão de uma fonte pode ser considerada com sendo formada por um conjunto de frentes de onda, cada uma das quais possuem comprimento l_c e que apresentam descontinuidade de fase entre cada uma delas. Considerando o caso em que a função $f(t)$ representa uma única frente de onda de duração finita τ_0 , a variação temporal desta frente de onda é dada pela função:

$$f(t) = e^{-i\omega t} \Rightarrow \text{para: } -\frac{\tau_0}{2} < t < \frac{\tau_0}{2} \quad (2.17)$$

$$f(t) = 0 \Rightarrow \text{para: } t \leq -\frac{\tau_0}{2}; t \geq \frac{\tau_0}{2}$$

Aplicando a transformada de Fourier à equação (2.17):

$$g(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\frac{\tau_0}{2}}^{+\frac{\tau_0}{2}} e^{i(\omega-\omega_0)t} dt =$$

$$= \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\text{sen}\left[(\omega - \omega_0) \frac{\tau_0}{2}\right]}{\omega - \omega_0}, \quad (2.18)$$

sendo o espectro de potência dado por:

$$G(\omega) = |g(\omega)|^2. \quad (2.19)$$

No caso especial de uma frente de onda finita, o espectro de potência pode ser fornecido da seguinte forma:

$$G(\omega) = |g(\omega)|^2 = \frac{2\text{sen}^2\left[(\omega - \omega_0) \frac{\tau_0}{2}\right]}{\pi(\omega - \omega_0)^2}. \quad (2.20)$$

Há uma relação entre coerência temporal e largura espectral, sendo a distribuição espectral mínima para $\omega = \omega_0 \pm 2\pi/\tau_0$. A maior porcentagem da energia está contida na região entre os dois primeiros mínimos em ambos os lados do máximo central ω_0 , sendo a banda de $\Delta\omega$ fornecida por:

$$\Delta\omega = \frac{2\pi}{\tau_0}, \quad (2.21)$$

ou ainda:

$$\Delta\nu = \frac{1}{\tau_0}. \quad (2.22)$$

Uma sequência de frentes de ondas de duração finita, cada uma durante um tempo τ_0 aleatório, terá um espectro de potência igual ao obtido anteriormente para uma frente de onda. Contudo, se as frentes de ondas não apresentarem a mesma duração, isto é, se τ_0 variar entre as frentes de onda, assim, para a determinação da potência é considerado um tempo médio $\langle \tau_0 \rangle$. A forma precisa da distribuição espectral é distinta do modelo de uma

simples frente de onda, sendo a largura do espectro de frequência correspondente aproximadamente $\langle \tau_0 \rangle^{-1}$. A partir de uma análise de forma inversa, ou seja, se uma fonte espectral tiver uma curva de largura $\Delta\nu$, então o correspondente tempo de coerência $\langle \tau_0 \rangle$ é fornecido por:

$$\langle \tau_0 \rangle = \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (2.23)$$

e o comprimento de coerência l_c é definido como:

$$l_c = c\langle \tau_0 \rangle = \frac{c}{\Delta\nu}. \quad (2.24)$$

O l_c pode também ser expresso em termos do comprimento de onda, recorrendo à relação $\Delta\nu/\nu = |\Delta\lambda|/\lambda$, é obtido:

$$l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}, \quad (2.25)$$

onde $\Delta\lambda$ é a largura espectral fornecida em comprimento de onda. Isto leva a inferir que quanto maior a largura espectral de uma fonte de luz, menor será o comprimento de coerência para que seja possível a visualização de interferência.

2.5. SINAL DE INTERFERÊNCIA EM UM INTERFERÔMETRO DE MICHELSON

O interferômetro de Michelson é a principal ferramenta analítica desta tese, desta forma uma análise mais detalhada do funcionamento deste instrumento se faz importante para uma melhor compreensão. Recorrendo ao esquema da Figura 2.8 a qual se refere à configuração típica de um interferômetro de Michelson, considere que $E(r,t)$ é a representação complexa de um sinal oriundo da fonte e que incide no divisor de feixes, este sinal da origem a dois campos $E_1(r_1,t)$ e $E_2(r_2,t)$, ou de maneira simplificada $E_1(t)$ e $E_2(t)$ (SANTOS, 1989). Nesta análise, considera-se que a polarização é linear e constante em todo o sistema, isto permite tratar o problema na forma escalar. Então, o campo resultante observado no detector é fornecido por:

$$E_d(t) = K_1 E_1(t-t_1) + K_2 E_2(t-t_2), \quad (2.26)$$

onde:

$$t_1 = \frac{2L_1}{v} = \frac{2L_1}{c/n} = \frac{2L_1 n}{c}, \quad (2.27)$$

e tendo:

$$t_2 = \frac{2L_2 n}{c}, \quad (2.28)$$

sendo v a velocidade da luz no meio com índice de refração n .

A velocidade de propagação da luz é definida pelo meio em que ela atravessa. Assim, a utilização de um divisor de feixes com simetria cúbica, utilizado na montagem da Figura 2.8, produz atrasos na propagação da luz, os quais podem ser contabilizados. A equação (2.26) permite relacionar o campo resultante no instante t com os campos $E_1(t)$ e $E_2(t)$ que atravessam o divisor nos instantes $t-t_1$ e $t-t_2$, respectivamente. Os K_1 e K_2 são parâmetros que descrevem as variações de amplitude e fase dos campos E_1 e E_2 quando estes se propagam no divisor. A intensidade do campo resultante pode se escrito como sendo:

$$\begin{aligned} I_d &= \varepsilon c \langle E_d(t) E_d^*(t) \rangle = \\ &= \varepsilon c \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^{+T} E_d(t) E_d^*(t) dt = \\ &= \varepsilon c [K_1 K_1^* \langle E_1(t-t_1) E_1^*(t-t_1) \rangle + K_2 K_2^* \langle E_2(t-t_2) E_2^*(t-t_2) \rangle + \\ &\quad + K_1 K_2^* \langle E_1(t-t_1) E_2^*(t-t_2) \rangle + K_2 K_1^* \langle E_2(t-t_2) E_1^*(t-t_1) \rangle] \end{aligned} \quad (2.29)$$

sendo ε a permissividade elétrica do meio. Admitindo que os campos são estacionários e as médias temporais são independentes do valor que se toma para a origem dos tempo, pode-se escrever:

$$\varepsilon c \langle E_1(t-t_1) E_1^*(t-t_1) \rangle = \varepsilon c \langle E_1(t) E_1^*(t) \rangle = I_{S1}, \quad (2.30)$$

e:

$$\varepsilon c \langle E_2(t-t_2) E_2^*(t-t_2) \rangle = \varepsilon c \langle E_2(t) E_2^*(t) \rangle = I_{S2}, \quad (2.31)$$

Onde I_{S1} e I_{S2} são as intensidades de cada um dos campos no divisor de feixes. Por outro lado, pode-se escrever ainda:

$$\begin{aligned} &K_1 K_2^* \langle E_1(t-t_1) E_2^*(t-t_2) \rangle + K_2 K_1^* \langle E_2(t-t_2) E_1^*(t-t_1) \rangle = \\ &= K_1 K_2^* \langle E_1(t-\tau) E_2^*(t) \rangle + K_2 K_1^* \langle E_2(t) E_1^*(t-\tau) \rangle = \\ &= 2 \operatorname{Re} [K_1 K_2^* \langle E_1(t-\tau) E_2^*(t) \rangle] \end{aligned} \quad (2.32)$$

tendo $\tau = t_2 - t_1$ como a diferença de tempos de propagação dos dois feixes. A correlação dos campos $E_1(t)$ e $E_2(t)$ é designada por Função de Coerência Mútua e é definida como:

$$\Gamma_{12}(\tau) \equiv \langle E_1(t-\tau)E_2^*(t) \rangle. \quad (2.33)$$

Em geral, a função de coerência mútua depende das regiões da frente de onda, definidas por r_1 e r_2 , de onde são originados os feixes que se interferem, e a da diferença $\tau = t_2 - t_1$ do tempo de percurso dessas regiões até o local de interferência. De maneira mais precisa, $\Gamma_{12}(\tau)$ é a correlação dos campos $E_1(r_1, t-t_1)$ e $E_2(r_2, t-t_2)$. Na análise anterior a dependência espacial não foi considerada, pois foi considerado que $r_1=r_2$, onde $\Gamma_{12}(\tau)$ é a autocorrelação temporal da radiação que atinge o divisor de feixes (SANTOS, 1989).

A teoria da difração diz que os parâmetros K_1 e K_2 são imaginários puros com ângulos de fase de $-\pi/2$, tendo:

$$K_1 K_2^* = K_2 K_1^* = |K_1| |K_2|, \quad (2.34)$$

desta forma:

$$I_d = |K_1|^2 I_{S1} + |K_2|^2 I_{S2} + 2\mathcal{E}C |K_1| |K_2| \text{Re} \Gamma_{12}(\tau), \quad (2.35)$$

tendo $|K_1|^2 I_{S1}$ e $|K_2|^2 I_{S2}$ como as intensidade no detector quando somente um dos campos está presente no sistema. Estas são representadas por $I_d^{(1)}$ e $I_d^{(2)}$, respectivamente. Após a introdução na equação (2.35), obtém-se:

$$I_d = I_d^{(1)} + I_d^{(2)} + 2\mathcal{E}C |K_1| |K_2| \text{Re} \Gamma_{12}(\tau). \quad (2.36)$$

Utilizando a equação (2.33), pode-se escrever então:

$$\Gamma_{11}(\tau) = \langle E_1(t-\tau)E_1^*(t) \rangle, \quad (2.37)$$

$$\Gamma_{22}(\tau) = \langle E_2(t-\tau)E_2^*(t) \rangle, \quad (2.38)$$

Arranjando as equações (2.30) e (2.31) é possível ter a seguintes relações:

$$\Gamma_{11}(0) = \frac{I_{S1}}{\mathcal{E}C}, \quad (2.39)$$

$$\Gamma_{22}(0) = \frac{I_{S2}}{\mathcal{E}C}, \quad (2.40)$$

assim:

$$I_d^{(1)} = |K_1|^2 I_{S1} = \mathcal{E}C |K_1|^2 \Gamma_{11}(0), \quad (2.41)$$

$$I_d^{(2)} = |K_2|^2 I_{S2} = \varepsilon c |K_2|^2 \Gamma_{22}(0). \quad (2.42)$$

Isolando $|K_1|$ e $|K_2|$ e substituindo na equação (2.36), então:

$$I_d = I_d^{(1)} + I_d^{(2)} + 2\sqrt{\frac{I_d^{(1)} I_d^{(2)}}{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} \operatorname{Re} \Gamma_{12}(\tau). \quad (2.43)$$

A equação (2.43) permite de maneira generalizada definir a Função de Coerência Mútua, chamada de Grau de Coerência, como sendo:

$$\gamma_{12}(\tau) \equiv \frac{\Gamma_{12}(\tau)}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}}, \quad (2.44)$$

desta forma:

$$I_d = I_d^{(1)} + I_d^{(2)} + 2\sqrt{I_d^{(1)} I_d^{(2)}} \operatorname{Re} \gamma_{12}(\tau). \quad (2.45)$$

A diferença de fase associada à diferença de caminho óptico dos feixes é fornecida por:

$$\phi = K2\Delta L = \frac{2\pi}{\lambda} 2\Delta L = 4\pi \frac{\Delta L}{v/\bar{v}} = 4\pi \frac{\Delta L}{v/\bar{v}} = 4\pi \frac{\Delta L \bar{v}}{c/n} = \frac{4\pi \bar{v} n \Delta L}{c}, \quad (2.46)$$

onde $\Delta L = L_2 - L_1$, K é o número de onda, $\bar{\lambda}$ e \bar{v} são respectivamente o comprimento de onda e a frequência média emitida pela fonte. Assim, a função $\gamma_{12}(\tau)$ pode ser escrita da seguinte forma:

$$\gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| e^{i\beta_{12}(\tau)}, \quad (2.47)$$

aplicando $\alpha_{12}(\tau)$ como:

$$\alpha_{12}(\tau) \equiv \beta_{12}(\tau) + \phi, \quad (2.48)$$

assim, é obtido:

$$\operatorname{Re} \gamma_{12}(\tau) = |\gamma_{12}(\tau)| \cos[\alpha_{12}(\tau) - \phi]. \quad (2.49)$$

Sabendo que a diferença de caminho entre os feixes até o ponto de separação é nula, a diferença de fase entre os dois feixes no plano de observação é definida apenas pela diferença de caminho espacial entre os feixes, ou seja, definida por ΔL . Sabendo também que cada um dos feixes apresenta o mesmo número de transmissões e reflexões no divisor de feixes com simetria cúbica, tem-se que $\alpha_{12}(\tau) = 0$, logo:

$$I_d = I_d^{(1)} + I_d^{(2)} + 2\sqrt{I_d^{(1)} I_d^{(2)}} |\gamma_{12}(\tau)| \cos \phi. \quad (2.50)$$

Definindo V como:

$$V = 2 \frac{\sqrt{I_d^{(1)} I_d^{(2)}}}{I_d^{(1)} + I_d^{(2)}} |\gamma_{12}(\tau)|, \quad (2.51)$$

a equação (1.50) pode ser reorganizada da seguinte forma:

$$I_d = [I_d^{(1)} + I_d^{(2)}] (1 + V \cos \phi), \quad (2.52)$$

Considerando que os diversos componentes do interferômetro não provocam perdas de intensidade e que I^0 é a intensidade do feixe incidente, logo a potência óptica no anteparo é:

$$I_d = I^0 (1 + V \cos \phi), \quad (2.53)$$

A equação (2.53) representa a função de transferência do interferômetro de Michelson (MONTEIRO, 2012).

A partir da equação (2.53) é possível deduzir a função de visibilidade das franjas, da seguinte maneira:

$$V = \frac{I_{dMAX} - I_{dMIN}}{I_{dMAX} + I_{dMIN}}. \quad (2.54)$$

A função $\gamma_{12}(\tau)$ é, de maneira geral, uma função complexa periódica em τ . Para valores de $|\gamma_{12}(\tau)|$ diferentes de zero é obtida uma figura de interferência. Em termos de $|\gamma_{12}(\tau)|$, existem os seguintes tipos de coerência (BORN & WOLF, 1964; HARIHARAN, 1991):

| | |
|-------------------------------|--------------------|
| $ \gamma_{12}(\tau) = 1$ | Coerência Completa |
| $0 < \gamma_{12}(\tau) < 1$ | Coerência Parcial |
| $ \gamma_{12}(\tau) = 0$ | Incoerência |

Esta análise é baseada no princípio de que a polarização varia ao longo de todo o sistema. Este fator é preponderante no contraste das franjas em relação ao desequilíbrio entre as intensidades dos dois feixes, $I_d^{(1)}$ e $I_d^{(2)}$.

No interferômetro esquematizado na Figura 8, a translação de um dos espelhos produz uma variação de intensidade I_d de forma periódica, tal como se pode observar pela equação da função de transferência do interferômetro (2.53), e que está representada na Figura 2.12.

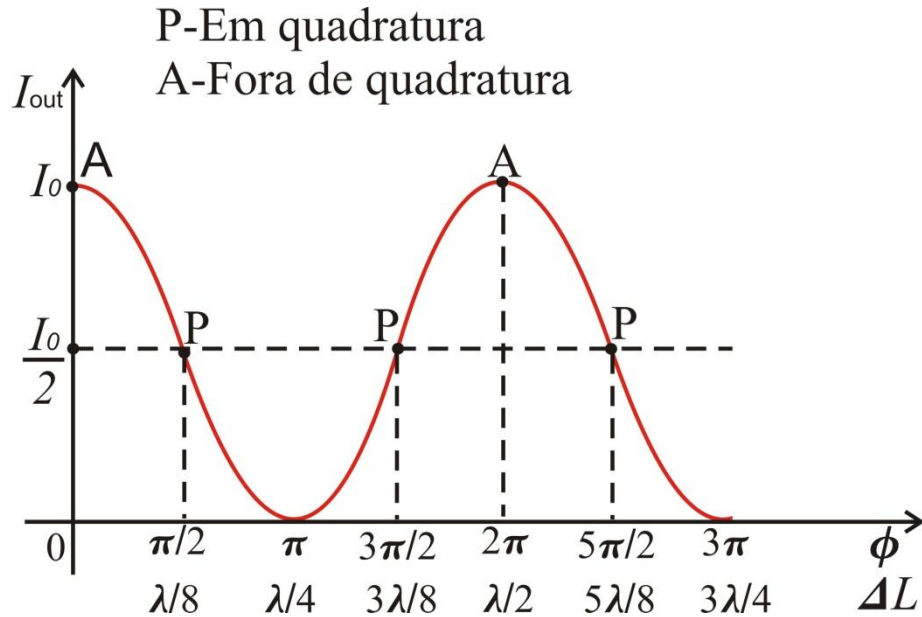


Figura 2.12: Função de transferência do interferômetro de Michelson(MONTEIRO, 2012).

Na Figura 2.12, a função de transferência do interferômetro é definida em função da diferença de fase ϕ e assumindo que esta função operar com seguintes restrições (JACKSON, 1985):

- i) $I_d^{(1)} = I_d^{(2)}$, isto é, os feixes têm a mesma intensidade e estado de polarização;
- ii) A largura de banda da fonte de luz é extremamente estreita;
- iii) A frequência óptica absoluta da fonte é constante;
- iv) O alinhamento óptico é “perfeito” e constante.

Nestas condições de funcionamento, é possível detectar alterações extremamente pequenas na Diferença de Caminho Óptico (DCO). Moss (1971) determinou deslocamentos de amplitude periódicos da ordem de 10^{-14}m (MOSS *et al.*, 1971). O derradeiro limite de detecção é o chamado limite “shot-noise” e é imposto pelo fotodetector (JACKSON, 1985).

Analisando a função de transferência da Figura 12, verifica-se que o sinal de saída do interferômetro de Michelson varia com uma periodicidade 2π radianos. Esta variação equivalente a uma alteração na separação relativa dos espelhos, ΔL , de $\lambda/2$. Nota-se que a luz no braço com o espelho móvel, passa a percorrer um caminho mais longo. Uma variação de $2\Delta L = \lambda$ corresponde a introdução de uma diferença de fase de $K\lambda = 2\pi$.

A sensibilidade do interferômetro, definida por:

$$\left| \frac{dL_d}{d\phi} \right| = \left| \frac{I^0}{2} V \cos \phi \right|, \quad (2.55)$$

também apresenta um andamento periódico, tomando o valor máximo quando $\phi = \pm n\pi \pm \pi/2$ e em zero quando $\phi = \pm n\pi$ ($n=0, 1, 2, \dots$). O ponto de máxima sensibilidade corresponde a uma DCO de $\Delta L = (2n+1)\lambda/8$, é chamado de posição de quadratura, ponto P da Figura 2.12 (HARIHARAN, 1991; CAMPOS, 1992). Os pontos A correspondem ao máximo de transmissão de intensidade, resultando numa sensibilidade mínima, o que não é desejável em muitas aplicações, tais como transdutores. Neste tipo de aplicação é importante e desejável que o interferômetro funcione com uma sensibilidade linear constante (MOSS *et al.*, 1971).

Se R for a responsividade do fotodetector utilizado, é obtido então uma corrente de sinal dado por:

$$i_{out} = RI(1 + V \cos \phi), \quad (2.56)$$

onde $I = I^0/2$ no caso de um interferômetro ideal.

2.6. MEDIDA DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO UTILIZANDO UM INTERFERÔMETRO DE MICHELSON COM BASE GIRATÓRIA

O interferômetro de Michelson é uma ferramenta aplicada em diferentes tipos de estudos devido a sensibilidade para verificar pequenas variações de caminho óptico, devido a isto este aparato é utilizado em medidas de índice de refração de amostras vítreas e líquidas (SILVA *et al.*, 2007; SILVA, 2009). Uma das configurações usadas neste tipo de caracterização pode ser observada na Figura 2.13. Esta configuração conta com uma base giratória colocada em um dos braços do interferômetro. Sobre esta base a amostra é posicionada de maneira que o padrão de interferência possa ser visualizado em um anteparo. Para determinar o índice de refração do material analisado, este deve girar sobre o seu próprio eixo, por este fato a amostra deve ser colocada no centro da base giratória. Com a rotação e a variação no padrão de número de franjas de interferência o n do material pode ser calculado.

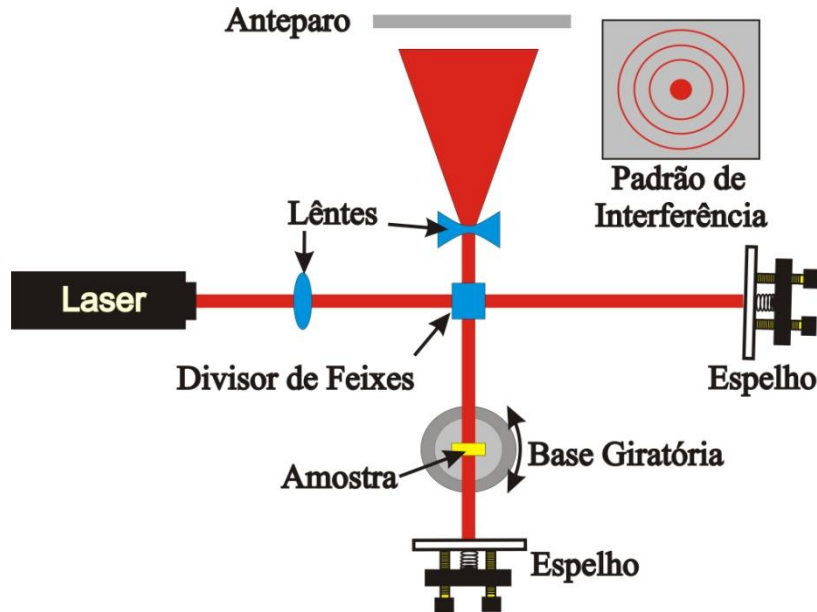


Figura 2.13: Configuração do interferômetro de Michelson para o cálculo do índice de refração através do padrão de franjas de interferência em função do ângulo de giro da amostra (SILVA, 2009).

Sabendo que a equação a qual descreve as franjas de interferência é dada por:

$$\Delta L = m\lambda, \quad (2.57)$$

Sendo $m=(0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots)$ para os máximos de interferência, e ΔL sendo a diferença espacial entre os braços do interferômetro. Neste caso não há franjas de interferência em casos em que não tenha diferença de caminho entre os braços do interferômetro.

Dentro de uma amostra que apresente um índice de refração n , o caminho óptico percorrido por um feixe monocromático (S) é:

$$S = nD, \quad (2.58)$$

sendo D o caminho geométrico da luz no meio.

Para determinar n do material, é necessário calcular a diferença de caminho óptico a qual ocorre ao girar a amostra para um ângulo θ com relação a um ponto de referência, que neste caso é o ponto no qual θ é igual a zero com relação a normal da superfície do material. Depois da rotação da amostra, é observado a variação no padrão das franjas de interferência, dada por:

$$\Delta S_{\theta} - \Delta S_0 = \Delta m\lambda, \quad (2.59)$$

ΔS_{θ} é a variação do caminho óptico, com relação ao ar, para um ângulo θ de incidência com relação a normal. ΔS_0 é a variação do caminho óptico, com relação ao ar, para $\theta = 0$ com relação a normal. Δm é definido como o número de máximos de interferência formados em uma ponto fixo no anteparo (N).

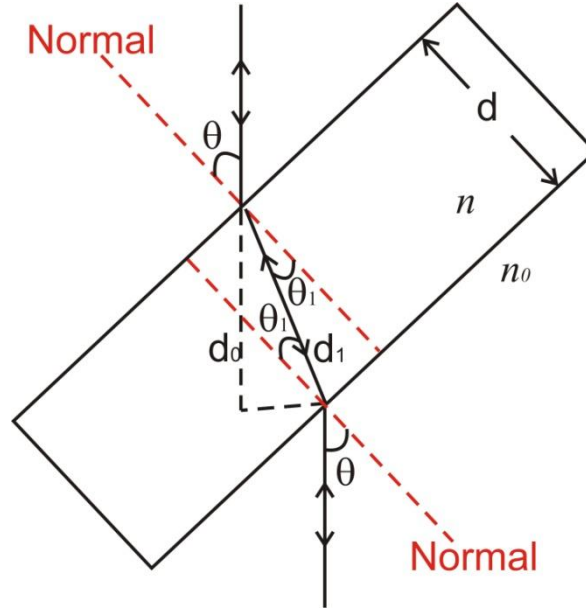


Figura 2.14: Incidência do feixe laser, com um ângulo θ com relação a normal, sobre a amostra.

Para que possa ser determinado ΔS_θ na equação (2.59), é necessário observar a Figura 14. Quando a amostra gira em um ângulo θ , é obtida a variação do caminho óptico correspondente a este ângulo, a qual é dada pela DCO da amostra ($S_{amostra}$) com relação ao DCO na ausência da amostral, caminho óptico de referência ($S_{referência}$), como está definido na seguinte equação:

$$\Delta S_\theta = S_{amostra} - S_{referência} \quad (2.60)$$

Desta forma, é possível escrever:

$$\Delta S_\theta = 2nd_A - 2n_0d_0, \quad (2.61)$$

tendo d_A como o caminho geométrico percorrido pela luz dentro da amostra, d_0 o caminho geométrico se não tivesse a amostra e n_0 o índice de refração da luz fora da amostra.

Analisando a Figura 2.14 o feixe incidente refratado incide na amostra em um determinado ângulo θ . A linha pontilhada que não sofre refração representa o feixe de referência incidindo para o mesmo ângulo θ , assim é possível identificar os termos d_A e d_0 como sendo:

$$d_A = \frac{d}{\cos \theta_1}, \quad (2.62)$$

$$d_0 = \frac{d \cos(\theta - \theta_1)}{\cos \theta_1}. \quad (2.63)$$

onde θ_1 é o ângulo de refração da amostra.

Substituindo as equações (2.62) e (2.63) em (2.61):

$$\Delta S_\theta = \frac{2d}{\cos \theta_1} [n - \cos(\theta - \theta_1)], \quad (2.64)$$

a equação (2.64) leva em consideração o meio em que a amostra está inserida como sendo o ar, neste caso $n_0=1$. No caso em que o ângulo de incidência seja paralelo à normal, $\theta = \theta_1 = 0$, então é obtido:

$$\Delta S_0 = 2d(n-1). \quad (2.65)$$

Aplicando as equações (2.64) e (2.65) em (2.59):

$$N(\theta, \theta_1) = \frac{2d}{\lambda} \left[\frac{n - \cos(\theta - \theta_1)}{\cos \theta_1} - n + 1 \right]. \quad (2.66)$$

Para que a equação (2.66) seja a equação de ajuste, é preciso determinar a variável θ_1 . Desta maneira, é possível notar que usando as propriedades trigonométricas em parceria com a lei de Snell θ_1 pode ser determinado. Pelas relações trigonométricas:

$$\cos(\theta - \theta_1) = \cos \theta \cos \theta_1 + \text{sen} \theta \text{sen} \theta_1, \quad (2.67)$$

$$\cos^2 \theta_1 + \text{sen}^2 \theta_1 = 1. \quad (2.68)$$

Utilizando a lei de Snell:

$$\text{sen} \theta_1 = \frac{\text{sen} \theta}{n}, \quad (2.69)$$

aplicando (2.69) em (2.68), é obtido:

$$\cos \theta_1 = \frac{\sqrt{n^2 - \text{sen}^2 \theta}}{n}, \quad (2.70)$$

usando as equações (1.69) e (1.70) em (1.67):

$$\cos(\theta - \theta_1) = \cos \theta \frac{\sqrt{n^2 - \text{sen}^2 \theta}}{n} + \text{sen} \theta \frac{\text{sen} \theta}{n}, \quad (2.71)$$

a equação (1.71) inserida na equação (1.66) resulta em:

$$N(\theta) = \frac{2d}{\lambda} \left(1 - n - \cos \theta + \sqrt{n^2 - \text{sen}^2 \theta} \right). \quad (2.72)$$

A equação (2.72) corresponde à equação a qual descreve o comportamento das franjas de interferência para um interferômetro de Michelson configurado com uma base giratória tendo uma amostra sólida como material girando sobre o próprio eixo. Elaborando uma curva experimental tendo como dados o número de franjas com máximo

de interferência sendo formado em um ponto fixo do anteparo e o ângulo de rotação da base giratória o ajuste desta curva pela equação (2.72) pode fornecer o valor do índice de refração do material analisado.

2.7. INTERFERÔMETRO DE MICHELSON COM FONTE POLICROMÁTICA

As considerações feitas até esta seção foram de que a fonte utilizada no interferômetro de Michelson deveria ser uma fonte monocromática com emissão estreita e polarizada. No caso de uma fonte de luz com alta abrangência espectral as equações tomam características com dependência do comprimento de onda e conseqüentemente da frequência. Desta maneira a equação (2.53) pode ser reescrita em função do comprimento de onda (HARIHARAN, 1991):

$$I(\lambda) = I^0(\lambda)[1 + V(\lambda) \cos \phi(\lambda)]. \quad (2.73)$$

A diferença de fase $\phi(\lambda)$ entre os dois braços do interferômetro dependerá da DCO e que será diferente para cada comprimento de onda, desta forma (SCHNELL *et al.*, 1996):

$$\phi(\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta(\lambda), \quad (2.74)$$

onde $\Delta(\lambda)$ é a DCO dependente do comprimento de onda.

Se o divisor de feixes apresentar uma simetria para os feixes transmitidos e refletidos com é o caso de um divisor de feixes de simetria cúbica como o do esquema expresso na Figura 8, a DCO irá depender apenas do comprimento de onda e da diferença espacial entre os braços do interferômetro (ΔL). Porém se uma amostra transparente a luz emitida pela fonte e de espessura d for colocada em um dos braços do interferômetro a DCO será dependente também do índice de refração e da espessura da amostra, da seguinte forma (HLUBINA *et al.*, 2007):

$$\Delta(\lambda) = 2\Delta L + 2d(n(\lambda) - 1), \quad (2.75)$$

tendo $n(\lambda)$ como sendo o índice de refração dependente do comprimento de onda. Pelo fato deste índice de refração estar inserido na fase da equação (2.73) este índice é também chamado de índice de refração de fase.

O parâmetro de visibilidade $V(\lambda)$ é o resultado da convolução das funções referentes a visibilidade apresentada pelo sinal de saída do interferômetro ($V_1(\lambda)$) e a do

sinal processado pelo detector do sinal de saída ($V_R(\lambda)$). O $V_R(\lambda)$ depende da função da janela de resposta do detector $\Delta\lambda_R(\lambda)$ bem como do índice de refração da amostra analisada, de maneira que:

$$V_R(\lambda) = e^{\left\{ -\left(\frac{\pi^2}{2}\right) \left[\Delta^g(\lambda) \frac{\Delta\lambda_R}{\lambda^2} \right]^2 \right\}}, \quad (2.76)$$

o termo $\Delta^g(\lambda)$ é chamado de diferença de caminho óptico de grupo e é dado para uma região do comprimento de onda pouco maior que o espectro visível em função da ΔL e do $n(\lambda)$ por (HLUBINA *et al.*, 2007):

$$\Delta^g(\lambda) = 2\Delta L + 2d \left\{ \left[n(\lambda) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda} \right] - 1 \right\}, \quad (2.77)$$

o termo entre colchetes na equação (2.77) é chamado de índice de refração de grupo $N(\lambda)$. Com estas considerações o sinal capturado pelo detector do interferômetro pode ser dado pela seguinte equação (HLUBINA *et al.*, 2006):

$$I(\lambda) = I^0(\lambda) \left\{ 1 + V_1(\lambda) e^{\left\{ -\left(\frac{\pi^2}{2}\right) \left[\Delta^g(\lambda) \frac{\Delta\lambda_R}{\lambda^2} \right]^2 \right\}} \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda} \Delta(\lambda)\right) \right\}. \quad (2.78)$$

De maneira geral a equação (2.78) descreve o sinal de saída do interferômetro captado pelo detector para uma fonte com uma banda de emissão suficientemente larga para ser considerada policromática.

2.8. TRANSFORMADA DE FOURIER DE JANELA NA INTERFEROMETRIA DE LUZ BRANCA

A interferometria espectral de luz branca baseia-se na observação de franjas de interferência com resolução espectral obviamente longe de um ponto de fase estacionário (SÁINZ *et al.*, 1994) e envolve a medida da fase ou período espectral das franjas. A região espectral analisada pode ser registrada no domínio da frequência (número de onda) ou comprimento de onda e pode ser estacionária ou não estacionária (sem ou com variações da periodicidade das franjas). A dispersão em grupo de uma amostra em estudo colocada no interferômetro pode ser obtida simplesmente diferenciando a fase espectral dependente da frequência (LEE & KIM, 2006). Se o interferograma espectral é gravado no domínio do comprimento de onda, este pode ser transformado no domínio da frequência substituindo a

amostragem de comprimento de onda por uma amostragem de frequência igual utilizando algoritmos adequados (DORRER *et al.*, 2000; ENDO *et al.*, 2005; LEE & KIM, 2006). Os algoritmos também podem ser usados para transformar interferogramas não estacionários em estacionários. Os espectros canalizados de domínio de comprimento de onda estacionário são ainda apropriados para recuperar a fase espectral em função do comprimento de onda (GUROV *et al.*, 2003; LI & LEE, 2006).

2.8.1. Transformada de Fourier de Janela

A transformada de Fourier de Janela (TFJ) é uma ferramenta matemática utilizada para verificar variações em frequência ou fase, em funções que apresentam comportamentos de seno e cosseno. Como a função intensidade do sinal de saída do interferômetro depende da diferença de fase contida dentro de uma função cosseno, então esta ferramenta pode ser útil para identificar variações desta fase.

A diferença prática da Transformada de Fourier (TF) e da TFJ é mostrada nesta seção.

Um sinal periódico pode ser representado como um somatório infinito de senos e cossenos. A TF possibilita o estudo em relação a contribuição de cada uma das funções base. De maneira geral a TF é uma operação matemática que permite alterar o domínio de uma função $h=h(t)$ para que se possa verificar o seu comportamento em função da frequência (f), e está definida de acordo com a equação abaixo:

$$F(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)e^{-ift} dt, \quad (2.79)$$

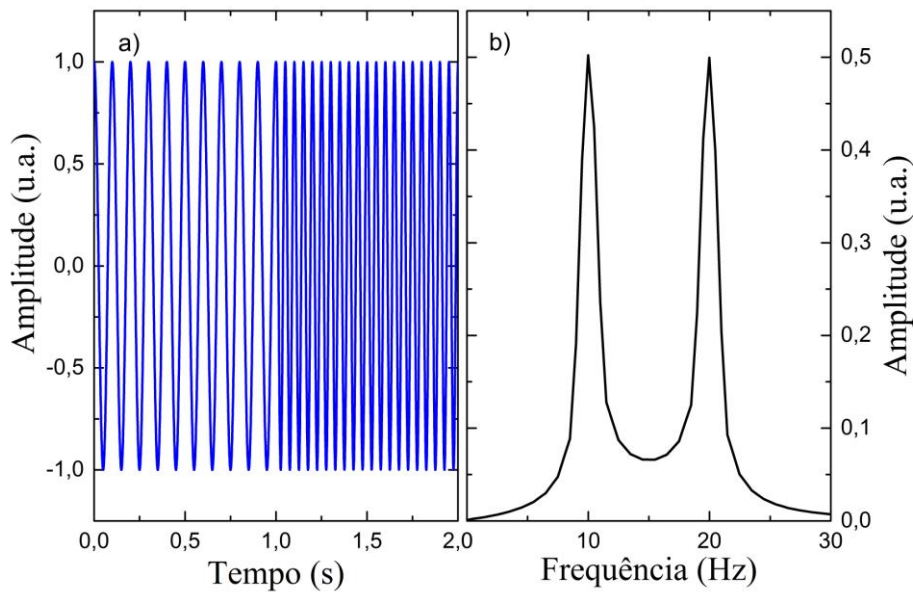


Figura 2.15: a) Função e b) a respectiva Transformada de Fourier.

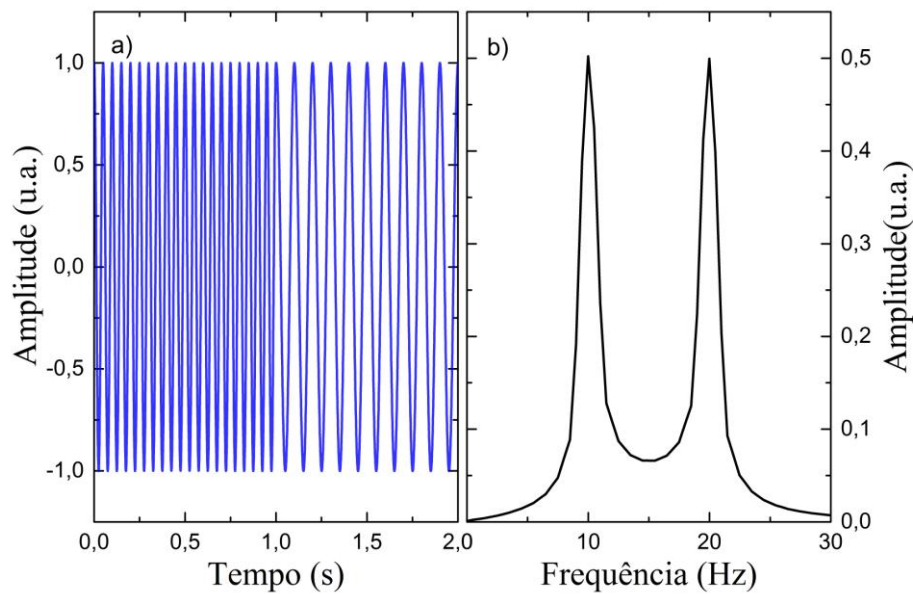


Figura 2.16: a) Função e b) a respectiva Transformada de Fourier.

A transformada de Fourier não revela como a frequência, neste caso, varia ao longo do tempo e muito menos a localização das transições na função. A título de exemplificação do problema, são usadas duas funções as quais apresentam seus respectivos comportamentos na Figura 2.15a e 2.16a. Observe que a transformada de Fourier para cada função, não fornece informações sobre a localização das frequências, tampouco ilustra a região de encontro das mesmas. Mesmo as duas funções sendo diferentes, o resultado apresentado pela TF para as duas funções são iguais, Figura 2.15b e 2.16b. Percebendo este problema em 1946 Gabor modificou a TF utilizando o seguinte mecanismo (GABOR,

1946): ele dividiu a serie temporal em vários seguimentos de igual tamanho e aplicou a transformada de Fourier em cada um dos seguimentos. Este procedimento ficou conhecido como Transformada de Fourier de Janela, do inglês Short-Time Fourier Transform-STFT. A equação que define a TFJ pode ser dada por:

$$F(u, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)\mathcal{G}(t - u)e^{-jft} dt, \quad (2.80)$$

tendo $F(u, f)$ como a função originada pela TFJ e $\mathcal{G}(f)$ é a função janela de comprimento limitado (C), em uma implementação prática, o deslocamento no comprimento de onda, representado pelo parâmetro u , não pode ser realizado continuamente. Neste caso, deve-se escolher um conjunto de valores discretos de u usando um espaçamento Δu pré-determinado. Em um caso que $\Delta u < C$ há superposição entre as janelas adjacentes. Para que seja feita uma visualização dos resultados da TFJ é possível utilizar:

1. Gráfico 3D: onde os eixos x e y estão associados ao tempo e a frequência, respectivamente, e o eixo z a amplitude dos componentes;
2. Gráfico 2D: nos quais os eixos x e y estão associados ao tempo e a frequência, respectivamente, e a amplitude é indicada por um código de cores. Esta visualização é normalmente chamada de Espectrograma (CARVALHO, 2013).

O espectrograma pode ser considerado como uma “vista superior” do gráfico 3D. Para exemplificar este princípio são utilizadas as funções presentes nas Figuras 2.15a e 2.16a, e nestas é aplicada a TFJ, utilizando uma janela retangular. Os resultados podem ser observados na Figura 2.17.

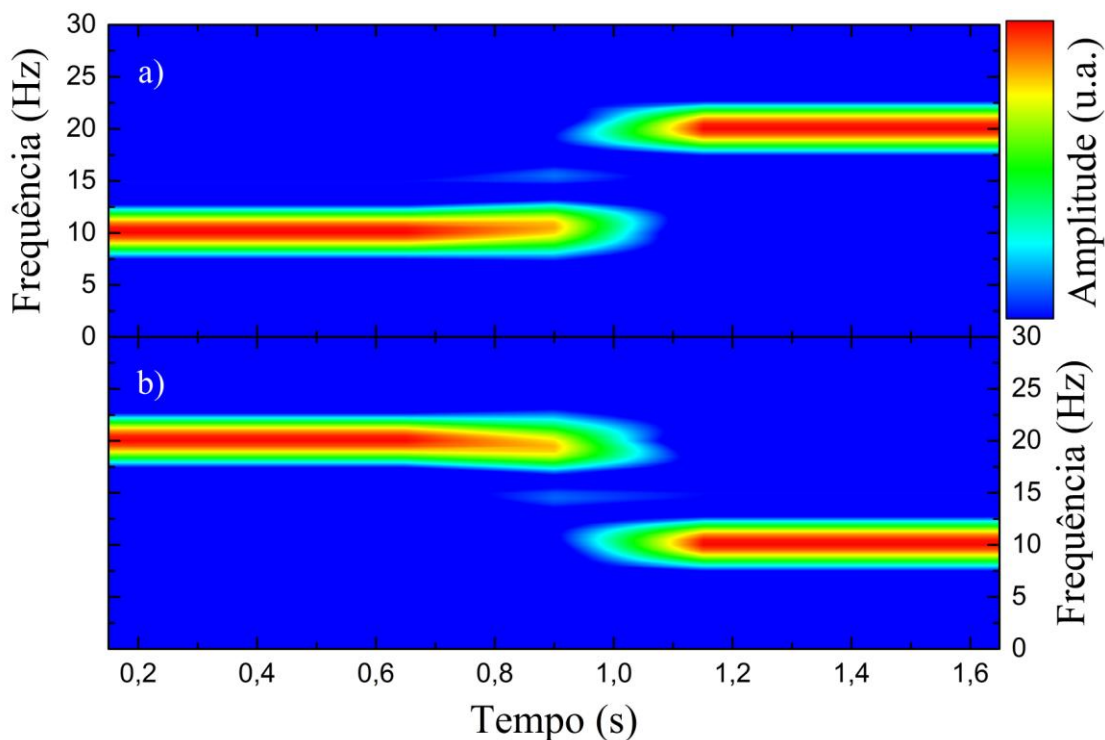


Figura 2.17: Transformada de Fourier de Janela aplicada as Funções descritas nas Figuras a) 15a e b) 16a.

Nas Figuras 2.17a e 2.17b, percebe-se que é possível discriminar a distribuição das frequências de 10 Hz e 20 Hz, ao longo do tempo. No entanto, é observado que a mudança das frequências não fica bem definida entre 0,8 e 1,2 segundos. Este tipo de comportamento é normal e acontece com a transformada de Fourier clássica, isto ocorre porque em uma função estacionária não conseguimos, de maneira real, observar um deslocamento de mais a menos infinito. Então, é suposto que esta função seja estacionária e periódica no intervalo de menos a mais infinito, isto faz com que a TF se comporte como tendo um intervalo de aplicação, janela, que se estende de mais a menos infinito. A diferença com a TFJ é que não é suposto que a função seja periódica de mais a menos infinito, mas sim no intervalo escolhido, janela.

Em alguns casos é importante a localização temporal da mudança de frequências, para isto, utiliza-se janelas menores para que seja possível observar os limites entre as duas frequências, fazendo com que seja possível localizada no tempo a transição entre as frequências. Observando a Figura 2.18, a medida que se localiza melhor a mudança de frequência no tempo perde-se informação sobre os valores das frequências envolvidas, esse fenômeno é análogo ao princípio de incerteza de Heisenberg. As Figuras 2.18a e 2.18b mostram a análise da Função descrita na Figura 2.15a, utilizando janelas com tamanhos

diferentes. Fica evidente a partir da comparação entre as Figuras 2.17a, 2.18a e 2.18b que a medida que se diminui o tamanho da janela a localização temporal das frequências fica melhor definida, porém a definição das frequências fica menos exata (CARVALHO, 2013).

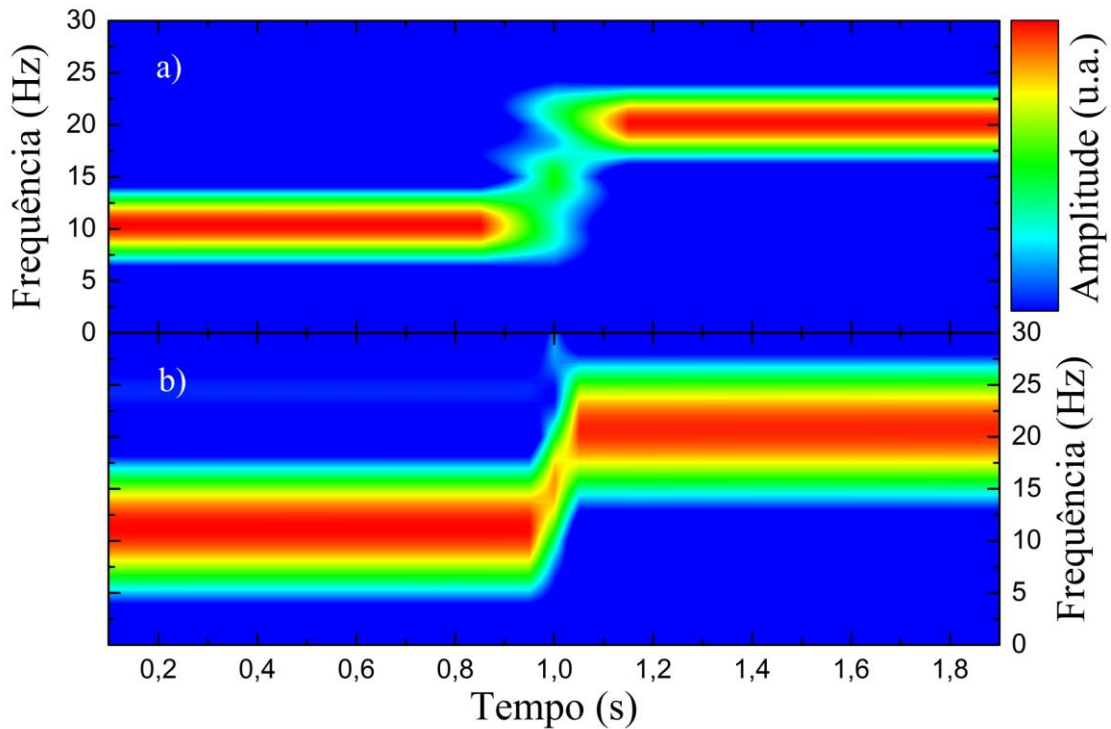


Figura 2.18: Transformada de Fourier de Janela aplicada a função descrita na Figura 15a, com janela de a) 0,2 e b) 0,1 segundos.

2.8.2. Transformada de Fourier de Janela aplicada no domínio do comprimento de onda

Nesta seção é mostrado como uma transformada de Fourier de Janela (TFJ) é definida no domínio espacial e como o padrão de franja espacial está relacionado ao sinal de interferência espectral.

Um padrão de franjas de interferência expressa no domínio espacial em uma dimensão pode ser geralmente dado por (QIAN, 2004; 2007; HLUBINA *et al.*, 2008):

$$f(x) = a(x) + b(x) \cos[\phi(x)] + n_f(x), \quad (2.81)$$

onde $f(x)$, $a(x)$ e $b(x)$ são a função do interferograma registrado, a intensidade de fundo e a amplitude da franjas, respectivamente. $\phi(x)$ é a distribuição de fase das franjas e $n_f(x)$ é a função ruído.

Na análise de Transformada de Fourier de Janela o sinal espacial é subdividido em janelas de curto comprimento e a transformada de Fourier é calculada para cada janela. As janelas espaciais podem ser definidas com ou sem superposição entre janelas adjacentes. Uma das funções de janelas mais utilizadas nestes casos é a função gaussiana:

$$\mathcal{G}(x) = e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}, \quad (2.82)$$

tendo σ como o parâmetro que controla a abertura da janela.

Para obter informação da fase no domínio espacial a partir da função do interferograma, a TFJ pode ser utilizada:

$$F(u, \xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x)\mathcal{G}(x-u)e^{-j\xi x} dx, \quad (2.83)$$

o fator ξ é a dimensão a qual a transformada de Fourier expressa o comportamento da componente $\phi(x)$ da função $f(x)$, de maneira análoga a transformada de Fourier no domínio de tempo, pode ser feito a seguinte relação:

$$\xi(x) = \frac{\phi(x)}{2\pi x}. \quad (2.84)$$

Observando o espectrograma em 2D, é possível verificar a modificação da fase ao longo do espaço. De maneira mais efetiva pode ser feito uma relação entre ξ e a dispersão do índice de refração de fase, arranjando as equações (2.74), (2.75) e (2.84), desta forma pode-se ter:

$$\xi(\lambda) = \frac{1}{\lambda} \{2\Delta L + 2d[n(\lambda) - 1]\}. \quad (2.85)$$

2.9. ÍNDICE DE REFRAÇÃO COMPLEXO E CONSTANTE DIELÉTRICA

2.9.1. Coeficiente de Absorção

Se a absorção da luz for descrita pelo coeficiente de absorção α , definido como a fração da intensidade absorvida por unidade de comprimento do meio, com a luz se propagando na direção x , tem-se:

$$dI = -\alpha dx I(x), \quad (2.86)$$

tendo $I(x)$ como a intensidade em cada ponto (potência óptica por unidade de área). A expressão acima representa o decréscimo na intensidade da luz que ocorre quando a propagação é em uma fatia transversal a propagação da onda no meio óptico absorvente. Integrando a equação obtemos:

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x}, \quad (2.87)$$

Sendo I_0 a intensidade da luz em que $x=0$. A equação acima é conhecida como lei de Beer e é importante mencionar também que o coeficiente de absorção é uma função fortemente dependente da frequência.

2.9.2. Índice de Refração Complexo

Se considerarmos o sistema núcleo elétron como um oscilador harmônico amortecido, em que a força de amortecimento é proporcional a velocidade e que este oscilador é impulsionado pelo campo elétrico da onda eletromagnética que incide no sistema (E_m) (REITZ *et al.*, 1982):

$$\frac{d^2 E}{dt^2} + \gamma \frac{dE}{dt} + \omega_0^2 E = \frac{eE_m}{m}, \quad (2.88)$$

tendo γ como o coeficiente de amortização do sistema, ω_0 como a frequência de ressonância do oscilador, e e m são a carga e massa do elétron, respectivamente.

A solução da equação diferencial (2.88) é dada por:

$$E(x, t) = E_0 e^{j(kx - \omega t)}, \quad (2.89)$$

$$E_0 = \frac{eE_m}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega}, \quad (2.90)$$

k é o vetor de onda, ω é a frequência angular, $E(x, t)$ o campo elétrico com dependência espacial e temporal, e E_0 é a amplitude do campo elétrico em $x=0$. Longe da ressonância:

$$k = \frac{2\pi}{(\lambda/n)} = \frac{n\omega}{c}, \quad (2.91)$$

isto é possível uma vez que $c = \lambda\omega/2\pi$.

O índice de refração de uma maneira completa é descrito como uma quantidade complexa dada pela equação:

$$\tilde{n} = n + j\kappa, \quad (2.92)$$

sendo n o índice de refração referente a parte real de \tilde{n} e κ como o coeficiente de atenuação, que descreve a parte imaginária.

Aplicando a equação (2.91) na equação (2.92):

$$k = \tilde{n} \frac{\omega}{c} = (n + j\kappa) \frac{\omega}{c}. \quad (2.93)$$

Se a equação (2.93) for aplicada na equação (2.89):

$$E(x,t) = E_0 e^{j\left[\left(n+j\kappa\right)\frac{\omega}{c}x - \omega t\right]} = E_0 e^{\frac{-\kappa\omega x}{c}} e^{j\left(\frac{\omega n x}{c} - \omega t\right)}, \quad (2.94)$$

mostrando que a onda eletromagnética é modulada por um decaimento exponencial ao entrar no meio absorvente, dependente de κ . Se for calculada a intensidade da onda pela relação $I \propto EE^*$, sendo E^* o complexo conjugado do campo elétrico, é obtido:

$$I(x,t) \propto e^{-\frac{2\kappa\omega x}{c}}, \quad (2.95)$$

se a equação (2.95) for comparada com a equação (2.87), o resultado é:

$$\alpha = \frac{2\kappa\omega}{c} = \frac{4\pi\kappa}{\lambda_V}, \quad (2.96)$$

tendo λ_V como o comprimento de onda no vácuo. Sabendo que a velocidade de fase de uma onda eletromagnética pode ser obtida através das equações de Maxwell, sendo expressa por:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_R \mu_R}}, \quad (2.97)$$

sendo ϵ_R a permissividade relativa ou constante dielétrica relativa (ϵ/ϵ_0) e μ_R a permeabilidade magnética relativa (μ/μ_0). Esta relação fornece:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\epsilon_R \mu_R} = \sqrt{\epsilon_R}, \quad (2.98)$$

isto é válido, pois para frequências ópticas $\mu_R=1$. Sendo n uma quantidade complexa, a constante dielétrica relativa também será complexa:

$$\tilde{\epsilon} = \epsilon_r + i\epsilon_i, \quad (2.99)$$

e assim possibilitando, a partir de agora, escrever as relações entre a constante dielétrica e o índice de refração da seguinte forma:

$$\tilde{n}^2 = \tilde{\epsilon}. \quad (2.100)$$

Desta relação é possível obter:

$$\epsilon_r = n^2 - \kappa^2, \quad (2.101)$$

$$\epsilon_i = 2n\kappa. \quad (2.102)$$

Estas relações demonstram que o índice de refração e o coeficiente de absorção óptico de um material estão interligados por meio da constante dielétrica. As componentes da constante dielétrica podem ser fornecidas em função da frequência angular e desta forma o índice de refração real e o coeficiente de atenuação também podem ser dados pela mesma variável, assim (REITZ *et al.*, 1982):

$$n(\omega) = 1 + \frac{\omega_p^2 (\omega_0^2 - \omega^2)}{2(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - (\gamma\omega)^2}, \quad (2.103)$$

$$\kappa(\omega) = \frac{\omega_p^2 \gamma \omega}{2(\omega_0^2 - \omega^2)^2 - (\gamma\omega)^2}, \quad (2.104)$$

$$\omega_p^2 = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 m}, \quad (2.105)$$

sendo N a densidade de carga do material e ϵ_0 a permissividade elétrica no vácuo. A Figura 2.19a e a Figura 2.19b mostra o formato das curvas de ϵ_r , ϵ_i , n e κ em função da frequência angular respectivamente e Figura 2.19c mostra o comportamento da curva de n em função do comprimento de onda para uma região de ressonância simulada em 550 nm.

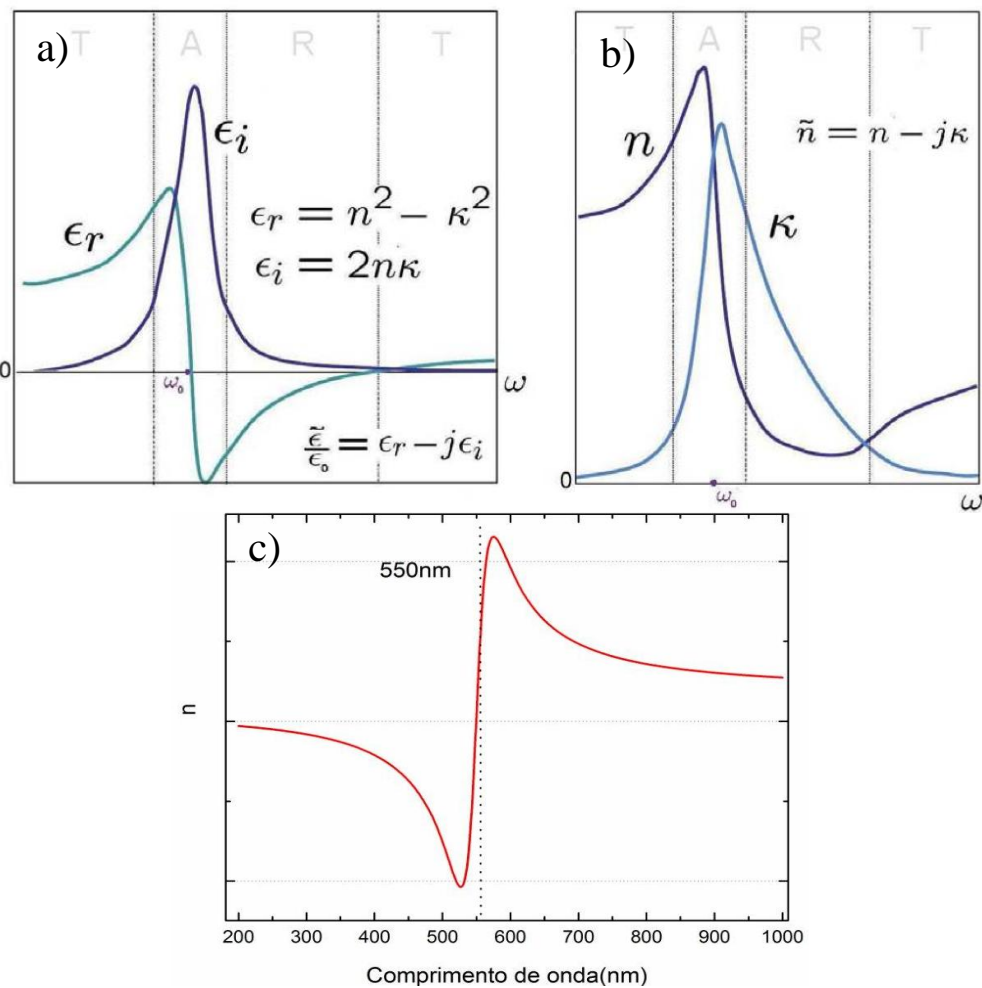


Figura 2.19: Curvas das a) constantes dielétricas, real (ϵ_r) e imaginária (ϵ_i), b) do índice de refração real (n) e do coeficiente de atenuação (κ) em função da frequência angular. c) Curva do n em função do comprimento de onda para uma região de ressonância simulada em 550 nm.

CAPÍTULO 3 - INTERFEROMETRIA DE BAIXA COERÊNCIA ÓPTICA

Nesta parte do trabalho será discutido o potencial da técnica de interferometria de baixa coerência aplicada em diferentes configurações de Interferômetro de Michelson.

Na primeira seção deste trabalho será feita uma comparação entre valores calculados para o índice de refração de fase (n) para uma amostra de sílica fundida (FS). Essa seção é dividida em duas partes, na primeira parte é empregado um interferômetro de Michelson configurado com uma fonte monocromática e desta maneira calculado o n para o comprimento de onda da fonte monocromática. Na segunda parte o interferômetro de Michelson é configurado com uma fonte policromática e por esta configuração é calculado o n de maneira espectral, isto é, para vários comprimentos de onda sem a necessidade de mudança no arranjo experimental. O índice de refração de fase espectral ($n(\lambda)$) calculado pela segunda parte é encontrado a partir do cálculo do índice de refração de grupo ($N(\lambda)$).

A segunda parte do trabalho tem por finalidade obter $n(\lambda)$ para duas amostras de vidro, de sílica fundida e outro de boro-silicato (BK7). Nesta seção o cálculo do índice de refração será feito através do ajuste do interferograma espectral obtido na saída do interferômetro de Michelson o qual é montado com uma fonte policromática. Os valores obtidos para as amostras aqui analisadas são comparados com valores anteriormente reportados na literatura.

Na terceira parte deste capítulo é analisada a capacidade da interferometria de baixa coerência em verificar as dependências do índice de refração de amostras de vidros FS e BK7 com a temperatura. Com a variação do índice de refração em função da temperatura é possível calcular o coeficiente termo-óptico (dn/dT) das amostras.

A quarta parte tem como intuito analisar a capacidade da técnica de interferometria de baixa coerência nas medidas de índice de refração de uma amostra que apresenta anisotropia óptica. Como material de análise é utilizado um cristal de Rubi. A análise deste material é feita de maneira que os dois índices de refração presentes possam ser observados separadamente e assim calculados pela metodologia aplicada neste trabalho.

Na quinta parte deste trabalho será apresentada a aplicação da técnica de interferometria de luz branca na análise de $n(\lambda)$ em materiais vítreos dopados com íon

terra-raras. A finalidade desta parte do trabalho é demonstrar a capacidade da técnica em verificar pequenas mudanças na estrutura de materiais, este tipo de estudo é interessante quando se avalia materiais dopados com íons, pois as concentrações deste íons são em geral dada em baixa quantidade e avaliar as pequenas mudanças estruturais provocadas por estas dopagens é interessante neste área de estudo.

Na sexta parte deste capítulo é desenvolvida uma análise do interferograma obtido pela interferometria de baixa coerência óptica através da distribuição da variação da fase ao longo do comprimento de onda. Esta análise é feita com a utilização da ferramenta matemática conhecida como Transformada de Fourier de Janela (TFJ). Esta ferramenta é utilizada em ondas não estacionárias, ou seja, em que a fase seja dependente do comprimento de onda. Com isto será possível verificar como a fase do interferograma varia espectralmente. As análises foram feitas no sentido de verificar a influência da largura de janela da função que modula a Transformada de Fourier, bem como a sobreposição destas janelas que apresentem a melhor maneira de representar o comportamento da fase. Este é feito para verificar a variação da fase ao longo do comprimento de onda para uma amostra que não apresente transparência na região espectral analisada. O intuito é verificar o quanto a variação na fase pode ser expressa no índice de refração da amostra e com isto apresentar o comportamento espectral do índice de refração em regiões de absorção óptica.

3.1. AMOSTRAS

Nesta seção é apresentada a origem e composição das amostras utilizadas durante todo este capítulo.

Ao decorrer deste capítulo são utilizadas três amostras comerciais, duas amostras vítreas e uma cristalina. As amostras vítreas comerciais são sílica fundida (FS) e borossilicato (BK7). A amostra de FS foi obtida da empresa xx e possui as dimensões de 4,45 cm de altura, 1,20 cm de largura e 1,25 mm de espessura. A amostra de vidro BK7 foi adquirida da empresa xx e possui as dimensões de 2,00 cm de altura, 2,00 cm de largura e 0,97 mm. A amostra cristalina utilizada é uma fatia circular de Rubi, esta amostra foi adquirida da empresa xx e possui diâmetro de 1,00 cm e espessura de 1,42 mm.

Em algumas seções são utilizadas amostras fabricadas pelo Grupo de Espectroscopia Óptica e Fototérmica da Universidade Estadual do Mato Grosso do Sul (GEOF-UEMS). As amostras fabricadas são os vidros Teluritos (TL) dopados com

diferentes concentrações do íon terra-rara Er^{3+} . A síntese dos vidros é feita usando o seguinte percentual molar para as amostras dopadas por Er_2O_3 : $(100-y)$ $(0,8 \text{ TeO}_2 + 0,2 \text{ Li}_2\text{O}) + y$, sendo $y = 0,1; 0,3; 0,5; 1,0; 2,0; 4,0$. As dimensões das amostras utilizadas foram:

TL: 0,1% Er^{3+} - 1,15 cm de altura, 0,48 cm de largura e 0,62 mm;

TL: 0,3% Er^{3+} - 1,13 cm de altura, 0,51 cm de largura e 0,68 mm;

TL: 0,5% Er^{3+} - 1,15 cm de altura, 0,51 cm de largura e 0,95 mm;

TL: 1,0% Er^{3+} - 1,14 cm de altura, 0,49 cm de largura e 1,43 mm;

TL: 2,0% Er^{3+} - 1,14 cm de altura, 0,48 cm de largura e 0,57 mm;

TL: 4,0% Er^{3+} - 1,13 cm de altura, 0,48 cm de largura e 0,47 mm.

Estas são as amostras utilizadas ao longo deste capítulo com o intuito de demonstrar a capacidade da técnica proposta na avaliação de materiais transparentes.

3.2. ANÁLISE ENTRE TÉCNICAS INTERFEROMÉTRICAS COM FONTE MONOCROMÁTICA E FONTE POLICROMÁTICA NA OBTENÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO DE FASE.

3.2.1. Introdução

Técnicas interferométricas podem ser aplicadas em diferentes estudos de materiais, como medidas de deslocamento com precisão, análise de superfície de estruturas sem necessidade de contato, mapeamento do formato de objetos em três dimensões com alta precisão, determinação de parâmetros ópticos, térmicos e termo-ópticos de materiais (HARIHARAN, 2007). Dentre os parâmetros ópticos, o índice de refração é essencial para o completo processo de caracterização estrutural e óptico de materiais. Há algum tempo, vários trabalhos tem sido desenvolvido usando diversos métodos para medir tal parâmetro, e a maioria destes trabalhos são dedicados a encontrar o índice de refração de fase (RICHERZHAGEN, 1996; SILVA *et al.*, 2007; CAPANEMA *et al.*, 2011)

Durante as duas últimas décadas, o interesse no fenômeno de interferência em uma ampla abrangência espectral proporcionado por fonte de luz branca tem apresentado um considerado crescimento, e configurações do interferômetro de Michelson com fonte policromáticas têm sido aplicadas em medidas de índice de refração de grupo (N) (HLUBINA, 2001; HLUBINA *et al.*, 2007). O interferômetro de Michelson é um conhecido aparato utilizado em técnicas interferométricas. Dentre estas destaca-se as

medidas de Absorção Óptica por transformada de Fourier no infravermelho, do inglês *Fourier Transform Infrared Spectroscopy – FTIR*, e tomografia de baixa coerência óptica, em inglês *Optical Coherence Tomography - OCT*.

Neste trabalho é apresentado uma técnica capaz de determinar com precisão o índice de refração de materiais. A amostra escolhida para determinar o potencial do método foi uma amostra de Sílica Fundida (FS) devido aos seus parâmetros físicos serem bem conhecidos na literatura.

As técnicas utilizadas consistem em um interferômetro de Michelson configurado com uma fonte monocromática, medindo o índice de refração de fase para um comprimento de onda específico. Posteriormente, utilizando um interferômetro de Michelson em uma configuração policromática, será medido o índice de refração de grupo espectral ($N(\lambda)$) e por este calculado o índice de refração de fase espectral ($n(\lambda)$). Por fim serão comparados os valores de índice de refração de fase calculados nas duas configurações com o valor anteriormente visto na literatura.

3.2.2. Determinação do índice de refração usando uma fonte de luz monocromática.

Para medir o índice de refração de fase (n) para um comprimento de onda fixo, foi utilizado um interferômetro de Michelson como na Figura 3.1a. A configuração do interferômetro apresenta uma fonte de luz laser de HeNe com emissão em 632,8 nm. Um divisor de feixes com simetria cúbica feito de boro-silicato (BK7) é utilizado para separar e unir os feixes oriundos de cada braço do interferômetro. Duas lentes feitas de quartzo também são utilizadas, uma em frente à fonte laser, esta lente com 5,0 cm de foco tem a função de aumentar o diâmetro do feixe e também colima-lo de maneira que o seu diâmetro não mude ao longo do caminho. A segunda lente é divergente com foco de 5,0 cm e foi posicionada após a junção dos dois feixes para ampliar a visibilidade do padrão de franjas de interferência no anteparo, facilitando a observação das franjas de interferência. Nesta configuração os dois espelhos são feitos de alumina com 1/2” de espessura e permanecem fixos. Uma mesa giratória com goniômetro graduada em graus (θ) com capacidade variação de 0,001° é posicionada em um dos braços do interferômetro na qual a amostra é colocada. Inicialmente a superfície da amostra deve ficar perpendicular a direção de propagação do feixe laser, para garantir que a amostra esteja perpendicular ao feixe incidente, não deve haver reflexos das faces da amostra fora da região de interferência das

franjas no anteparo onde se observa o sinal resultante do interferômetro. O ângulo marcado nesta posição inicial é determinado por θ_0 . O padrão de interferência registrado na saída do interferômetro são franjas circulares concêntricas.

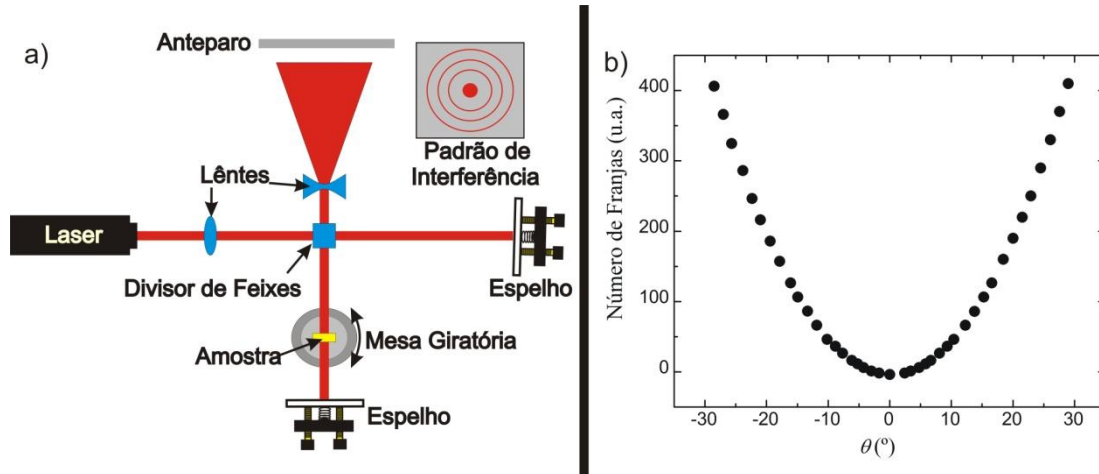


Figura 3.1: a) Interferômetro de Michelson configurado com fonte laser e mesa giratória para obtenção de índice de refração. b) Pontos experimentais característicos obtidos por este arranjo experimental.

Conforme a mesa gira a amostra, há um deslocamento no padrão de franjas de interferência, esta relação é dada pela equação (3.1) (SILVA *et al.*, 2007):

$$M(\theta) = \frac{2d}{\lambda} \left[1 - n - \cos(\theta - \theta_0) + \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta - \theta_0)} \right], \quad (3.1)$$

Sendo $M(\theta)$ é o número de franjas de interferências que se desloca em um ponto no anteparo a medida que a mesa sofre um giro de θ , d é a espessura da amostra, λ é o comprimento de onda emitido pela fonte e n é o índice de refração de fase específico da amostra.

Para obter a curva experimental é adotado o seguinte procedimento. Primeiro a amostra é posicionada de maneira que o ângulo θ_0 seja o mais próximo de zero, em seguida a mesa giratória sofre uma rotação. Durante o giro, conta-se o número de pontos luminosos (franjas de interferência construtiva) formados no centro do anteparo, assim que um determinado número de franjas de interferências (M) é contado, o novo ângulo θ é anotado. Desta maneira uma curva de M em função θ é formada, após a obtenção da curva no sentido horário, o mesmo procedimento é realizado, porém a mesa sofre uma rotação no

sentido anti-horário, com isso é possível coletar os pontos experimentais nos dois sentidos de rotação.

Uma curva com os pontos experimentais, característica deste procedimento, pode ser observado na Figura 3.1b. Através do ajuste dos pontos pela equação (3.1), pode ser obtido n com precisão na terceira casa decimal obtida pelo ajuste da curva.

3.2.3. Determinação do índice de refração de fase e grupo usando o interferômetro de Michelson acoplado com uma fonte de luz de banda larga.

Para medir o índice de refração de grupo em função do comprimento de onda ($N(\lambda)$) o interferômetro de Michelson é configurado como mostrado na Figura 3.2. Neste caso, é usado uma fonte de luz halogênea de 12 V, 35 W com a emissão espectral demonstrada conforme mostrado na, Figura 3.3a. O sinal oriundo da fonte é colimado por uma lente com distância focal de 5,0 cm, feita de sílica fundida, o sinal colimado é separado por um divisor de feixes cúbico de BK7. Duas fendas de 3,3 mm de abertura foram utilizadas, uma em cada braço do interferômetro, com o intuito de restringir o diâmetro do feixe fazendo com que o mesmo passe em uma posição específica da amostra. Os espelhos utilizados nos braços do interferômetro são idênticos feitos de alumina e com 1/2” de espessura. O espelho móvel é montado sobre um transladador linear com deslocamento de 1 μm por passo. A amostra é posicionada no braço relativo ao espelho móvel. Na saída do interferômetro o sinal passa por uma lente convergente, feita de sílica fundida com distância focal de 10,0 cm, com o intuito de direcionar o sinal para a extremidade de uma fibra-óptica a qual tem a sua outra extremidade acoplada a um espectrômetro (HR4000, Ocean Optics) que realiza a coleta e o processamento do interferograma..

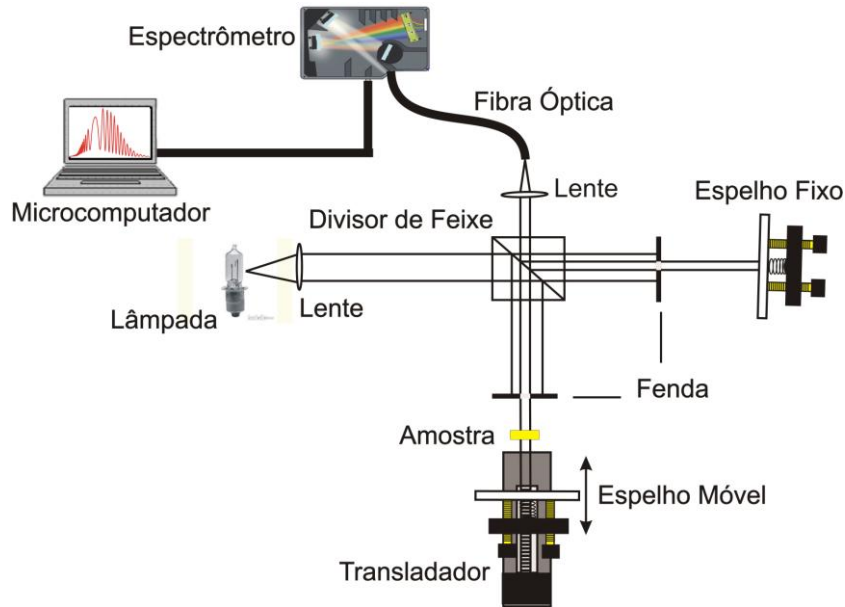


Figura 3.2: Interferômetro de Michelson configurado com fonte policromática e translador linear, para a obtenção do índice de refração de grupo.

Antes do início da aquisição de dados, o interferômetro é calibrado sem a amostra. O translador deve levar o espelho móvel a uma posição em que os braços do interferômetro apresentem a mesma distância. Nesta posição a distância percorrida pelo espelho é chamada de posição inicial (L_0) sendo que nesta posição, o sinal observado pelo espectrômetro é semelhante ao sinal da fonte. Após este procedimento a amostra é inserida em um dos braços do interferômetro, e o espelho é deslocado até a posição em que o interferograma volte a ser detectado pelo espectrômetro. A nova posição do espelho (L) é relativo a diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro. A diferença entre L e L_0 é chamada de diferença espacial entre os braços do interferômetro (ΔL).

Para uma determinada posição L é observada uma mudança no padrão de interferências, o comprimento de onda referente a esta mudança no padrão é chamada de comprimento de onda de equalização (λ_0) e está indicado pela linha tracejada na Figura 3.3b. Este λ_0 é o comprimento de onda em que a diferença de caminho óptico de grupo ($\Delta^g(\lambda)$) na saída do interferômetro é igual a zero e isto faz com que o padrão de interferência espectral tenha infinitos períodos (HLUBINA, 2001). Aplicando a $\Delta^g(\lambda)$ com sendo zero para o λ_0 , então (HLUBINA *et al.*, 2007):

$$\Delta^g(\lambda_0) = 2(L - L_0) + 2d[N(\lambda_0) - 1] = 0, \quad (3.2)$$

sendo $N(\lambda_0)$ é o índice de refração de grupo e d é a espessura da amostra.

Devido o valor de λ_0 se alterar para cada posição do espelho (L) a aquisição de dados é realizada da seguinte forma: primeiro é feita a coleta da posição L e o respectivo λ_0 , em posse destes valores é elaborada então uma curva experimental de ΔL em função de λ_0 .

A diferença espacial entre os braços do interferômetro para cada λ_0 ($(L-L_0)(\lambda_0)$) está relacionada com o índice de refração de grupo, a equação (3.2) pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$N(\lambda_0) = 1 + \frac{(L-L_0)(\lambda_0)}{d}. \quad (3.3)$$

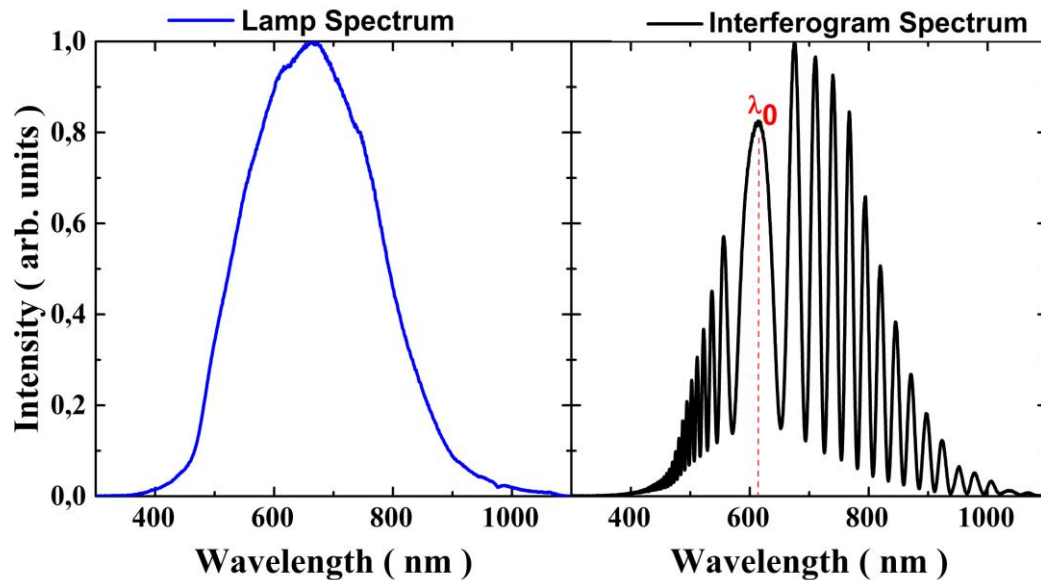


Figura 3.3: a) Espectro da lâmpada utilizada no interferômetro de Michelson na configuração policromática e b) interferograma espectral característico apresentado por este aparato experimental.

3.2.4. Relação entre índice de refração de grupo e de fase

A relação entre $N(\lambda)$ e $n(\lambda)$ é dada pela equação (3.4) a seguir (HLUBLINA, et. al., 2007):

$$N(\lambda) = n(\lambda) - \lambda \frac{dn(\lambda)}{d\lambda}. \quad (3.4)$$

Um dos modelos teóricos que descrevem o índice de refração de fase em função do comprimento de onda para a região de transparência de uma amostra é dada pela equação de *Sellmeier* (FENIMORE *et al.*, 1996; WILLER *et al.*, 2001), esta equação é uma serie

infinita, porém o comportamento observado na região do visível pode ser aproximada para os três primeiros termos desta série, a equação aproximada está definida na equação (3.5):

$$n(\lambda) = \sqrt{A + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - B_2} + \frac{C_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_2}}, \quad (3.5)$$

sendo A , B_1 , B_2 , C_1 e C_2 são os parâmetros da equação de *Sellmeier*.

Aplicando a equação (3.4) na equação (3.5), pode-se obter uma equação para o índice de refração de grupo em função do comprimento de onda, a partir dos parâmetros de *Sellmeier*, a equação (3.6) mostra esta relação:

$$N(\lambda) = \sqrt{A + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - B_2} + \frac{C_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_2}} + \frac{\lambda^2}{\sqrt{A + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - B_2} + \frac{C_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_2}}} \left[\frac{B_1B_2}{(\lambda^2 - B_2)^2} + \frac{C_1C_2}{(\lambda^2 - C_2)^2} \right]. \quad (3.6)$$

Desta forma, os pontos experimentais obtidos pela equação (3.3) podem ser ajustados utilizando a equação (3.6) e os parâmetros A , B_1 , B_2 , C_1 e C_2 podem ser obtidos. Assim, o índice de refração de fase em função do comprimento de onda pode ser calculado pela equação de *Sellmeier*. Este procedimento experimental possibilita determinar o índice de refração de grupo e de fase em função do comprimento de onda em uma única medida.

3.2.5. Resultados e Discussões

As medidas, tanto para a seção 3.1.2. quanto para a seção 3.1.3, foram feitas utilizando uma janela de sílica fundida (FS) de espessura 1,25 mm.

O primeiro procedimento realizado foi a obtenção do índice de refração de fase para a FS através do interferômetro de Michelson na configuração com fonte monocromática com emissão em 632,8 nm. A curva obtida experimentalmente e a curva de ajuste estão expressas na Figura 3.4. O valor obtido para $n_{(632,8)}$ pela equação de ajuste para FS foi de $1,457 \pm 0,001$, a variação do valor é fornecido pelo ajuste da curva pela equação (3.1).

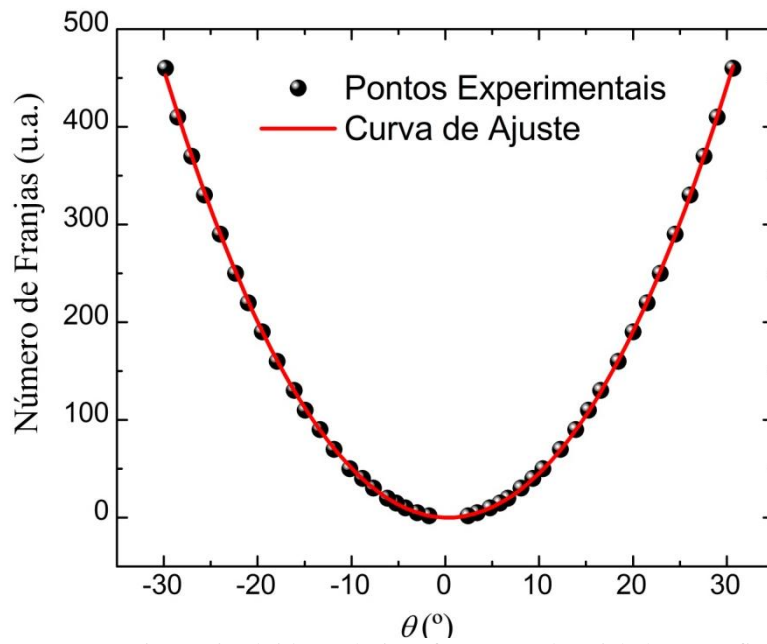


Figura 3.4: Pontos experimentais obtidos pelo interferômetro de Michelson configurado com a fonte laser e mesa giratória e curva de ajuste para a amostra de Sílica Fundida.

A seção 3.1.3 tem como intuito encontrar o índice de refração de fase através do calculo do índice de refração de grupo em função do comprimento de onda, coletando os valores de L e λ_0 . Para isto a curva experimental de ΔL em função de λ_0 foi coletada e é observada na Figura 3.5.

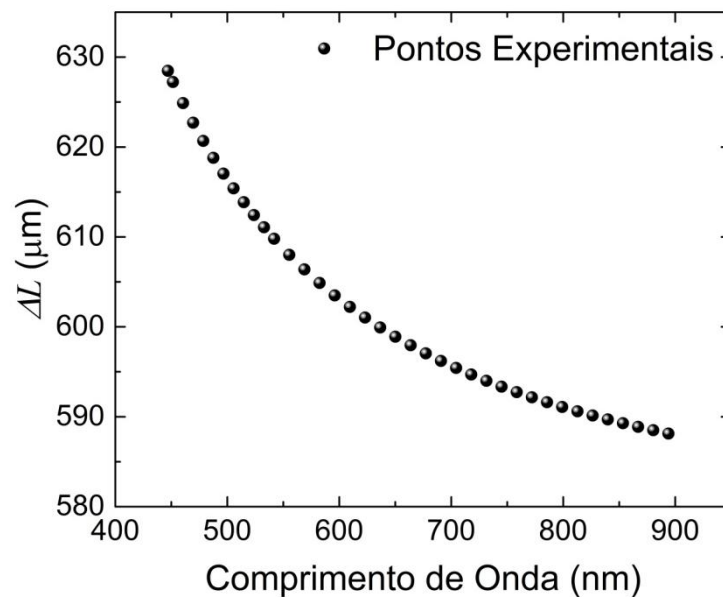


Figura 3.5: Pontos experimentais coletados de ΔL em função de λ_0 para a amostra de Sílica Fundida.

Em posse dos dados experimentais de ΔL em função de λ_0 , os valores para $N(\lambda_0)$ podem ser calculados utilizando a equação (3.3). A curva experimental com os pontos calculados bem como o ajuste desta curva pela equação (3.5) são mostrados na Figura 3.6.

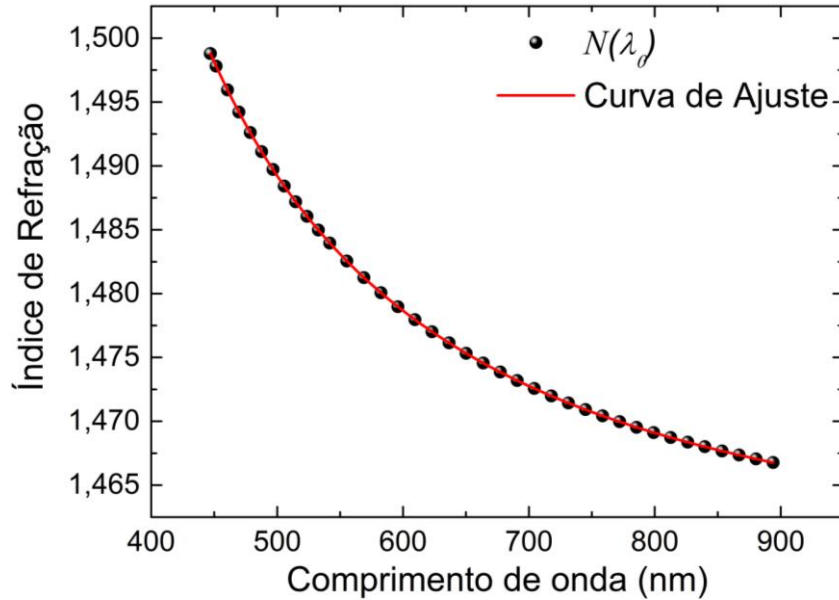


Figura 3.6: Valores calculados de $N(\lambda_0)$ e curva de ajuste para a amostra de Sílica Fundida.

Com o ajuste da curva $N(\lambda_0)$ pela equação (3.6) os parâmetros de *Sellmeier* podem ser encontrados para FS. Os valores obtidos para cada parâmetro foram: $A = (1,43391 \pm 0,00001)$, $B_1 = (0,04344 \pm 0,00001)$, $B_2 = (61422,3 \pm 0,1)$, $C_1 = (0,629 \pm 0,001)$ e $C_2 = (7482,1 \pm 0,1)$. Em posse destes valores, a curva do índice de refração de fase em função do comprimento de onda foi elaborada.

A Figura 3.7 apresenta a curva com os valores de $n(\lambda)$ obtidos por meio dos parâmetros encontrados. A curva obtida pelos valores da literatura (HERAEUS-QUARTZGLAS, 2014) e o valor de $n_{(632,8)}$ encontrado com o aparato experimental na seção 3.1.2.

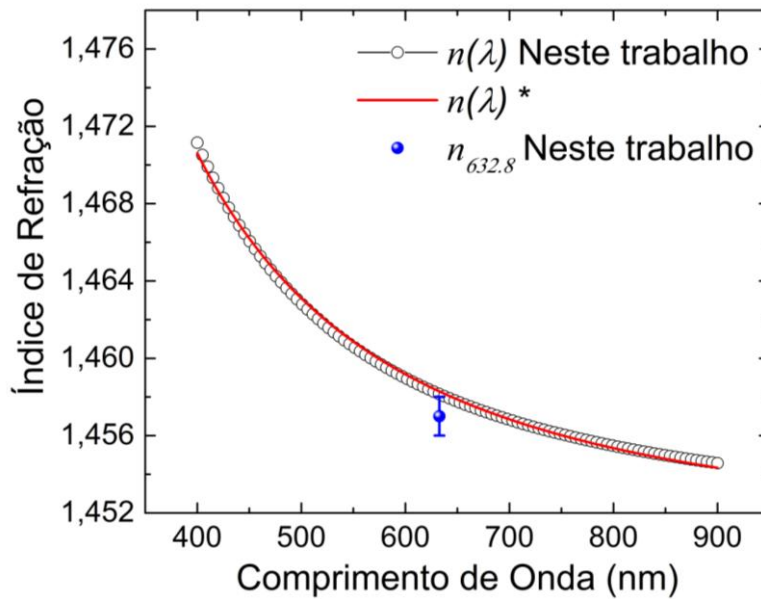


Figura 3.7: Curva para o índice de refração de fase espectral calculado neste trabalho, curva do índice de refração de fase encontrado na literatura e valor do índice de refração encontrado para 632,8nm na seção 3.1.2.

*(HERAEUS-QUARTZGLAS, 2014)

Comparando os valores experimentais para o índice de refração de fase medidos em 632,8 nm pelos métodos, interferométricos descritos nas seções 3.1.2 e 3.1.3 observa-se que os valores se aproximam na terceira casa decimal. O erro experimental do cálculo pelos parâmetros de Sellmeier está embutido no dígito do ponto experimental. O valor do índice de refração de fase para 632,8 nm apresentado na literatura (HERAEUS-QUARTZGLAS, 2014) comparado com o valor encontrado na medida feita pelo interferômetro de Michelson monocromático observa-se que os valores divergem por uma diferença aproximada de $1,3 \times 10^{-3}$, isto gera um erro percentual de 0,08%, pelos parâmetros estatísticos pode-se dizer que os valores tem alta semelhança.

Se for observado os valores calculados para curva de índice de refração de fase encontrados pelas medidas de índice de refração de grupo e comparar com a curva do índice de refração fornecida pela literatura (HERAEUS-QUARTZGLAS, 2014). Nota-se que os valores são semelhantes, uma vez que em toda a curva os valores coincidem. Especificamente para o comprimento de onda de 632,8 nm o valor central do índice de refração de fase calculado neste trabalho e o fornecido pela literatura apresentam uma diferença percentual de 0,009%. Com esta observação é possível afirmar que a medida de índice de refração de fase a partir do índice de refração de grupo, através dos parâmetros de Sellmeier por interferometria com fonte de luz branca, apresentam uma boa precisão.

3.2.6. Conclusão

Os índices de refração de fase e de grupo foram obtidos para uma amostra de Sílica Fundida (FS). A medida do índice de refração de fase feita com a configuração do interferômetro de Michelson em um comprimento de onda fixa em 632,8 nm foi realizada, o valor encontrado foi de $1,457 \pm 0,001$. O cálculo do índice de refração de grupo em função do comprimento de onda utilizando um interferômetro de Michelson configurado com uma fonte policromática foi elaborado. Com o ajuste da curva foi possível encontrar os parâmetros de Sellmeier para a amostra e assim calcular o índice de refração de fase em função do comprimento de onda onde apresentou um erro na ordem de 10^{-5} . Quando comparado os valores calculados pelas duas configurações experimentais com o valor fornecido pelo fabricante, nota-se que ambos estão de acordo com o esperado, porém os valores encontrados através dos parâmetros de Sellmeier apresentam uma melhor exatidão. Assim, os valores do índice de refração de fase podem ser calculados por interferometria utilizando tanto configurações monocromáticas quanto policromática. Porém o modo policromático demonstra-se mais promissor uma vez que apresenta um menor erro e uma maior exatidão, bem como a capacidade de fornecer valores de índice de refração para uma ampla região espectral em apenas uma única medida, tornando a obtenção deste parâmetro óptico mais completo e relativamente rápido.

3.3. OBTENÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO ESPECTRAL ATRAVÉS DO AJUSTE DE INTERFEROGRAMA ESPECTRAL

3.3.1. Introdução

A caracterização de parâmetros ópticos e termo-ópticos de materiais, são áreas de estudo importantes para se conhecer o comportamento eletrônico de materiais de várias naturezas, como vidros e cristais. Dentre estes parâmetros destaca-se o índice de refração (n)

Alguns métodos frequentemente utilizados para medir n dependem da obtenção do ângulo de desvio mínimo de prismas isósceles triangulares que têm bases de triângulo reto (BEDNAREK, 1993). Outra forma é por ângulo de Brewster obtido pela refletância mínima de um feixe de luz monocromático com polarização linear (PAWLUCZYK, 1990). Apesar dos resultados muito precisos obtidos com estas técnicas, os resultados são limitados a um comprimento de onda específico a cada medida. Ademais, requerem um arranjo óptico consideravelmente complicado para obter um feixe de luz monocromático

colimado, de pequeno diâmetro, ou um feixe de laser sintonizável para os comprimentos de onda verificados.

Técnicas interferométricas tem se mostrado uma metodologia versátil para obter o índice de refração de diferentes materiais. Importantes trabalhos têm sido desenvolvidos com a finalidade de se obter n e grande parte destes trabalhos utilizam fontes de luz monocromáticas na caracterização de n em materiais (RICHERZHAGEN, 1996; SILVA *et al.*, 2007; CAPANEMA *et al.*, 2011). Este trabalho tem como objetivo, estabelecer uma metodologia baseada na interferometria de baixa coerência óptica, utilizando um interferômetro de Michelson. Para que a metodologia seja viável é necessário que forneça valores com alta precisão, reprodutibilidade. Para auxiliar nestes resultados, foram utilizadas amostras vítreas de sílica fundida (FS) e boro-silicato (BK7), estes materiais possuem valores de n bem estabelecidos e região de ressonância da banda eletrônica de condução fora da região espectral analisada.

3.3.2. Procedimento Experimental

Para a realização das medidas de índice de refração em função do comprimento de onda ($n(\lambda)$) é utilizado um interferômetro de Michelson configurado como ilustrado na Figura 3.2. Entretanto a diferença para esta montagem e a montagem expressa pela seção 3.1.3. está no fato que a fonte utilizada neste procedimento é um LED de LB com emissão espectral demonstrada como na Figura 3.8a.

Antes de iniciar a aquisição de dados, o interferômetro é calibrado sem a amostra. Neste procedimento o translador deve levar o espelho móvel a uma posição em que os braços do interferômetro apresentem o mesmo caminho. Nesta posição a distância percorrida pelo motor de passado é chamada de posição inicial (L_0). Na posição L_0 sem a amostra, o sinal observado pelo espectrômetro é semelhante ao sinal espectral da fonte, como mostrado na Figura 3.8a. Após este procedimento a amostra é posicionada no braço referente ao espelho móvel, e o espelho é movido até a posição em que o interferograma volte a ser visível pelo espectrômetro. A nova posição do espelho (L) é relativa à diferença de caminho óptico entre os braços do interferômetro.

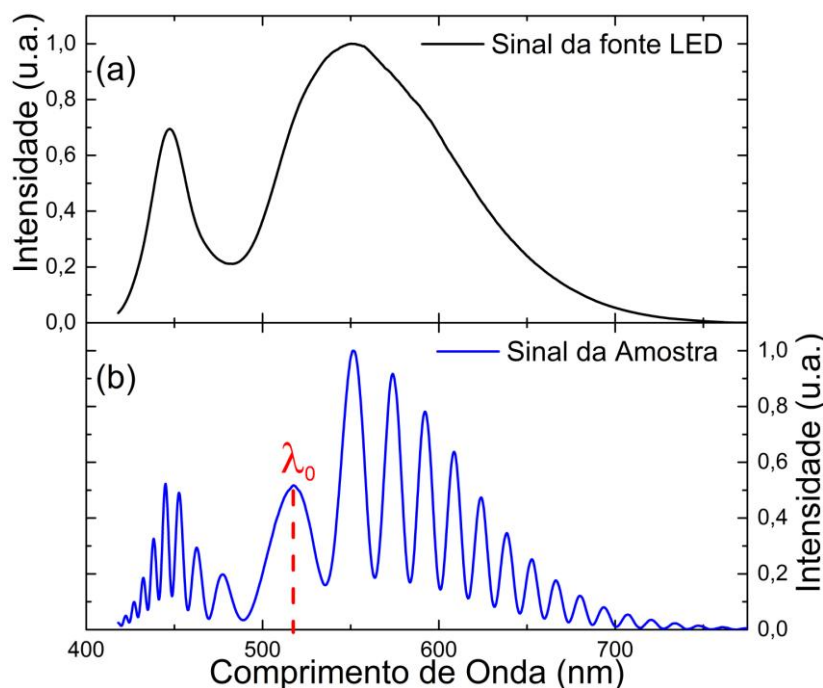


Figura 3.8: a) Sinal espectral da fonte de luz branca LED utilizada no interferômetro. b) Sinal do interferograma captado pelo espectrômetro de uma amostra (ROCHA *et al.*, 2016).

Para uma determinada posição L é observada uma mudança no padrão de interferência em que a oscilação da curva diminui e posteriormente volta a aumentar. O comprimento de onda referente a esta quebra no padrão é chamada de comprimento de onda de equalização (λ_0) e está indicado pela linha tracejada na Figura 3.8b. Para a análise e obtenção do $n(\lambda)$ é coletado o espectro de emissão da fonte e o interferograma captado na saída do interferograma para a referente amostra em um específico L .

3.3.3. Relação entre $n(\lambda)$ e o interferograma

O interferograma registrado na saída do interferômetro, é dado em função do comprimento de onda, como mostra a Figura 3.8b, e pode ser expresso da seguinte forma (HLUBINA, 1997):

$$I_M(\lambda) = I_M^{(0)}(\lambda) \{1 + V_1(\lambda) \cos[(2\pi/\lambda)\Delta_M(\lambda)]\}, \quad (3.7)$$

sendo que $I_M^{(0)}(\lambda)$ é o sinal espectral da fonte de luz, $V_1(\lambda)$ é o parâmetro de visibilidade do padrão de interferência o qual dependente do comprimento de onda e $\Delta_M(\lambda)$ é a diferença de caminho óptico (DCO) entre os braços do interferômetro como função do comprimento de onda, o argumento da função cosseno é conhecido como fase espectral,

$\phi(\lambda)$. Para obter apenas o sinal de interferência sem a influência do comportamento da fonte de luz ($S_M(\lambda)$), a seguinte normalização é válida:

$$S_M(\lambda) = \frac{I_M(\lambda)}{I_M^{(0)}(\lambda)} - 1, \quad (3.8)$$

assim a equação pode ser dada por:

$$S_M(\lambda) = V_1(\lambda) \cos[\phi(\lambda)]. \quad (3.9)$$

A DCO apresenta uma dependência direta com ΔL , espessura (d) e o $n(\lambda)$ da amostra. Esta dependência está expressa pela equação a seguir:

$$\Delta_M(\lambda) = 2\Delta L - 2d(n(\lambda) - 1). \quad (3.10)$$

Como $\phi(\lambda)$ está inserido em um cosseno, é necessário apresentar esta fase junto a um termo de ambiguidade ($2\pi m$), em que m é um número inteiro. Assim, a fase é escrita como sendo:

$$\phi(\lambda) = \Phi(\lambda) \pm 2\pi m. \quad (3.11)$$

O $n(\lambda)$ fora da região de ressonância eletrônica do material pode ser descrita pela equação de *Cauchy* (KEDENBURG *et al.*, 2012), esta equação aproximada para os dois primeiros termos pode ser observada abaixo como:

$$n(\lambda) = A_1 + \frac{A_2}{\lambda^2}, \quad (3.12)$$

onde A_1 e A_2 são parâmetros de *Cauchy*.

Se considerarmos $V_1(\lambda)$ como sendo uma constante, na qual a amostra não interfere na forma espectral do feixe então $S_M(\lambda)$ pode ser reescrita como:

$$S_M(\lambda) = \cos\left\{\frac{2\pi}{\lambda} \left[2\Delta L - 2d \left(A_1 + \frac{A_2}{\lambda^2} - 1 \right) \right] \pm 2\pi m \right\}. \quad (3.13)$$

3.3.4. Ajuste do Interferograma

Após obter o interferograma e definir os valores de d e ΔL e em posse da equação a qual descreve o seu comportamento espectral, é necessário então realizar o procedimento de ajuste da curva experimental do interferograma pela equação definida. O procedimento matemático deve minimizar a diferença entre o comportamento experimental e o descrito pela equação, com esta finalidade o erro das incógnitas a serem reveladas pelo método, neste caso A_1 , A_2 e m , devem ser minimizados para que aumente a precisão nestes valores.

O procedimento também leva em consideração os valores de diferença espacial entre os braços do interferômetro e a espessura da amostra, os valores de: comprimento de onda de equalização e os comprimentos de onda de máximos encontrados no interferograma foram utilizados para alimentar a base de dados.

Os parâmetros a serem encontrados pelo método são A_1 , A_2 e m , para isto a apresentação das equações fornecidas pelo método podem ser divididas em duas partes, uma para os parâmetros de *Cauchy* $A_{1,2}$ e outra para o termo de ambiguidade m :

$$\begin{aligned}
 Y_K = \frac{\partial}{\partial A_K} & \left(\left(\sum_{i=1}^Z \frac{1}{Z} \left(\frac{2\Delta L - 2d \left(A_1 + \frac{A_2}{\lambda_{ei}^2} - 1 \right)}{\lambda_{ei}} - (m+i) \right) \right)^2 \right) + \\
 & + \left(\sum_{j=1}^P \frac{1}{P} \left(\frac{2\Delta L - 2d \left(A_1 + \frac{A_2}{\lambda_{dj}^2} - 1 \right)}{\lambda_{dj}} - (m+Z-j+1) \right) \right)^2 \right) + , \quad (3.14) \\
 & + A_1 + \frac{A_2}{\lambda_0^2} - \lambda_0 \left(-\frac{2A_2}{\lambda_0} \right) - \left(1 + \frac{\Delta L}{d} \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Y_m = \frac{\partial}{\partial m} & \left(\left(\sum_{i=1}^Z \frac{1}{Z} \left(\frac{2\Delta L - 2d \left(A_1 + \frac{A_2}{\lambda_{ei}^2} - 1 \right)}{\lambda_{ei}} - (m+i) \right) \right)^2 \right) + \\
 & + \left(\sum_{j=1}^P \frac{1}{P} \left(\frac{2\Delta L - 2d \left(A_1 + \frac{A_2}{\lambda_{dj}^2} - 1 \right)}{\lambda_{dj}} - (m+Z-j+1) \right) \right)^2 \right) + , \quad (3.15) \\
 & + A_1 + \frac{A_2}{\lambda_0^2} - \lambda_0 \left(-\frac{2A_2}{\lambda_0} \right) - \left(1 + \frac{\Delta L}{d} \right)
 \end{aligned}$$

tendo K variando entre 1 e 2 os quais são os sub índices dos parâmetros de Cauchy, Z como o número de máximos encontrados a esquerda e P como o número de máximos encontrados a direita. Pelo método temos ainda Y_1 , Y_2 e Y_m sendo zero.

Realizando os cálculos obtém-se então o valor de cada parâmetro que descreverá a função com a menor diferença para λ_e , λ_d e λ_0 . Os valores dos parâmetros que descrevem o comportamento da curva tendo como pontos apenas os valores do período do interferograma são muito próximos dos valores dos parâmetros que descrevem todos os pontos do gráfico por este motivo os valores encontrados por esta primeira parte são utilizados como pontos de partida para encontrar o melhor ajuste do interferograma, levando em consideração todos os pontos do espectro. Para a realização de todos os procedimentos matemáticos foi elaborado um software na plataforma LabVIEW.

Nesta segunda parte o programa é alimentado com os valores de A_1 , A_2 e m fornecidos na primeira parte deste ajuste e contam como dados também todos os pontos do interferograma. Nesta segunda fase, os valores corrigidos de A_1 , A_2 e m são os valores definitivos do ajuste do interferograma e conseqüentemente estes parâmetros de *Cauchy* descreverão o índice de refração em função do comprimento de onda.

3.3.5. Resultados e Discussões

Após a coleta do sinal de emissão da fonte e do sinal do interferograma para uma determinada amostra, é realizado o procedimento de normalização descrito pela equação (3.8). Em posse deste sinal resultante é identificado os valores de λ_0 , λ_e e λ_d . O sinal do interferograma resultante bem como os pontos identificados para uma amostra de FS é mostrado na Figura 3.9.

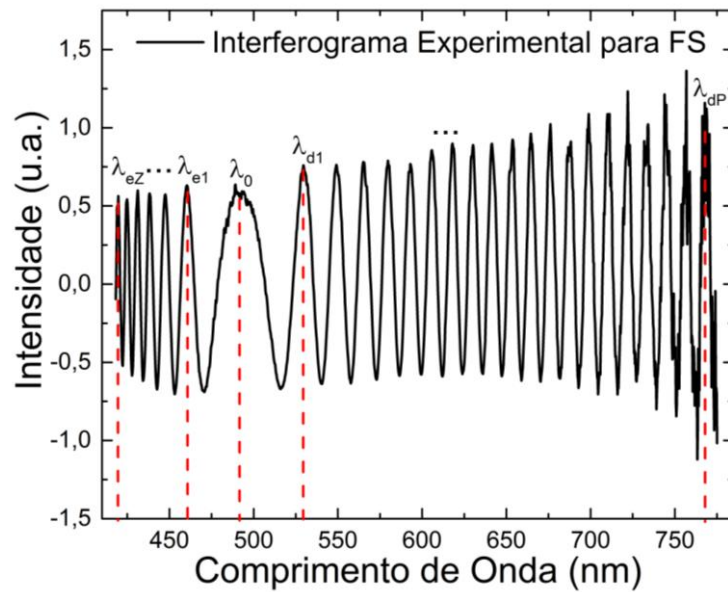


Figura 3.9: Interferograma espectral normalizado e a identificação dos picos de máximo a esquerda e a direita do comprimento de onda de equalização.

Com os valores identificados no sinal resultante junto dos valores de ΔL e d a primeira fase do ajuste é realizada e como descrita na seção 2.2.4. os valores obtidos nesta primeira fase foram utilizados para a segunda fase do ajuste. Os sinais normalizados dos interferogramas para a amostra de FS e BK7 junto à curva de ajuste final podem ser visualizados na Figura 3.10.

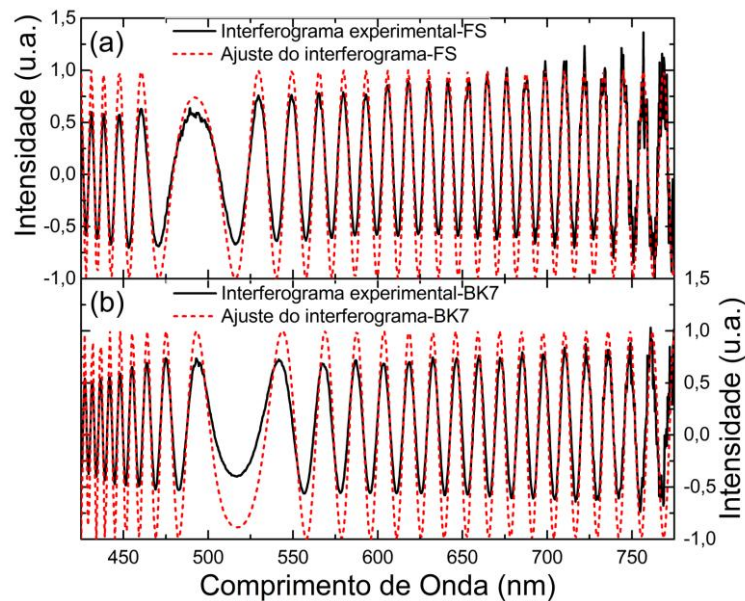


Figura 3.10: Sinais dos interferogramas experimentais junto dos respectivos ajustes para as amostras de a) FS e b) BK7 (ROCHA *et al.*, 2016).

A Tabela 3.1 apresenta os valores dos parâmetros de *Cauchy* encontradas para as duas amostras analisadas bem como os valores reportados pela literatura. Para ambas as amostras os valores de A_1 encontrados apresentaram uma diferença, quando comparado com os valores esperados pela literatura, na terceira casa decimal. Isto leva a uma diferença de aproximadamente 0,2%. Analisando o valor de A_2 para a amostra de FS, é observada uma diferença de 2,0% com relação aos valores fornecido pela literatura. Para a amostra de BK7 a diferença entre os valores de A_2 encontrado neste trabalho e os valores apresentados pela literatura é de aproximadamente 0,04%. Estes dados mostram que os resultados obtidos neste trabalho são consistentes com os valores esperados.

Tabela 3.1: Valores dos parâmetros de *Cauchy*, A_1 e A_2 (ROCHA *et al.*, 2016).

| Amostra | A_1 | | $A_2(\text{nm}^2)$ | |
|--------------|----------------|---------------------|--------------------|----------------------|
| | Neste trabalho | Literatura | Neste trabalho | Literatura |
| Fused Silica | 1,4482 | 1,4479 ^a | 3514,89 | 3621,99 ^a |
| BK7 | 1,5081 | 1,5044 ^b | 4251,52 | 4249,68 ^b |

^a (HERAEUS-QUARTZGLAS, 2014)

^b (SCHOTT-GLASS-MADE-OF-IDEAS, 2014)

A Figura 3.11 apresenta as curvas do índice de refração em função do comprimento de onda encontrada para as amostras de FS e BK7. Pode-se observar que o comportamento do $n(\lambda)$ para o FS é similar a um decaimento exponencial, para esta região espectral, isto ocorre devido ao comportamento da equação de *Cauchy*. O vidro BK7 apresentou um comportamento de $n(\lambda)$ similar ao FS.

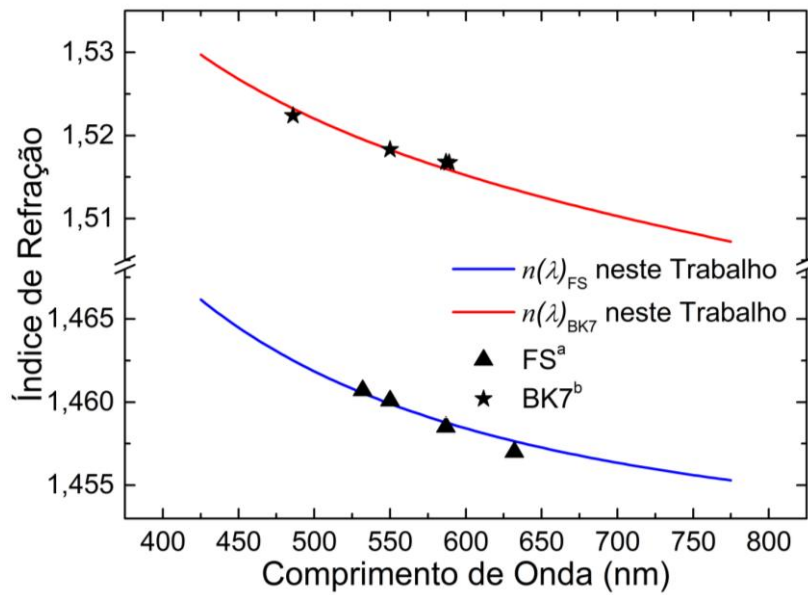


Figura 3.11: Curvas do índice de refração em função do comprimento de onda para as amostras de FS e BK7, e valores encontrados na literatura (ROCHA *et al.*, 2016).
^a (HERAEUS-QUARTZGLAS, 2014)
^b (SCHOTT-GLASS-MADE-OF-IDEAS, 2014)

O valor do índice de refração para 546 nm, região a qual apresenta valores na literatura para ambas as amostras, apresentou para a mostra de FS uma diferença de apenas 0,05% do valor encontrado na literatura de 1,46008 (HERAEUS-QUARTZGLAS, 2014). Para o vidro BK7 o índice de refração em 546 nm teve um desvio aproximado de 0,005% quando comparado com o valor de 1,51832 (SCHOTT-GLASS-MADE-OF-IDEAS, 2014) fornecido pelo fabricante. Estes valores demonstram que a forma apresentada neste trabalho para encontrar o índice de refração apresenta uma elevada precisão. Além de fornecer os valores para uma ampla região espectral, necessitando de apenas uma medida, o que facilita a obtenção de resultados mais completo para $n(\lambda)$ de uma amostra que não apresente ressonância eletrônica na região espectral analisada.

3.3.6. Conclusão

Foi possível calcular os valores do índice de refração em função do comprimento de onda para uma ampla região espectral, neste caso de 475 nm a 775 nm, tanto para a amostra de sílica fundida quanto para a amostra de boro-silicato, utilizando os parâmetros de *Cauchy* os quais foram calculados por meio do interferograma espectral. Os valores obtidos desses parâmetros foram próximos aos valores fornecidos pela literatura e pelo fabricante. Estes resultados indicam que a metodologia proposta para a obtenção do

interferograma espectral, bem como os cálculos para o ajuste do interferograma tornam-se ferramentas importantes e robustas nos estudos de caracterização óptica de materiais.

3.4. MEDIDA DO COEFICIENTE TERMO-ÓPTICO UTILIZANDO INTERFERÔMETRO DE MICHELSON COM LUZ BRANCA.

3.4.1. Introdução

O potencial de novos materiais ópticos como candidatos na elaboração de lasers e outros dispositivos ópticos não lineares podem ser avaliados em termos de parâmetros como índice de refração e coeficiente termo-óptico (dn/dT). Em termos de materiais usados como meios ativos para laser, o aquecimento gerado por processos não radiativos aumenta a temperatura dentro da cavidade laser gerando efeitos como expansão térmica e mudança no índice de refração, os quais alteram o caminho óptico. Ademais, sob bombeios de alta potência, efeitos de lentes e indução de birrefringência pelo altos gradientes de temperaturas na cavidade laser degradam o desempenho do laser podendo até mesmo deformar a cavidade. Portanto, a determinação precisa dos parâmetros ópticos é fundamental na avaliação do potencial de materiais em aplicações que envolvem lasers com necessidade de precisão óptica extremamente elevada. Estes mesmos parâmetros também são fundamentais no desenvolvimento de fibras ópticas utilizadas em telecomunicações e de lentes para astronomia e câmeras para satélites.

Em medidas de dn/dT , uma das técnicas mais comuns consiste na medida de deslocamento de franjas quando a luz passa pelas duas superfícies paralelas de uma amostra sob aquecimento uniforme (SATO & TAIRA, 2014). Nesta configuração as superfícies do material funcionam como um interferômetro de Fabry-Pérot. Apesar dos resultados precisos obtidos com esta técnica, esta é limitada a específicos comprimentos de onda por medida.

Técnicas utilizando interferometria de luz branca em amostras aquecidas podem ser ferramentas úteis para medidas precisas de dn/dT como função do comprimento de onda. Vários fabricantes de vidros e cristais com aplicação óptica fornecem as especificações ópticas destes materiais, incluindo valores de n e dn/dT . Contudo, apesar do controle durante o processo de produção, pequenas mudanças nestes parâmetros podem ocorrer, em algumas aplicações, estas diferenças podem ser críticas, exigindo medidas dinâmicas destes parâmetros antes da utilização nos dispositivos, para esta finalidade são necessárias técnicas versáteis e precisas.

Este trabalho tem como finalidade apresentar uma nova metodologia para calcular dn/dT através da medida de n em função do comprimento de onda fazendo uso de um interferômetro de Michelson configurado com uma fonte de luz branca com ampla abrangência espectral na região do visível, em uma única montagem experimental. Como materiais de análise foram utilizados duas amostras vítreas, FS e BK7. A escolha destas amostras foi feita pelo fato de ambas apresentarem as propriedades ópticas e termo-ópticas conhecidas e isto possibilita que o potencial da técnica desenvolvida neste trabalho seja avaliado em comparação com os dados apresentados pela literatura.

3.4.2. Aparato Experimental

Para medir o índice de refração em função da temperatura é utilizado o interferômetro de Michelson configurado como na Figura 3.2. Porém, assim como na seção 3.2.2., a fonte utilizada nesta montagem é uma lâmpada LED de LB de comportamento espectral indicado pela Figura 2.8a. Os materiais usados como amostras nestas medidas são os vidros FS e BK7, estas amostras apresentam superfícies paralelas e com espessuras de 1,25 mm e 0,97 mm, respectivamente. Para que ocorra o aquecimento das amostras estas eram acopladas em uma superfície de cobre a qual é aquecida por uma resistência de 50 W/50 Ω , o aquecimento da superfície junto a resistência é modulado por um Controlador de Temperatura da marca Lakeshore modelo 331 Temperature Controller. Este equipamento controla a passagem de corrente elétrica pela resistência para gerar o aquecimento e, com o auxílio de um termopar inserido na região próxima a passagem de luz pela amostra, a temperatura na região é monitorada e desta forma controlada. A amostra inserida na superfície aquecedora é posicionada em um dos braços do interferômetro. A configuração da amostra junto a superfície aquecedora está representada na Figura 3.12.

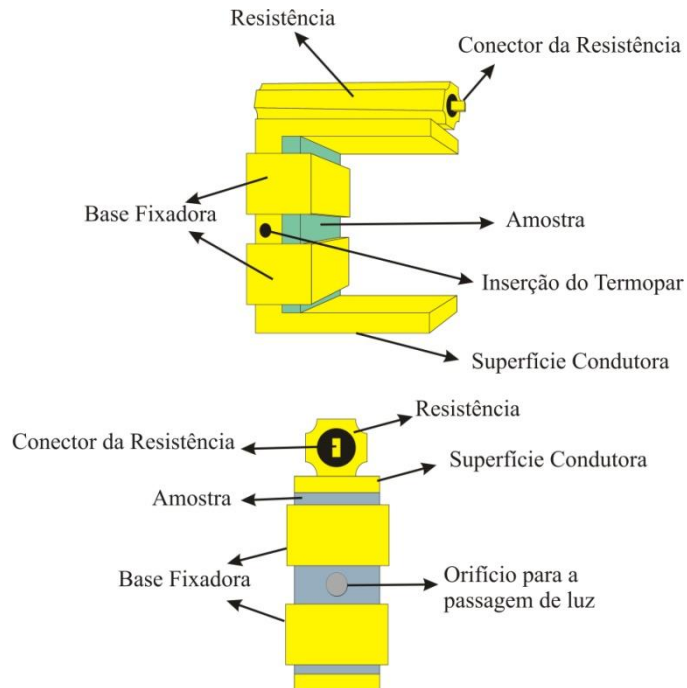


Figura 3.12: Esquema de montagem da superfície de aquecimento com a resistência e a amostra analisada.

O procedimento experimental inicial é similar ao apresentado na seção 3.2.2.. Primeiro é encontrado o valor da posição do espelho L_0 indicado pelo translador linear que é acoplado ao espelho. Em seguida a amostra é posicionada junto ao aquecedor no braço do interferômetro e o espelho torna a ser movido até que o padrão de interferência, junto com o comprimento de onda de equalização, possa ser observado. Com isto é possível medir a diferença espacial entre os braços do interferômetro (ΔL).

Para realizar as medidas dos coeficientes termo-ópticos das amostras, são feitos os seguintes procedimentos: após encontrar L_0 e definir o valor de L para cada amostra, as amostras foram aquecidas até a temperatura de 30°C. Com a temperatura da amostra estabilizada, a coleta do sinal do interferograma é feita, com a coleta do sinal para a primeira temperatura a amostra é novamente aquecida em 5°C e com a temperatura novamente estabilizada, outro sinal é coletado. Este procedimento é repetido até que a amostra atinja a temperatura de 100°C. Com o sinal do interferograma coletado para cada temperatura é possível calcular o índice de refração em função do comprimento de onda para amostra em cada temperatura e desta maneira encontrar a relação entre as duas grandezas. Um detalhe importante para que a dependência da variação do índice de refração seja apenas com a temperatura é que a espessura de cada amostra (d) seja corrigida pelos respectivos coeficientes de expansão térmica (α) (HERAEUS-

QUARTZGLAS, 2014; SCHOTT-GLASS-MADE-OF-IDEAS, 2014), a equação de correção pode ser dada por (ROCHA *et al.*, 2016):

$$d = d_0 + d_0 \alpha \Delta T. \quad (3.16)$$

3.4.3. Resultados e Discussões

Após obter o interferograma experimental e normalizar pelo espectro de emissão da fonte, o sinal é ajustado pelo método dos Mínimos Múltiplos Quadrados (MMQ), como demonstrado na seção 3.2.4., lembrando que para cada interferograma a espessura da amostra deve ser corrigida pela temperatura. Com isso o índice de refração espectral em função do comprimento de onda pode ser elaborado para cada amostra.

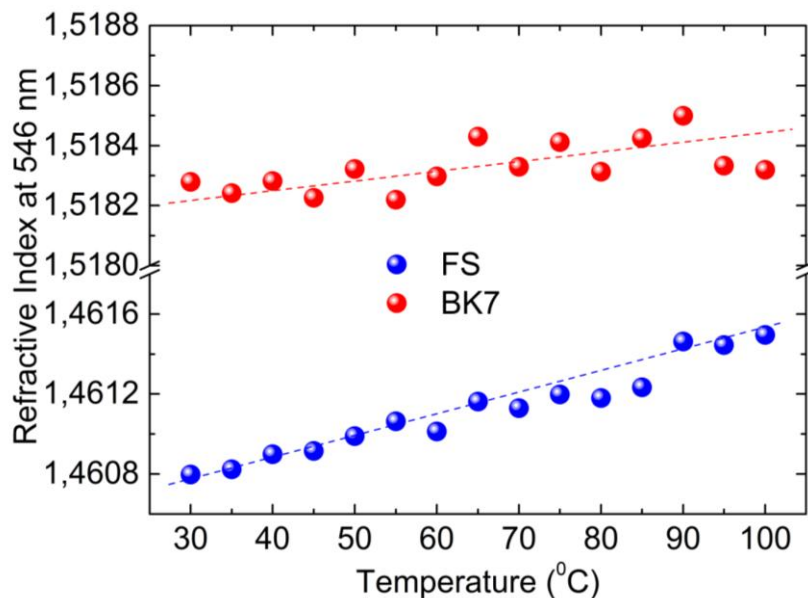


Figura 3.13: Curva do Índice de Refração na região de 546 nm em função da temperatura para amostras de FS e BK7 (ROCHA *et al.*, 2016).

A Figura 3.13 mostra a dependência do índice de refração com a temperatura para o comprimento de onda médio de 546 nm. Para ambas as amostras o comportamento apresentado foi de um crescimento linear do n com a temperatura, este comportamento é esperado tanto para o vidro FS quanto para o BK7 (BRÜCKNER, 1970). O valor do coeficiente termo-óptico (dn/dT) pode ser obtido por uma regressão linear do n pela temperatura. O valor do dn/dT calculado para o vidro FS na região de 546 nm foi de $11,3 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$, enquanto que a literatura fornece um valor de $10,7 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (BRÜCKNER, 1970), estes valores apresentam uma diferença de aproximadamente 5,0%. Para o vidro BK7 o valor do dn/dT calculado na mesma região espectral foi de $2,2 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$, quando

comparado com o valor esperado pela literatura de $2,1 \times 10^{-6} \text{K}^{-1}$ (SCHOTT-GLASS-MADE-OF-IDEAS, 2014), a diferença de valores fica em torno de 4,5%. Pelo fato da inclinação das duas curvas serem consideravelmente distintas, o espaçamento para as curvas de índice de refração em função da temperatura para as duas amostras foram diferenciados, sendo adotado um espaçamento menor para a amostra de BK7 com relação a amostra de FS.

Como pode ser observado na Figura 3.13 os valores de n apresentam um flutuação maior entorno da reta de ajuste para valores de maior temperatura. Este comportamento pode ser visualizado em termos dos resíduos do ajuste dos valores experimentais para as duas amostras de vidro, conforme mostrado na Figura 3.14. Pode-se notar que a diferença aparentemente cresce com o aumento da temperatura em torno de 60°C . Este comportamento pode ser explicado pela convecção de ar devido ao aquecimento ao redor da amostra e do aquecedor. Como a amostra não é isolada da atmosfera, o aquecimento é conduzido pelo ar, induzindo o movimento da camada de ar, o que pode ser detectado pelo interferograma espectral. Para que haja um aumento na precisão o aquecimento da amostra poderia ser feito em atmosfera controlada evitando assim a convecção do ar.

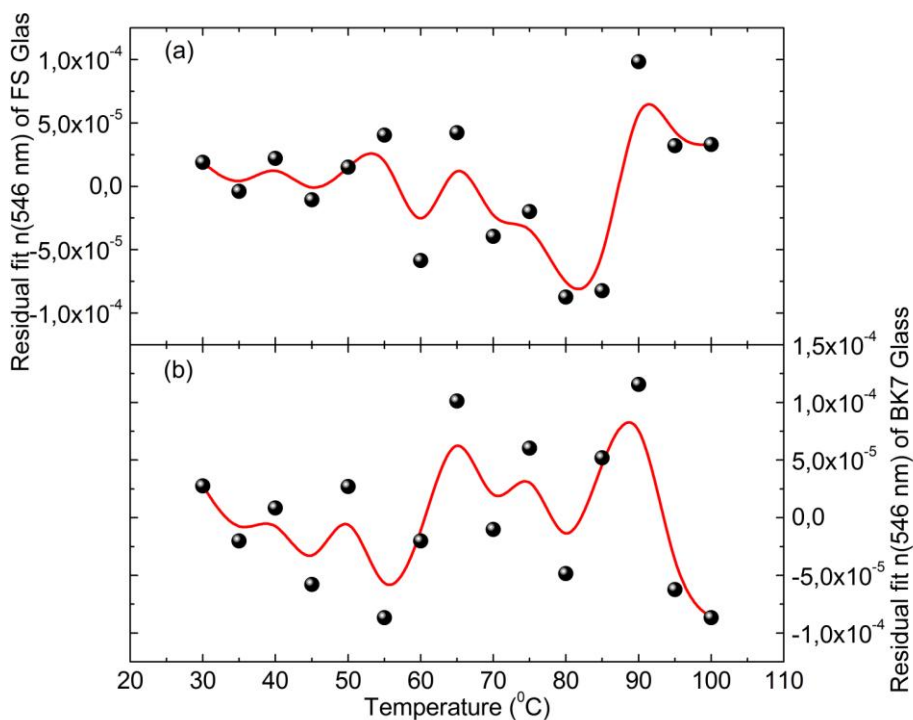


Figura 3.14: Distribuição dos resíduos do ajuste linear realizados nas curvas do índice de refração para 546 nm em função da temperatura nas amostras de FS e BK7 (ROCHA *et al.*, 2016).

3.4.4. Conclusão

O interferograma espectral foi utilizado como um eficiente método para determinar o índice de refração espectral bem como o coeficiente termo-óptico para os vidros FS e BK7 na região do visível. A técnica foi sensível o suficiente para distinguir os valores de n em temperaturas com diferença de $5,0^{\circ}\text{C}$. A precisão obtida para o dn/dT mostrou uma boa concordância com os valores anteriormente reportados pela literatura. Contudo, a convecção da camada de ar aquecido ao redor da amostra foi detectada no interferograma e com isto a precisão do método foi afetada, principalmente na região das temperaturas mais elevadas. Esta metodologia pode ser aplicada para diferentes amostras que apresentem transparência espectral na região analisada, desta maneira é possível encontrar o índice de refração em função da temperatura, sendo possível calcular valores de dn/dT através de um ajuste linear. Essa metodologia representa um importante avanço na precisa determinação destes parâmetros óptico e termo-óptico em materiais, pois pode cobrir uma ampla região espectral.

3.5. CÁLCULO DA DISPERSÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO PARA UMA AMOSTRA BIRREFRINGENTE

3.5.1. Introdução

Como já mencionado neste capítulo, o índice de refração é um importante parâmetro na caracterização de diferentes tipos de materiais de varias naturezas. Alguns tipos de materiais em particular apresentam dois índices de refração, para cada polarização da fonte de luz. Estes materiais são denominados materiais birrefringentes. Vários estudos vêm sendo elaborados com a intenção de medir esses índices de refração destes materiais.

O interferômetro de Michelson em diferentes configurações aplicados em materiais birrefringentes tem sido utilizado em medidas de dispersão de birrefringência de grupo em fibra óptica (HLUBINA *et al.*, 2003) e de cristais de calcita (HLUBINA & URBAŃCZYK, 2005) e quartzo (HLUBINA *et al.*, 2007) com espessuras conhecidas.

O objetivo desta parte do trabalho é estender o uso da técnica de interferometria de luz branca e a análise do interferograma espectral, presente nos trabalhos anteriores, para medir a dispersão do índice de refração nas posições ordinária e extraordinária em uma amostra de Rubi com espessura conhecida.

3.5.2. Aparato Experimental

Para a medida dos índices de refração para uma amostra anisotrópica, utilizou-se o interferômetro de Michelson configurado como mostrado na Figura 3.2. A fonte de luz utilizada é uma lâmpada alôgena de tungstênio de 12 V, 35 W com abrangência espectral demonstrado na Figura 3.3a. O diferencial desta configuração do interferômetro é a utilização de um polarizador posicionado entre a saída do interferômetro e a fibra óptica, conforme indicado na Figura 3.15.

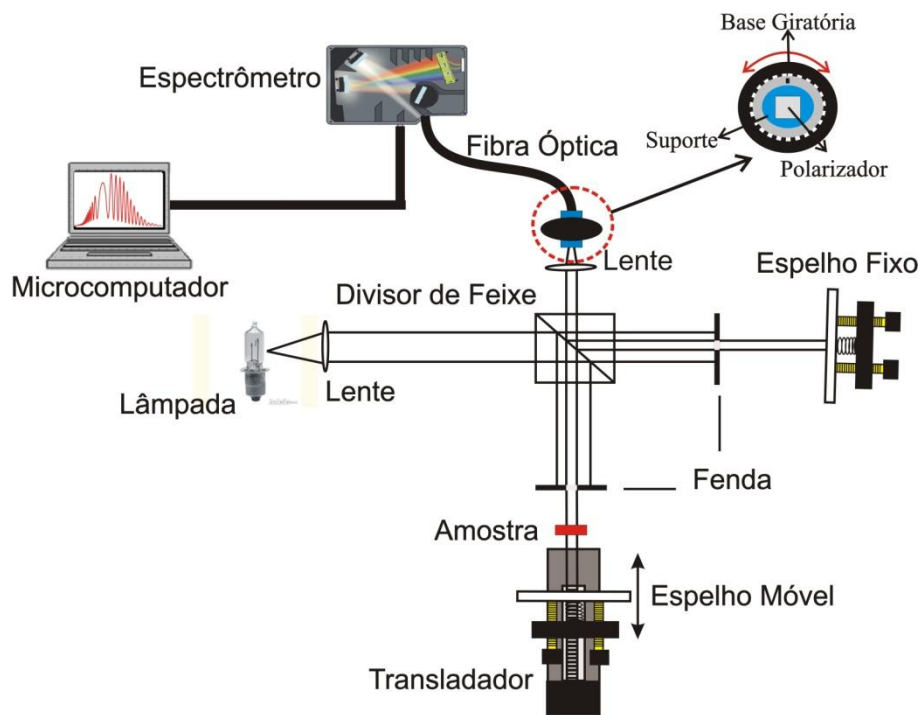


Figura 3.15: Interferômetro de Michelson configurado com fonte policromática e com polarizador acoplado a um base giratória inserido na saída do interferômetro.

O procedimento experimental inicial é similar ao apresentado na seção 3.2.2., primeiro é encontrado o valor inicial de L_0 referente à posição do espelho indicado pelo translador linear. Em seguida a amostra é posicionada em um dos braços do interferômetro e o espelho torna a ser movido até que o padrão de interferência possa ser observado. Com isto, é possível medir a diferença espacial entre os braços do interferômetro (ΔL). Porém, em uma amostra anisotrópica nota-se que para uma determinada posição L é observado mais de um comprimento de onda de equalização (λ_0). A Figura 3.16a mostra como é o sinal do interferograma, para uma amostra anisotrópica, sem inserir o polarizador.

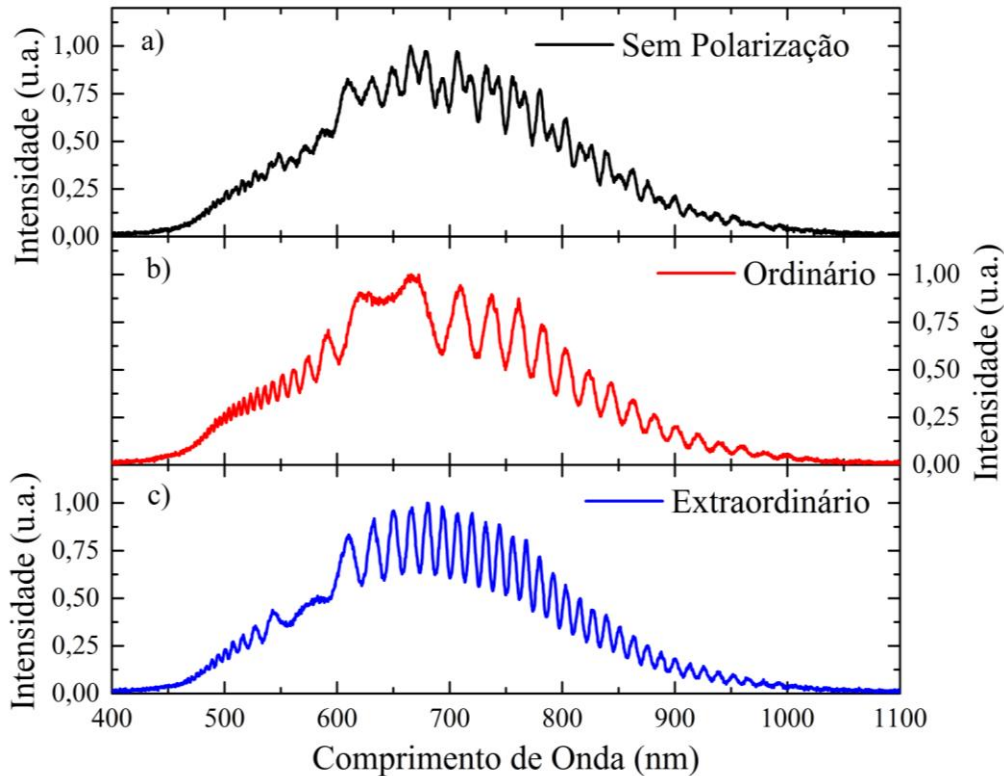


Figura 3.16: Interferograma espectral para uma amostra de Rubí a) sem polarização do sinal de saída, b) polarização priorizando a posição ordinária e c) extraordinária com relação aos planos cristalinos da amostra.

A amostra utilizada nesta parte do trabalho é uma amostra de $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Cr}^{3+}$ (Rubi) com espessura de 1,42 mm. Antes de posicionar o polarizador, verifica-se a orientação dos planos cristalinos da amostra, tendo esta informação o polarizador é posicionado de maneira que: primeiro permita a passagem de luz apenas da orientação ordinária (Figura 3.16b), com relação aos planos da amostra, nesta posição é coletado o sinal do interferograma. Posteriormente, o polarizador sofre uma rotação até a posição em que permita a passagem de luz na orientação extraordinária (Figura 3.16c), e assim um segundo interferograma é coletado. Com este procedimento é possível visualizar separadamente os dois interferogramas sobrepostos os quais a amostra apresenta.

3.5.3. Resultados e Discussões

Em posse dos sinais dos interferogramas coletados para as duas posições do polarizador, os sinais são normalizados pelo espectro de emissão da fonte, e assim a fase dos interferogramas é ajustada conforme a metodologia descrita na seção 3.2.4.. Com este procedimento, o índice de refração espectral pode ser obtido para cada eixo de polarização.

A Tabela 3.2 apresenta os valores dos parâmetros de *Cauchy* encontradas para as duas posições analisadas bem como os valores reportados pela literatura. Tanto para a

posição ordinária quanto para a extraordinária o valor de A_1 encontrado apresenta uma diferença, quando comparado com os valores reportados, na terceira casa decimal, isto leva a uma diferença de aproximadamente 0,04%. Analisando o valor calculado de A_2 para a posição ordinária, é observado uma diferença de 8,5% com relação ao valor reportado. Para a posição extraordinária a diferença entre os valores de A_2 encontrado neste trabalho e os valores apresentado pela literatura é de aproximadamente 9,2%.

Tabela 3.2: Valores dos parâmetros de *Cauchy*, A_1 e A_2 para a amostra de Rubi.

| Posição | A_1 | | $A_2(\text{nm}^2)$ | |
|----------------|----------------|------------|--------------------|------------|
| | Neste trabalho | Literatura | Neste trabalho | Literatura |
| Ordinária | 1,75211 | 1,75135* | 5325,24 | 5778,81* |
| Extraordinária | 1,74435 | 1,74359* | 5194,71 | 5670,50* |

*(BASS *et al.*, 2001)

A Figura 3.17 apresenta as curvas do índice de refração em função do comprimento de onda calculadas para as posições ordinária e extraordinária, nesta figura é possível também observar os valores para as posições informadas para a literatura (BASS *et al.*, 2001). Os valores dos índices de refração em 632,8 nm para as posições ordinária e extraordinária tiveram um desvio aproximado de 0,02% e 0,04%, respectivamente quando comparado com os valores reportados.

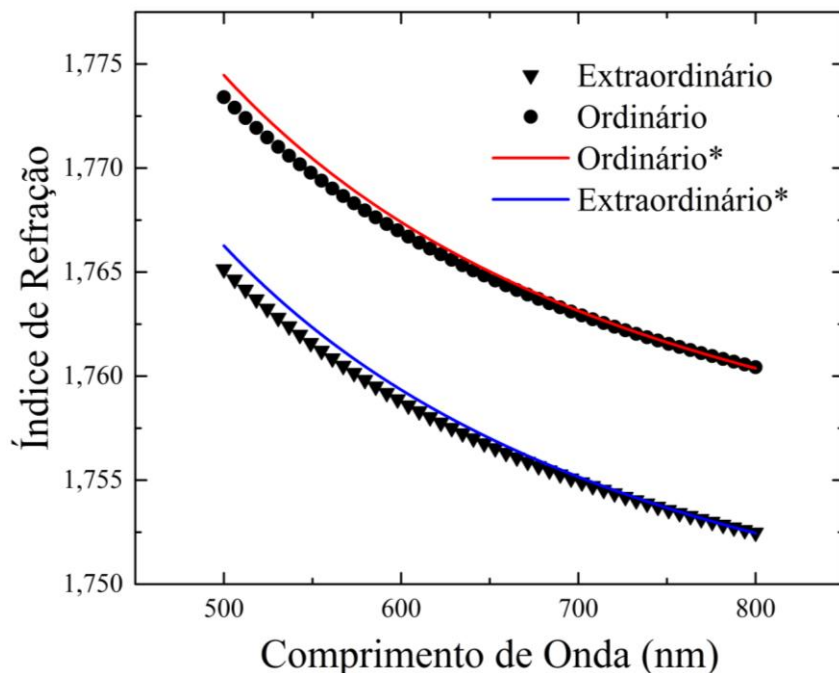


Figura 3.17: Os pontos do índice de refração, em função do comprimento de onda, calculadas para as posições ordinária e extraordinária de uma amostra de Rubi, e valores encontrados na literatura.

*(BASS *et al.*, 2001)

Observando a Figura 3.17, nota-se que para região espectral com comprimento de onda superior a 650nm os valores da curva do índice de refração calculados neste trabalho apresentam boa concordância com a curva fornecida pela literatura, tanto para a posição ordinária quanto para a extraordinária. Porém, em comprimentos de onda inferiores a 650nm, a curva apresenta uma crescente diferença, para ambas as posições cristalinas. Esta diferença pode ser explicada devido às concentrações de Cr^{3+} serem diferentes para a amostra analisada e os valores da literatura comparada. Assim é esperado que se há uma pequena variação ocasionada pela absorção óptica do material, a mesma pode induzir uma variação no índice de refração. Desta forma, esta técnica pode ser considerada uma ferramenta importante para detectar pequenas diferenças composicionais e estruturais de materiais.

3.5.4. Conclusão

Com a metodologia proposta neste trabalho, foi possível analisar separadamente os dois interferogramas espectrais e o efeito anisotrópico em uma amostra de Rubi e calcular os índices de refração para os eixos ordinários e extraordinários. Comparado os valores fornecidos pela literatura com valores aqui calculados, é notória a proximidade dos parâmetros de A_1 de Cauchy, porém os parâmetros A_2 apresentam uma divergência

superior a 5,0%. Este resultado indica, nas curvas do $n(\lambda)$, uma boa concordância na região espectral superior a 650 nm. Esta divergência se deve às concentrações do íon de Cr^{3+} que compõe o Rubi serem diferentes para as amostras comparadas. Isto mostra que esta técnica é capaz de detectar pequenas diferenças estruturais e de íons dopantes em materiais.

3.6. APLICAÇÃO DA INTERFEROMETRIA DE LUZ BRANCA NA ANÁLISE DE VIDROS TELURITOS DOPADOS COM ÍONS Er^{3+}

3.6.1. Introdução

Materiais vítreos dopados com íons terra-rara são estudados para a aplicação em diversas áreas, como displays luminescentes, LEDs, filtros ópticos, lentes e muitos outros. Os vidros teluritos dopados com íons de Er^{3+} , vem demonstrando interessantes propriedades ópticas para as aplicações mencionadas anteriormente (STROHHÖFER & POLMAN, 2003; FIGUEIREDO *et al.*, 2013).

A avaliação do potencial de aplicações ópticas dependem da determinação precisa dos parâmetros ópticos desses vidros, assim como a dependência desses parâmetros com a concentração de íons dopantes. O índice de refração destaca-se como um dos parâmetros mais importantes para aplicações anteriormente mencionadas.

Nesta seção será aplicada a técnica de interferometria de luz branca para obter o comportamento do $n(\lambda)$ para vidros teluritos dopados com diferentes concentrações de íon Er^{3+} para verificar a dependência $n(\lambda)$ em função da concentração do íon terra-rara na matriz vítrea.

3.6.2. Procedimento experimental

O aparato experimental utilizado é o mesmo descrito na seção 3.1.3. e esquematizado na Figura 3.2 e o procedimento experimental é similar ao apresentado na seção 3.2.2.. Inicialmente é encontrado o valor de L_0 do espelho. Em seguida a amostra é posicionada em um dos braços do interferômetro e o espelho torna a ser movido até que o padrão de interferência possa ser observado. Com isto é possível medir a ΔL . Como as amostras apresentam diferentes espessuras e diferentes concentrações do íon, a cada amostra foi medido um respectivo ΔL . O sinal do interferograma coletado para cada amostra após ser normalizado pelo sinal da fonte foi submetido ao mesmo tratamento aplicado na seção 3.2.4., com isto a curva do $n(\lambda)$ foi calculada.

A amostra utilizada nestas medidas foi o vidro Telurito (TL) dopado com Er^{3+} . A síntese dos vidros foi feita usando o seguinte percentual molar para as amostras dopadas Er_2O_3 : $(100-y) (0,8 \text{ TeO}_2 + 0,2 \text{ Li}_2\text{O}) + y$, sendo $y = 0,1; 0,3; 0,5; 1,0; 2,0; 4,0$.

3.6.3. Resultado e Discussões

Após o interferograma de cada amostra ser submetido ao procedimento descrito na seção 3.2.4. os valores dos parâmetros A_1 e A_2 foram obtidos e assim calculadas as curvas de $n(\lambda)$. A Tabela 3.3 mostra os valores encontrados para os parâmetros de Cauchy de cada amostra.

Tabela 3.3: Valores dos parâmetros de Cauchy, A_1 e A_2 para cada amostra de TL dopada com as respectivas concentrações de Er^{3+} .

| Concentração (%) | A_1 | A_2 (nm ²) |
|------------------|---------|--------------------------|
| 0,1 | 1,91642 | 31639,7 |
| 0,3 | 1,92642 | 31240,5 |
| 0,5 | 1,94440 | 30056,4 |
| 1,0 | 1,96884 | 28144,5 |
| 2,0 | 1,99940 | 25566,0 |
| 4,0 | 2,05620 | 25260,7 |

As curvas do $n(\lambda)$ para as respectivas amostras podem ser observadas na Figura 3.18a, nesta figura pode ser observada que há um aumento do índice de refração em função da concentração de Er^{3+} . Apesar desse aumento, observa-se também que a inclinação da curva diminui. A elevação no índice de refração e a queda da inclinação apresentada pela curva em função da concentração de Er^{3+} , são dependentes dos parâmetros A_1 e A_2 , respectivamente, da série de Cauchy conforme é mostrado na Tabela 3.3. Pode-se observar um aumento do parâmetro A_1 com a concentração, este parâmetro está diretamente relacionado com a absorção do material na região do infravermelho, é notado também uma diminuição de A_2 e este parâmetro se relacionada com a absorção do material na região do ultravioleta. Este efeito está associado à modificação estrutural do vidro que ocorre com a mudança na quantidade de dopante. A Figura 3.18b mostra o espectro de absorção em função da concentração de Er^{3+} na região UV. Nesta figura, observa-se que ocorre uma

diminuição da absorção na região proporcional a concentração do íon Er^{3+} , similarmente ao observado no índice de refração. Tal comportamento é consistente com as equações (2.103) e (2.104) e da Figura 2.19 que expressa o comportamento eletrônico de materiais para valores da frequência ω_0 próximos à ressonância.

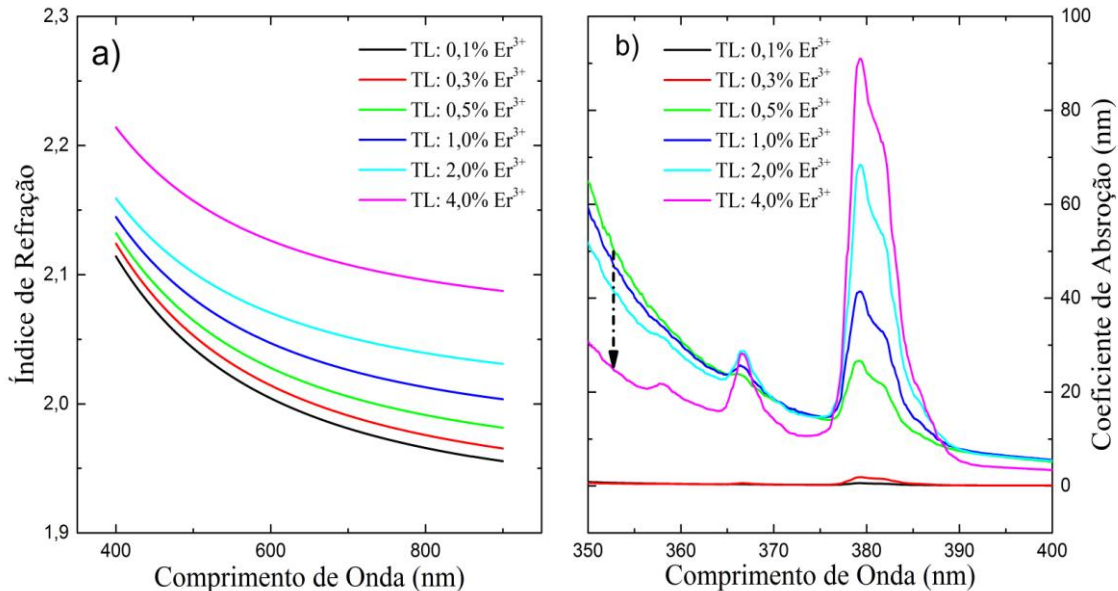


Figura 3.18: a) Curvas do $n(\lambda)$ e b) espectro do coeficiente de absorção para amostras de matriz TL dopada com diferentes concentrações de Er^{3+} .

A técnica foi eficaz para monitorar pequenas variações nos índices de refração, estas variações podem ser associadas as variações estruturais do material ocasionada pelo aumento de dopante na matriz vítrea, a mudança mais sutil observada foi entre as amostras TL:0,1% Er^{3+} e TL:0,3% Er^{3+} a qual apresentou para o comprimento de onda de 632nm uma diferença de 0,001 no índice de refração e como visto na seção 3.2. a técnica apresenta uma precisão de até 10^{-5} .

3.6.4. Conclusão

O acréscimo de íon terra-rara em uma matriz vítrea ocasiona uma alteração no índice de refração. Para que as pequenas mudanças sejam captadas a técnica de monitoramento do índice de refração deve ser sensível e precisa, ao longo deste trabalho a técnica aqui proposta vem se demonstrando precisa para pequenas variações no n . Este aumento ocorre devido à mudanças estruturais no vidro TL provocada pela adição de íons de Er^{3+} .

3.7. APLICAÇÃO DA TRANSFORMADA DE FOURIER DE JANELA NO INTERFEROGRAMA ESPECTRAL

3.7.1. Introdução

A interferometria espectral de luz branca baseia-se na observação de franjas de interferência, com resolução espectral longe de um ponto de fase estacionário (SÁINZ *et al.*, 1994), e envolve a medida da fase ou período espectral das franjas. A região espectral analisada pode ser registrada no domínio da frequência (número de onda) ou comprimento de onda e pode ser ou não estacionária.

Para o interferograma registrado no domínio de comprimento de onda, os algoritmos incluem um algoritmo de dois pontos (LIANG & GROVER, 1998), um algoritmo de transformada de Fourier (GUROV *et al.*, 2003; LI & LEE, 2006), um método de loop de fase-bloqueado (GUROV *et al.*, 2003) e especialmente para a região espectral de fase não estacionária, o método de filtragem de Kalman (GUROV *et al.*, 2004; HLUBINA *et al.*, 2006). Neste último caso, a fase espectral é reconstruída a partir do sinal de interferência espectral, que é obtido a partir do espectro registrado subtraindo o efeito do espectro de referência.

A transformada de Fourier de Janela (TFJ) pode ser escrita em termos de um algoritmo o qual pode mostrar como a fase de um interferograma não estacionário se altera ao longo do comprimento de onda. O espectrograma de um interferograma espectral, como expresso pela equação (2.81) e (3.9) pode fornecer informações sobre as regiões de transição de fase, e desta maneira, verificar o comportamento índice de refração conforme a fase do interferograma sofre mudanças ao longo do comprimento de onda, sem a necessidade de usar os modelos de *Cauchy* ou *Sellmeier* para escrever a fase espectral. Desta forma, a curva de dispersão óptica do material pode ser obtida sem a necessidade do uso prévio de um modelo matemático. Isso é importante para se analisar o comportamento do índice de refração em regiões em que há oscilações na fase do interferograma. As oscilações podem ser causadas por regiões de absorção óptica, pois a equação do índice de refração complexo (\tilde{n}) está relacionada com o índice de refração de fase e com o coeficiente de absorção (α) do material.

Esta seção tem como objetivo aplicar a TFJ em interferogramas de amostras que apresentam regiões de absorção óptica dentro da região espectral analisada do interferograma. Para isto será utilizada como material de análise vidros teluritos (TL)

dopados com diferentes concentrações de Er^{3+} , os quais foram analisados usando outra abordagem na seção 3.5. Estas amostras apresentam bandas de absorção óptica bem definidas região espectral do visível, as quais são características dos íons de Er^{3+} . Desta maneira, podemos verificar o comportamento da fase nestas regiões aplicando a TFJ e assim observar a dispersão óptica nas regiões de absorção por meio desta metodologia.

3.7.2. Aparato Experimental

3.7.2.1. Interferômetro de Michelson

O interferograma espectral foi obtido usando um interferômetro de Michelson configurado conforme mostrado na Figura 3.2. A fonte de luz utilizada é uma fonte de luz halogênia de 12V, 35W com abrangência espectral demonstrado na Figura 3.3a. O diferencial desta configuração com aquelas apresentadas nas seções experimentais descritas anteriormente é a utilização de um monocromador Horiba Jobin-Yvon iHR550 acoplado a uma ICC bidimensional de 1024x256 pixels Andor iStar 320, responsável por coletar o sinal de saída do interferômetro.

As amostras utilizadas nesta seção são as amostras de TL com as concentrações de 0,5; 1,0; 2,0 e 4,0% de Er^{3+} .

O procedimento experimental inicial é similar ao apresentado na seção 3.2.2., primeiro é encontrado o valor de L_0 do espelho. Em seguida a amostra é posicionada em um dos braços do interferômetro e o espelho torna a ser movido até que o padrão de interferência possa ser observado. Com isto é possível medir ΔL . Desta forma, cada amostra teve o respectivo interferograma coletado para análise.

3.7.2.2. Coeficiente de Absorção

A técnica de absorção óptica utilizada para encontrar o coeficiente de absorção, para o vidro TL dopado com as diferentes concentrações de Er^{3+} , é feita com um espectrofotômetro Varian CARY 50, operando com velocidade de 600 nm/min, intervalo de dados de 1,0 nm e tempo médio de 0,1 s e com capacidade espectral de 280 a 1100 nm. Após a coleta, o interferograma é normalizado pelo sinal de emissão da fonte, é obtido o interferograma espectral.

3.7.3. Transformada de Fourier de Janela

O interferograma não possui uma fase estacionária, mas depende da dispersão óptica dependente comprimento de onda. Contudo, a transformada de Fourier (TF) é

limitada para as funções na qual a fase seja uma função estacionária. Uma ferramenta matemática que pode extrair a fase não para interferogramas não estacionário é a TFJ (GUROV *et al.*, 2003; GUROV *et al.*, 2004):

$$F(u, \xi) = \int_{-\infty}^{+\infty} S_M(\lambda) \mathcal{G}(\lambda - u) e^{-j\xi\lambda} d\lambda, \quad (3.17)$$

tendo S_M como o sinal do interferograma, u como sendo o deslocamento no comprimento de onda, entre o início de cada janela, a modulação do interferograma é feito pela convolução da função de apodização escolhida $\mathcal{G}(\lambda)$. No presente estudo $\mathcal{G}(\lambda)$ é uma função gaussiana:

$$\mathcal{G}(\lambda) = e^{-\frac{\lambda^2}{2\sigma^2}}, \quad (3.18)$$

sendo σ é a relação de largura e meia altura da gaussiana.

3.7.4. Resultado e Discussões

3.7.4.1. Análise de σ e largura de janela

A TFJ pode ser caracterizada pela janela utilizada no processo matemático, isto é pela função, largura e sobreposição. Para uma janela de convolução estacionária, cada janela espectral obtida pela TFJ pode mostrar resoluções espectrais diferentes. Nesta seção será usada uma janela de formato gaussiano, e uma análise desses parâmetros da janela aplicada na transformada.

O primeiro estudo é feito sobre o parâmetro σ da gaussiana, para isto será mantido fixo o tamanho da janela, e o fator σ será variado de 1 a 6. O interferograma utilizado para realizar este tudo é o obtido para a amostra de TL:0,5% Er³⁺, a Figura 3.19 mostra o interferograma obtido para esta amostra.

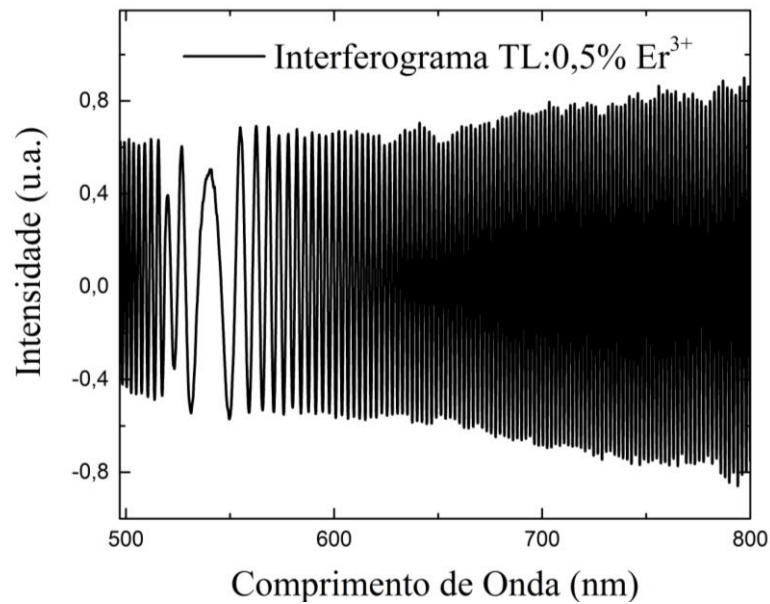


Figura 3.19: Interferograma espectral obtido para a amostra de TL dopado com 0.5% de Er^{3+} .

A Figura 3.20 mostra o resultado das TFJ aplicado no interferograma descrito na Figura 3.19. Na TFJ é mantido fixo uma janela de 25 nm e com deslocamento entre janelas de 0,5 nm. Conforme o fator σ aumenta a precisão no valor de ζ diminui, contudo a definição sobre as regiões de mudança de ζ aumenta. Desta forma um valor intermediário seria o valor que apresenta uma melhor resposta, tanto para o valor quanto para a variação de ζ ao longo do comprimento de onda. A resolução da TFJ além de depender dos parâmetros aqui analisados, depende também do número de pontos que formam o interferograma. Neste experimento o número de pontos de cada interferograma foi de 8000, o intervalo espectral entre cada ponto é de 0,1 nm. As inversões observadas próximas de 550 nm é a posição do comprimento de onda de equalização, nesta região o termo dentro do cosseno é considerado zero, e por este motivo o valor diminui até este referido comprimento de onda e começa a aumentar após passar por esta região, isto não representa uma anomalia na fase ou no índice de refração isto apenas apresenta em que região espectral está localizado o λ_0 .

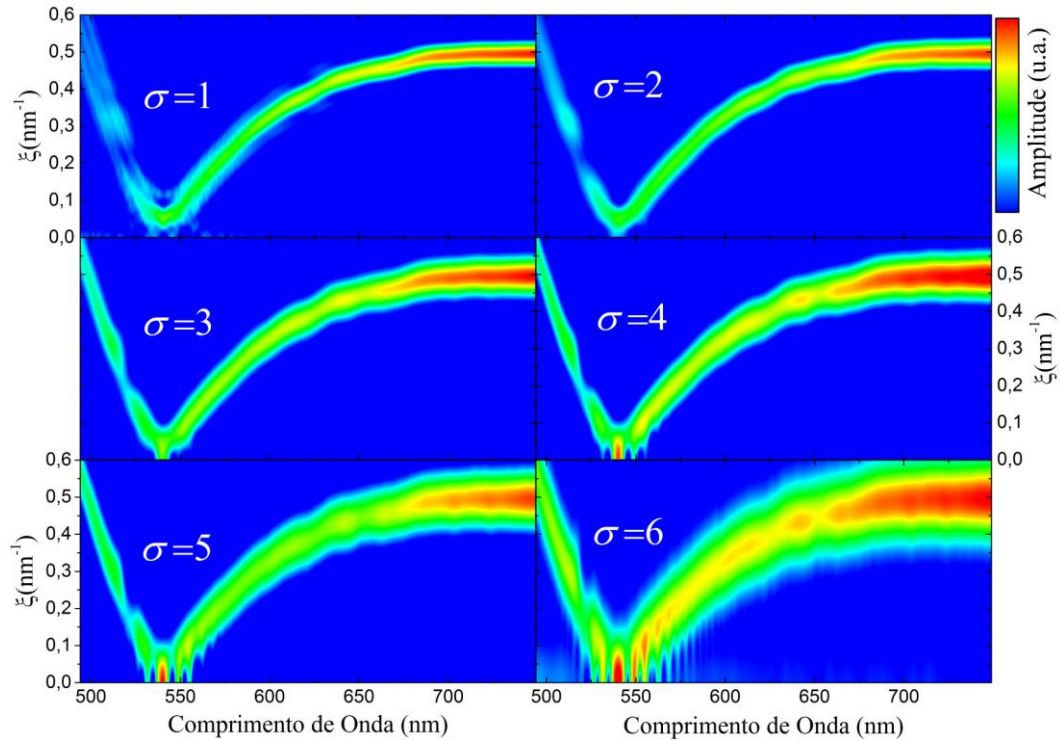


Figura 3.20: Transformada de Fourier de Janela aplicada ao interferograma espectral coletado de uma amostra de TL:Er³⁺, utilizando uma janela gaussiana de tamanho 25 nm e com o parâmetro σ variando de 1 a 6.

O segundo estudo foi realizado sobre o tamanho da janela de apodização, para isto o valor do fator σ é mantido fixo em 3 e o tamanho da janela é variado de 10 a 35 nm e com deslocamento entre janelas sendo 2,0% em relação a largura, conforme mostrado na Figura 3.21. Pode-se observar aqui também que, com o aumento da janela, há uma melhor precisão sobre o valor de ζ , porém apresenta uma maior incerteza em relação ao comprimento de onda, da mesma forma que observado no comportamento variando σ . Assim valores de σ e de largura de janela aplicada neste trabalho foram de 3 e 25 nm, respectivamente.

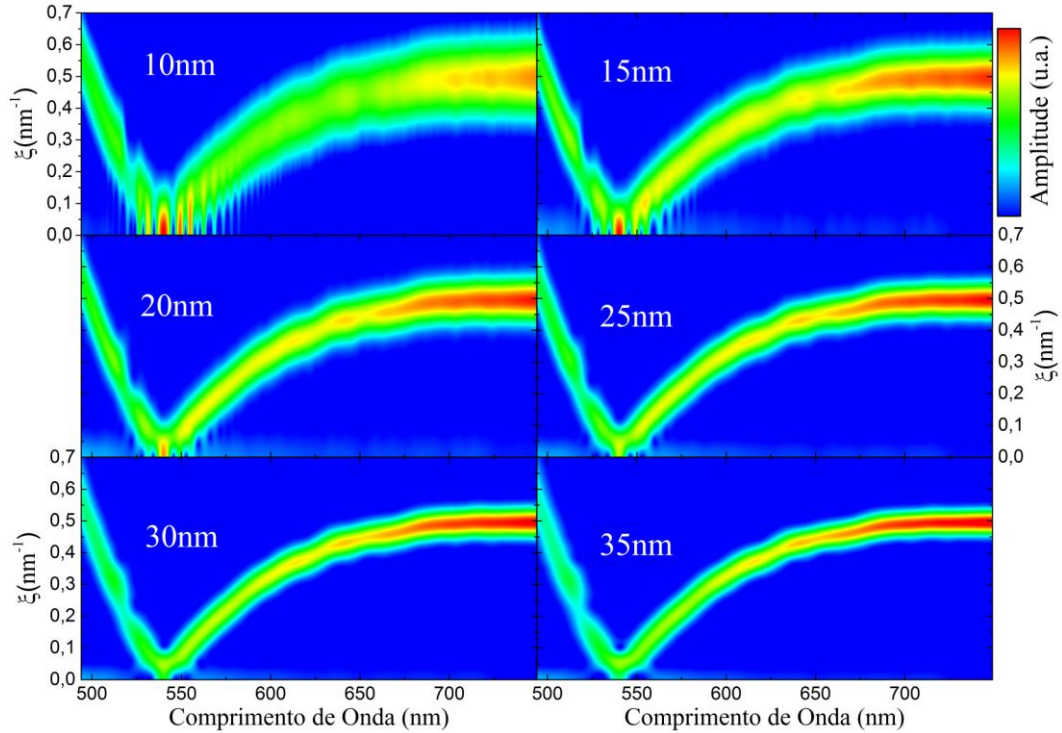


Figura 3.21: Transformada de Fourier de Janela aplicada ao interferograma espectral coletado de uma amostra de TL:Er³⁺, utilizando uma janela gaussiana de parâmetro σ igual a 3 e com janelas variando de 10 a 35 nm.

3.7.4.2. Coeficiente de Absorção para o TL com Er³⁺

Os resultados obtidos pelas medidas de absorção feitas pelo equipamento mencionado na seção 3.6.2.2. são normalizados pelas espessuras das amostras e assim as curvas do coeficiente de absorção ($\alpha(\lambda)$) puderam ser construídas. A Figura 3.22 apresenta o coeficiente de absorção para amostras de TL dopadas com diferentes concentrações de Er³⁺. O gráfico foi limitado a esta região espectral, pois é a região em que o interferograma é construído. As absorções observadas em 524 e 650 nm, são referentes as transições eletrônicas $^4I_{15/2} \rightarrow ^2H_{11/2}$, $^4F_{9/2}$, respectivamente e pode-se observar que a intensidade dessas bandas são proporcionais à concentração de Er³⁺ nas amostras. Estas são transições proibidas, e normalmente apresentam linhas finas, porém como a matriz é vítrea isto faz com que o comportamento dessas transições apresente um alargamento espectral.

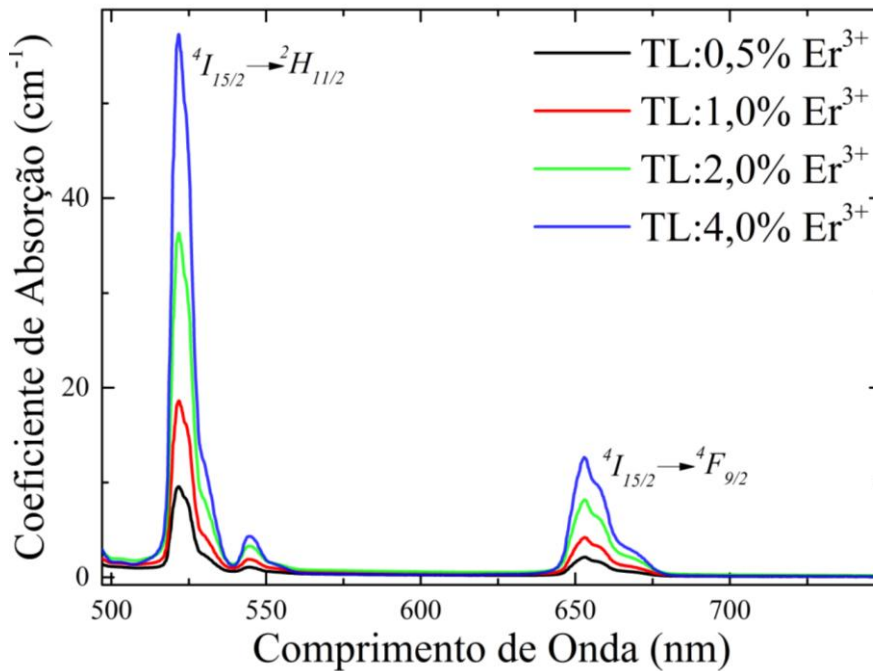


Figura 3.22: Coeficiente de absorção para as amostras de TL dopadas com diferentes concentrações de Er^{3+} .

3.7.4.3. TFJ aplicada em amostra de TL com diferentes concentrações de Er^{3+}

A TFJ foi aplicada, utilizando uma janela de formato gaussiano com largura de 25 nm, parâmetro σ igual a 3 e deslocamento entre janelas de 0,5 nm para todos os interferogramas coletados. A região do espectrograma que mostra o valor de ζ igual a zero é a posição espectral correspondente ao comprimento de onda de equalização, pois neste comprimento de onda não há diferença de caminho óptico e conseqüentemente a fase apresenta valor igual a zero. Como a equação (3.9) que descreve o interferograma espectral é uma função par ocorre uma inversão nos valores inferiores ao comprimento de onda de equalização para os quais a fase passa a ser negativa. Este efeito não é devido a amostra mas da posição escolhida para o comprimento de onda de equalização.

A Figura 3.23 mostra o espectrograma para cada amostra de TL dopada com diferentes concentrações de Er^{3+} . É possível observar que há uma oscilação de ζ nas regiões próximas de 540 e 650 nm. Nestas regiões, o ζ apresenta uma mudança a qual se torna mais acentuada com o aumento da concentração de Er^{3+} , nota-se que para amostra com menos concentrada do íon dopante, a variação em 650 nm é sutil, porém, para a amostra mais concentrada, a variação de ζ nesta mesma região é significativa. A Figura 3.24 mostra o espectrograma da amostra dopada com 1,0% de Er^{3+} , juntamente com o

coeficiente de absorção em função do comprimento de onda. Pode-se observar que variações de amplitude e de ξ coincidem com as posições das bandas de absorção óptica

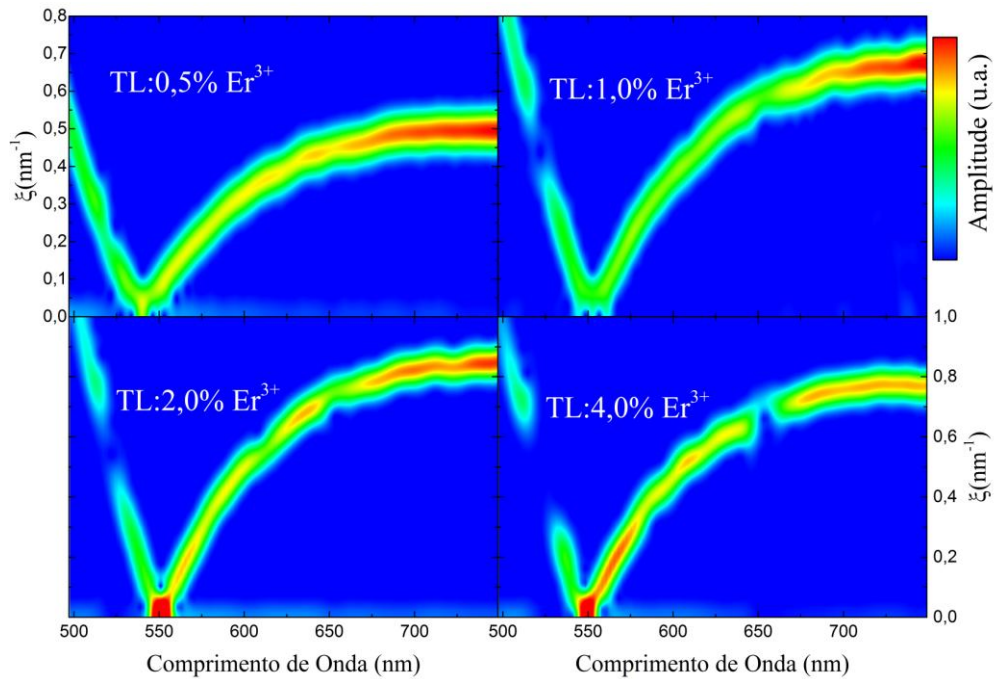


Figura 3.23: Transformada de Fourier de Janela aplicada ao interferograma espectral coletado de cada amostra de vidro TL dopado com as diferentes concentrações de Er^{3+} .

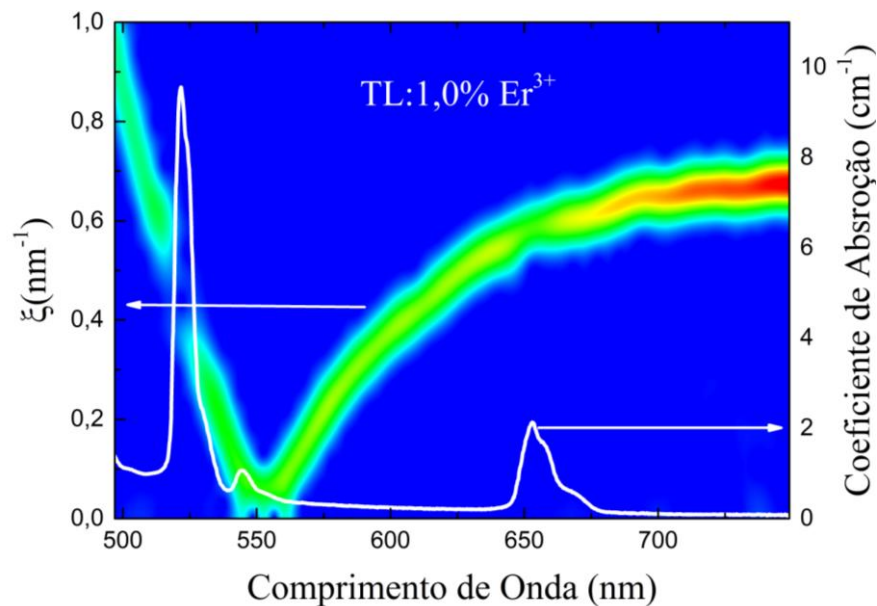


Figura 3.24: Espectrograma e coeficiente de absorção para a amostra de TL:1,0% Er^{3+} .

Pelas equações (2.103) e (2.104), pode-se afirmar que ambas as funções expressão o comportamento da constante dielétrica para uma região de ressonância do material. Por

este motivo tanto o espectrograma quanto o coeficiente de absorção são capazes de notar a região de ressonância apresentada pelo material.

O procedimento matemático da TFJ tem a capacidade de decompor o interferograma em diferentes funções $\xi_i(\lambda)$ que representam a função original antes da transformação. Estas funções podem ser identificadas pelas curvas de contorno que compõem o espectrograma, as quais possuem diferentes amplitudes, conforme mostrado na Figura 3.25.

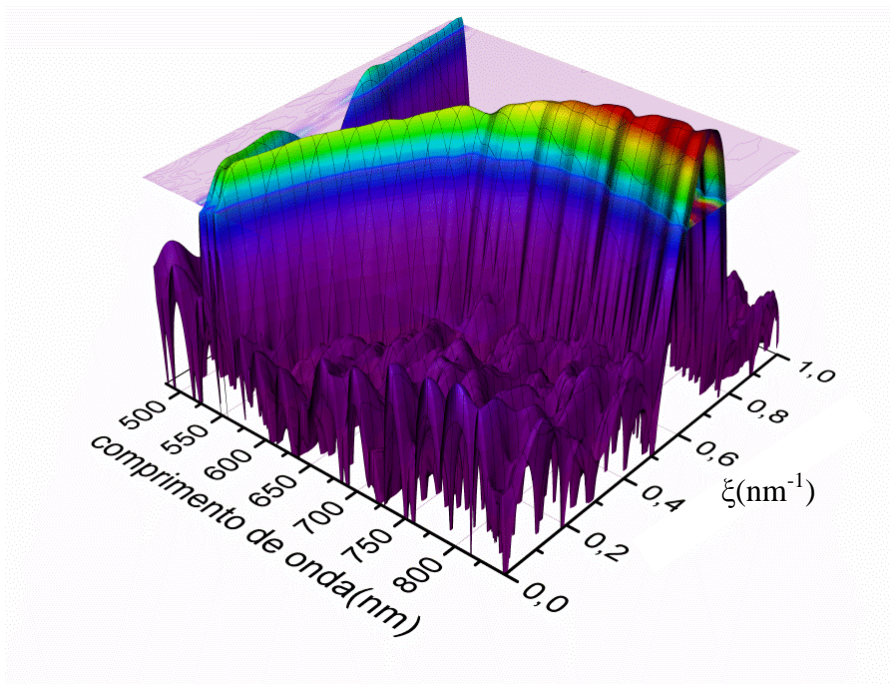


Figura 3.25: Visualização em 3D da Transformada de Fourier de Janela para uma amostra de TL:1,0% Er³⁺ e indicação da curva de contorno selecionada para calcular o índice de refração.

Assim a soma de todas as funções $\sum_i B_i \xi_i$, sendo B_i a amplitude de cada função, é proporcional a fase expressa na equação (2.84). As curvas de contorno de maiores amplitudes representam as fases principais do interferograma as quais foram originadas. Sendo assim, os termos $\xi_i(\lambda)$ de maiores intensidades estão relacionados ao índice de refração do material, conforme mostrado na equação:

$$\xi(\lambda) = \frac{1}{\lambda} \{2\Delta L + 2d[n(\lambda) - 1]\}. \quad (3.19)$$

Obtendo a curva de contorno para uma determinada intensidade próxima ao valor de amplitude máxima e calculando o índice de refração pela equação (3.19), obtém-se o espectro mostrado na curva da Figura 3.26a. É possível notar que há um aumento do

índice de refração que coincide com a absorção óptica do material. Esta região de ressonância é indicada pelo coeficiente de absorção que é uma função da componente imaginária do índice de refração complexo \tilde{n} . Pode-se observar que a dispersão anômala que aparece nas regiões de ressonância das bandas do Er^{3+} podem ser identificadas, as quais são crescentes com o aumento da concentração de dopante, como pode-se mostrar na Figura 3.26b. Esse comportamento é esperado teoricamente, como indicado pela Figura 2.19c.

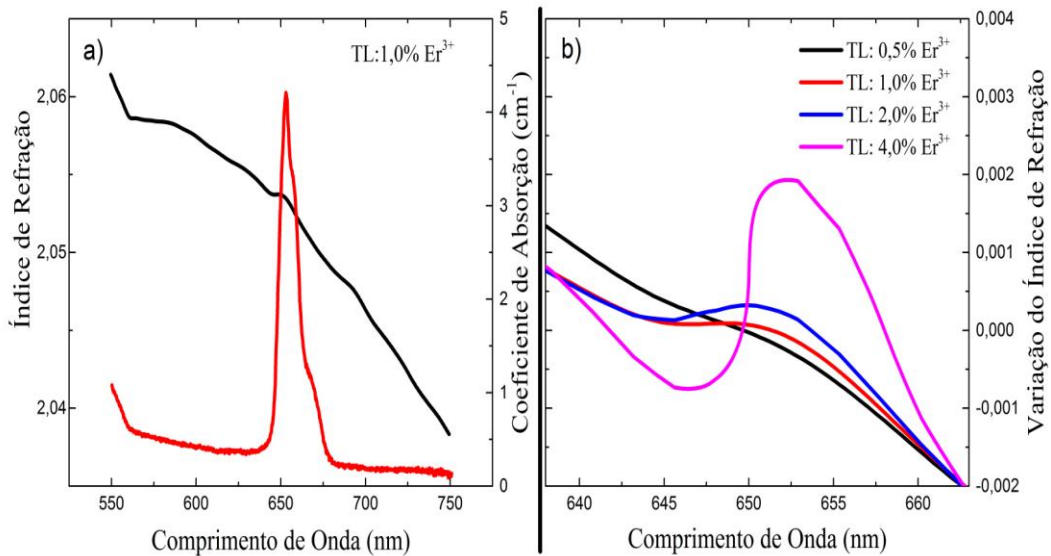


Figura 3.26: a) $n(\lambda)$ calculado a partir da curva de contorno resultante da Transformada de Fourier de Janela e Coeficiente de Absorção para uma amostra de TL dopada com 1,0% de Er^{3+} ; b) variação $n(\lambda)$ calculada para vidros TL dopados com diferentes concentrações de Er^{3+} .

Se for utilizado a curva do $n(\lambda)$ obtida na Figura 3.26a para expressar o interferograma espectral, aplicando a fase na equação (3.9) observa-se que o interferograma calculado é diferentes do interferograma coletado, como observado na Figura 3.27. Isto é esperado, uma vez que é utilizado apenas uma das curvas de contorno para calcular a fase espectral, e o interferograma coletado engloba todas as curvas de contorno presentes no resultado da TFJ.

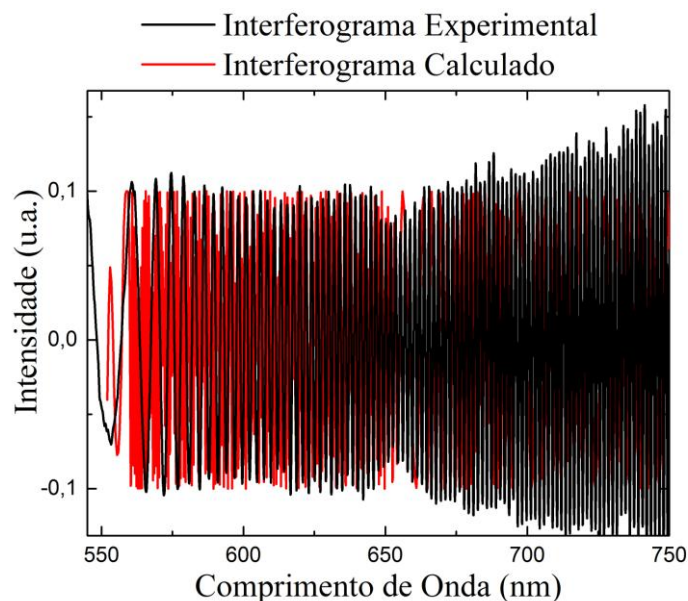


Figura 3.27: Interferograma espectral experimental e calculado por uma das curvas de contorno obtidas pelo resultado em 3D da TFJ para uma amostra de TL dopada com 1,0% de Er^{3+} .

Com estas observações é possível afirmar que a TFJ é uma ferramenta capaz de verificar mudanças no comportamento da fase espectral, quando aplicada em interferograma coletado por um interferômetro de Michelson configurado com uma fonte de luz branca. A variação na fase indica um efeito de dispersão anômala observado na variação no índice de refração de um material. Se o material apresentar região de ressonância dentro da região espectral avaliada pelo método de interferometria, a região de ressonância pode ser detectada pela variação da fase embutida dentro da resposta da TFJ. Esta metodologia se mostra interessante para verificar parâmetros dielétricos do material como a constante dielétrica e conseqüentemente a polarizabilidade eletrônica na região de ressonância.

3.7.5. Conclusão

No intuito de contribuir na área de espectroscopia óptica para caracterização de materiais, a interferometria de luz branca, de alta resolução, mostra-se muito poderosa para aplicação em caracterização óptica de materiais, como foi demonstrado na aplicação em vidros Telurito dopados com diferentes concentrações do íon Er^{3+} . A aplicação da Transformada de Fourier de Janela é empregada no sentido de verificar o comportamento da fase espectral. Como o contraste e a resolução do espectrograma resultante da TFJ depende das condições da janela utilizada, então o estudo da melhor dimensão da janela utilizada foi realizado. Este estudo mostra que uma janela com um tamanho de

aproximadamente 6,5% do tamanho da região espectral analisada apresenta um contraste e uma resolução que contempla tanto a variação da fase quanto o valor absoluto da mesma. Quando se compara o espectrograma de cada amostra dopada com as diferentes concentrações, nota-se que é possível observar um aumento na variação da fase nas posições espectrais referentes as regiões de absorção do material e isto indica que a técnica apresenta sensibilidade não apenas para se calcular o índice de refração do material em função do comprimento de onda, mas também é capaz de detectar regiões de absorção do material. É observado também que a técnica detectou variações da fase na região de absorção em amostras que não apresentaram banda de absorção pela técnica de absorção aplicada. Então é possível afirmar que a técnica de interferometria de luz branca, de alta resolução, aplicada juntamente com a ferramenta matemática TFJ, é uma metodologia inovadora e com alta sensibilidade para a caracterização de materiais dopados com íons terra-rara.

CAPÍTULO 4 - CONSIDERAÇÕES GERAIS

Durante a elaboração deste trabalho os índices de refração de fase e de grupo para uma amostra de Sílica Fundida (FS) foram obtidos. A medida do índice de refração de fase, feita com a configuração do interferômetro de Michelson em um comprimento de onda fixo em 632,8 nm, foi realizada, o valor encontrado nesta configuração foi de $1,457 \pm 0,001$. O cálculo do índice de refração de grupo em função do comprimento de onda ($N(\lambda)$) utilizando um interferômetro de Michelson configurado com uma fonte policromática foi elaborado. Com o ajuste da curva foi possível encontrar os parâmetros de Sellmeier para a amostra e assim calcular o índice de refração de fase em função do comprimento de onda ($n(\lambda)$), o valor encontrando apresentou uma precisão na ordem de 10^{-5} . Quando comparado os valores calculados pelas duas configurações experimentais com o valor fornecido pelo fabricante, nota-se que ambos estão de acordo com o esperado, porém os valores encontrados através dos parâmetros de Sellmeier apresentam uma melhor exatidão. Assim, os valores do índice de refração de fase podem ser calculados por interferometria utilizando tanto configurações monocromáticas quanto policromática. Porém o modo policromático demonstra-se mais promissor uma vez que apresenta um menor erro e uma maior exatidão, bem como a capacidade de fornecer valores de índice de refração para uma ampla região espectral em apenas uma única medida, tornando a obtenção deste parâmetro óptico mais completo e relativamente rápido.

Foram calculados os valores do índice de refração em função do comprimento de onda para uma ampla região espectral, neste caso de 475 nm a 775 nm, tanto para uma amostra de FS quanto para a amostra de boro-silicato (BK7). Foram utilizados desta vez os parâmetros Cauchy os quais foram calculados por meio do ajuste do interferograma espectral coletado na saída do interferômetro de Michelson. Os valores obtidos para estes parâmetros foram próximos aos valores fornecidos pela literatura e pelo fabricante. Estes resultados indicam que a metodologia proposta para a obtenção do interferograma espectral, bem como os cálculos para o ajuste do interferograma tornam-se ferramentas importantes e robustas nos estudos de caracterização óptica de materiais, pois fornecem de forma direta os parâmetros para se calcular os valores de $n(\lambda)$ de cada amostra.

Como o interferograma espectral se demonstrou eficiente para se determinar $n(\lambda)$ a mesma metodologia foi aplicada para se determinar o coeficiente termo-óptico (dn/dT) das

amostras de vidros FS e BK7 na região do visível. A técnica foi sensível o suficiente para distinguir os valores de n em temperaturas com diferença de $5,0^{\circ}\text{C}$. A precisão obtida para o dn/dT mostrou uma boa concordância com os valores anteriormente reportados pela literatura. Contudo, a convecção da camada de ar aquecido ao redor da amostra foi detectada no interferograma e com isto a precisão do método foi afetada, principalmente na região das temperaturas mais elevadas. Esta metodologia pode ser aplicada para diferentes amostras que apresentem transparência espectral na região analisada, desta maneira é possível encontrar o índice de refração em função da temperatura, sendo possível calcular valores de dn/dT através de um ajuste linear.

Com a metodologia proposta neste trabalho, foi possível analisar separadamente os dois interferogramas espectrais e o efeito anisotrópico em uma amostra de Rubi e assim calcular os índices de refração para os eixos ordinários e extraordinários apresentados pela amostra. Comparado os valores fornecidos pela literatura com valores aqui calculados, é notória a proximidade dos parâmetros de A_1 de Cauchy, porém os parâmetros A_2 apresentam uma divergência superior a $5,0\%$. Este resultado indica, nas curvas do $n(\lambda)$, uma boa concordância na região espectral superior a 650 nm . Esta divergência é atribuída às concentrações do íon de Cr^{3+} que compõe o Rubi serem diferentes para as amostras comparadas. Isto mostra que esta técnica é capaz de detectar pequenas diferenças estruturais provocadas por íons dopantes em materiais.

O acréscimo de íon terra-rara em uma matriz vítrea ocasiona uma alteração no índice de refração. Para que as pequenas mudanças sejam captadas a técnica de monitoramento do índice de refração deve ser sensível e precisa, ao longo deste trabalho a técnica aqui proposta vem se demonstrando precisa para pequenas variações no n . Por este motivo a técnica foi aplicada para se verificar a mudança no $n(\lambda)$ em amostra de vidro Telurito (TL) dopados com diferentes concentrações de íons de Er^{3+} . Foi possível observar um aumento no $n(\lambda)$ a medida em que ocorre a adição de íons de Er^{3+} . Neste contexto foi possível avaliar através dos parâmetros de Cauchy informações na região em que ocorre o limite de transparência do material (A_2), bem como sobre a região de absorção no infravermelho do mesmo (A_1), estas informações agregam relevância sobre a técnica e sobre a metodologia proposta ao longo deste trabalho.

No intuito de contribuir na área de espectroscopia óptica para caracterização de materiais, a interferometria de luz branca, de alta resolução, mostra-se muito poderosa para aplicação em caracterização óptica de materiais, como foi demonstrado na aplicação em

vidros Telurito dopados com diferentes concentrações do íon Er^{3+} . A aplicação da Transformada de Fourier de Janela é empregada no sentido de verificar o comportamento da fase espectral. Como o contraste e a resolução do espectrograma resultante da TFJ depende das condições da janela utilizada, então o estudo da melhor dimensão da janela utilizada foi realizado. Este estudo mostra que uma janela com um tamanho de aproximadamente 6,5% do tamanho da região espectral analisada apresenta um contraste e uma resolução que contempla tanto a variação da fase quanto o valor absoluto da mesma. Quando se compara o espectrograma de cada amostra dopada com as diferentes concentrações, nota-se que é possível observar um aumento na variação da fase nas posições espectrais referentes as regiões de absorção do material e isto indica que a técnica apresenta sensibilidade não apenas para se calcular o índice de refração do material em função do comprimento de onda, mas também é capaz de detectar regiões de absorção do material. É observado também que a técnica detectou variações da fase na região de absorção em amostras que não apresentaram banda de absorção pela técnica de absorção aplicada. Então é possível afirmar que a técnica de interferometria de luz branca, de alta resolução, aplicada juntamente com a ferramenta matemática TFJ, é uma metodologia inovadora e com alta sensibilidade para a caracterização de materiais dopados com íons terra-rara.

REFERÊNCIAS

BARBOUR, N.; SCHMIDT, G. Inertial sensor technology trends. **IEEE Sensors Journal**, v. 1, n. 4, p. 332-339, 2001. ISSN 1530-437X.

BASS, M.; VAN STRYLAND, E. W.; WILLIAMS, D. R.; WOLFE, W. L. **Handbook of optics**. McGraw-Hill New York, 2001.

BEDNAREK, S. Prism with a variable refraction angle and refractive index. **Physics Education**, v. 28, n. 4, p. 256, 1993. ISSN 0031-9120.

BORN, M.; WOLF, E. **Principles of Optics: Electromagnetic theory of propagation, interference, and diffraction of light**. Oxford: Pergamon Press, 1964.

BRÜCKNER, R. Properties and structure of vitreous silica. I. **Journal of non-crystalline solids**, v. 5, n. 2, p. 123-175, 1970. ISSN 0022-3093.

CAMPOS, J. L. **MULTIPLEXAGEM E PROCESSAMENTO DE SINAIS DE SENSORES DE FIBRA ÓPTICA**. 1992. (Doutorando). Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Porto.

CAPANEMA, W. A.; YUKIMITU, K.; MORAES, J. C. S.; SANTOS, F. A.; FIGUEIREDO, M. S.; SIDEL, S. M.; REYNOSO, V. C. S.; SAKAI, O. A.; MEDINA, A. N. The structure and optical dispersion of the refractive index of tellurite glass. **Optical Materials**, v. 33, n. 11, p. 1569-1572, 2011. ISSN 0925-3467.

CARVALHO, T. C. D. O. **Análise e Implementação de Métodos Aplicados aos Sinais Variantes no Tempo Presentes em Sistemas Elétricos de Potência**. 2013. (Doutorado). Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, Universidade Federal de Minas Gerais, Belo Horizonte.

DORRER, C.; BELABAS, N.; LIKFORMAN, J.-P.; JOFFRE, M. Spectral resolution and sampling issues in Fourier-transform spectral interferometry. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 17, n. 10, p. 1795-1802, 2000/10/01 2000.

ENDO, T.; YASUNO, Y.; MAKITA, S.; ITOH, M.; YATAGAI, T. Profilometry with line-field Fourier-domain interferometry. **Optics Express**, v. 13, n. 3, p. 695-701, 2005/02/07 2005.

FENIMORE, D. L.; SCHEPLER, K. L.; ZELMON, D.; KÜCK, S.; RAMABADRAN, U. B.; VON RICHTER, P.; SMALL, D. Rubidium titanyl arsenate difference-frequency generation and validation of new Sellmeier coefficients. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 13, n. 9, p. 1935-1940, 1996/09/01 1996.

FIGUEIREDO, M. S.; SANTOS, F. A.; YUKIMITU, K.; MORAES, J. C. S.; SILVA, J. R.; BAESSO, M. L.; NUNES, L. A. O.; ANDRADE, L. H. C.; LIMA, S. M.

Luminescence quantum efficiency at 1.5 μm of Er^{3+} -doped tellurite glass determined by thermal lens spectroscopy. **Optical Materials**, v. 35, n. 12, p. 2400-2404, 2013. ISSN 0925-3467.

GABOR, D. Theory of communication. Part 1: The analysis of information. **Journal of the Institution of Electrical Engineers-Part III: Radio and Communication Engineering**, v. 93, n. 26, p. 429-441, 1946. ISSN 2054-0604.

GUROV, I.; ERMOLAEVA, E.; ZAKHAROV, A. Analysis of low-coherence interference fringes by the Kalman filtering method. **Journal of the Optical Society of America A**, v. 21, n. 2, p. 242-251, 2004/02/01 2004.

GUROV, I.; HLUBINA, P.; CHUGUNOV, V. Evaluation of spectral modulated interferograms using a Fourier transform and the iterative phase-locked loop method. **Measurement Science and Technology**, v. 14, n. 1, p. 122, 2003. ISSN 0957-0233.

HARIHARAN, P. Optical interferometry. **Reports on Progress in Physics**, v. 54, n. 3, p. 339, 1991. ISSN 0034-4885.

HARIHARAN, P. In: (Ed.). **Basics of Interferometry** Second edition. Burlington: Academic Press, 2007. ISBN 978-0-12-373589-8.

HECHT, E. **Schaum's outline of theory and problems of optics**. New York: McGraw-Hill, 1975.

HERAEUS-QUARTZGLAS. **Quartz Glass for Optics Data and Properties** 2014.

HLUBINA, P. Experimental demonstration of the spectral interference between two beams of a low-coherence source at the output of a Michelson interferometer. **Journal of Modern Optics**, v. 44, n. 1, p. 163-173, 1997/01/01 1997. ISSN 0950-0340.

HLUBINA, P. White-light spectral interferometry with the uncompensated Michelson interferometer and the group refractive index dispersion in fused silica. **Optics Communications**, v. 193, n. 1-6, p. 1-7, 2001. ISSN 0030-4018.

HLUBINA, P.; CIPRIAN, D.; KNYBLOVÁ, L. Direct measurement of dispersion of the group refractive indices of quartz crystal by white-light spectral interferometry. **Optics Communications**, v. 269, n. 1, p. 8-13, 2007. ISSN 0030-4018.

HLUBINA, P.; CIPRIAN, D.; LUŇÁŇEK, J.; LESŇÁK, M. Dispersive white-light spectral interferometry with absolute phase retrieval to measure thin film. **Optics Express**, v. 14, n. 17, p. 7678-7685, 2006/08/21 2006.

HLUBINA, P.; LUŇÁČEK, J.; CIPRIAN, D.; CHLEBUS, R. Windowed Fourier transform applied in the wavelength domain to process the spectral interference signals. **Optics Communications**, v. 281, n. 9, p. 2349-2354, 2008. ISSN 0030-4018.

HLUBINA, P.; MARTYNKIEN, T.; URBAŃCZYK, W. Dispersion of group and phase modal birefringence in elliptical-core fiber measured by white-light spectral interferometry. **Optics Express**, v. 11, n. 22, p. 2793-2798, 2003/11/03 2003.

HLUBINA, P.; URBAŃCZYK, W. Dispersion of the group birefringence of a calcite crystal measured by white-light spectral interferometry. **Measurement Science and Technology**, v. 16, n. 6, p. 1267, 2005. ISSN 0957-0233.

JACKSON, D. A. Monomode optical fibre interferometers for precision measurement. **Journal of Physics E: Scientific Instruments**, v. 18, n. 12, p. 981, 1985. ISSN 0022-3735.

KAPLAN, A.; RUSCHIN, S. Layout for polarization insensitive modulation in LiNbO₃/waveguides. **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, v. 6, n. 1, p. 83-87, 2000. ISSN 1077-260X.

KEDENBURG, S.; VIEWEG, M.; GISSIBL, T.; GIESSEN, H. Linear refractive index and absorption measurements of nonlinear optical liquids in the visible and near-infrared spectral region. **Optical Materials Express**, v. 2, n. 11, p. 1588-1611, 2012/11/01 2012.

LEE, J. Y.; KIM, D. Y. Versatile chromatic dispersion measurement of a single mode fiber using spectral white light interferometry. **Optics Express**, v. 14, n. 24, p. 11608-11615, 2006/11/27 2006.

LI, Y.-P.; LEE, C.-C. All-fiber Mach–Zehnder interferometer for DWDM filter direct group-delay measurement. **Optics Communications**, v. 265, n. 2, p. 406-410, 2006. ISSN 0030-4018.

LIANG, Y.; GROVER, C. P. Modified white-light Mach–Zehnder interferometer for direct group-delay measurements. **Applied Optics**, v. 37, n. 19, p. 4105-4111, 1998/07/01 1998.

MONTEIRO, J. M. **MÉTODOS DE INTERFEROMETRIA PARA INSPECÇÃO NÃO DESTRUTIVA**. 2012. (Doutorado). Faculdade de Engenharia, Universidade do Porto, Porto.

MOSS, G. E.; MILLER, L. R.; FORWARD, R. L. Photon-Noise-Limited Laser Transducer for Gravitational Antenna. **Applied Optics**, v. 10, n. 11, p. 2495-2498, 1971/11/01 1971.

PAWLUCZYK, R. Modified Brewster angle technique for the measurement of the refractive index of a DCG layer. **Applied Optics**, v. 29, n. 4, p. 589-592, 1990. ISSN 1539-4522.

PORTE, H.; GOREL, V.; KIRYENKO, S.; GOEDGEBUER, J.-P.; DANIAU, W.; BLIND, P. Imbalanced Mach-Zehnder interferometer integrated in micromachined silicon substrate for pressure sensor. **Journal of lightwave technology**, v. 17, n. 2, p. 229, 1999.

QIAN, K. Windowed Fourier transform for fringe pattern analysis. **Applied Optics**, v. 43, n. 13, p. 2695-2702, 2004/05/01 2004.

QIAN, K. Two-dimensional windowed Fourier transform for fringe pattern analysis: Principles, applications and implementations. **Optics and Lasers in Engineering**, v. 45, n. 2, p. 304-317, 2007. ISSN 0143-8166.

REITZ, J. R.; MILFORD, F. J.; CHRISTY, R. W. **Fundamentos da teoria eletromagnética**. Editora Campus, 1982.

RICHERZHAGEN, B. Interferometer for measuring the absolute refractive index of liquid water as a function of temperature at 1.064 μm . **Applied Optics**, v. 35, n. 10, p. 1650-1653, 1996/04/01 1996.

ROCHA, A. C. P.; SILVA, J. R.; LIMA, S. M.; NUNES, L. A. O.; ANDRADE, L. H. C. Measurements of refractive indices and thermo-optical coefficients using a white-light Michelson interferometer. **Applied Optics**, v. 55, n. 24, p. 6639-6643, 2016/08/20 2016.

SAIDA, T.; HOTATE, K. General formula describing drift of interferometer fiber-optic gyro due to Faraday effect: reduction of the drift in twin-depo-I-FOG. **Journal of lightwave technology**, v. 17, n. 2, p. 222, 1999.

SÁINZ, C.; JOURDIAN, P.; ESCALONA, R.; CALATRONI, J. Real time interferometric measurements of dispersion curves. **Optics Communications**, v. 110, n. 3, p. 381-390, 1994/08/15 1994. ISSN 0030-4018.

SANTOS, F.; VAZ, M.; MONTEIRO, J. A new set-up for pulsed digital shearography applied to defect detection in composite structures. **Optics and Lasers in Engineering**, v. 42, n. 2, p. 131-140, 2004. ISSN 0143-8166.

SANTOS, J. L. C. O. **Medições de Microdeslocamentos com o Interferômetro de Michelson**. 1989. (Mestrado). Faculdade de Ciências, Universidade do Porto, Porto.

SATO, Y.; TAIRA, T. Highly accurate interferometric evaluation of thermal expansion and dn/dT of optical materials. **Optical Materials Express**, v. 4, n. 5, p. 876-888, 2014/05/01 2014.

SCHNELL, U.; GRAY, S.; DÄNDLIKER, R. Dispersive white-light interferometry for absolute distance measurement with dielectric multilayer systems on the target. **Optics Letters**, v. 21, n. 7, p. 528-530, 1996/04/01 1996.

SCHOTT-GLASS-MADE-OF-IDEAS. **Optical Glass Data Sheets** 2014.

SILVA, J. R. **ESTUDO DE LENTE TÉRMICA E GANHO ÓPTICO NOS VIDROS ALUMINOSILICATOS DE CÁLCIO DOPADOS COM TiO_2** . 2009. (Mestrado). Departamento de Física, Universidade Estadual de Maringá, Maringá.

SILVA, K. C.; SAKAI, O. A.; STEIMACHER, A.; PEDROCHI, F.; BAESSO, M. L.; BENTO, A. C.; MEDINA, A. N.; LIMA, S. M.; OLIVEIRA, R. C.; MORAES, J. C. S.; YUKIMITU, K.; ARAÚJO, E. B.; PETROVICH, M.; HEWAK, D. W. J. Temperature and wavelength dependence of the thermo-optical properties of tellurite and chalcogenide glasses. **Journal of Applied Physics** v. 102, n. 7, p. 073507, 2007.

STROHHÖFER, C.; POLMAN, A. Absorption and emission spectroscopy in Er³⁺–Yb³⁺ doped aluminum oxide waveguides. **Optical Materials**, v. 21, n. 4, p. 705-712, 2003. ISSN 0925-3467.

TIPLER, P. A.; MOSCA, G. **FÍSICA PARA CIENTISTAS E ENGENHEIROS - Vol2 ELETRICIDADE E MAGNETISMO, ÓPTICA.**ELETRICIDADE E MAGNETISMO, ÓPTICA. 6ª Edição. LTC, 2009. 556.

TSELIKOV, A.; DE ARRUDA, J.; BLAKE, J. Zero-crossing demodulation for open-loop Sagnac interferometers. **Journal of lightwave technology**, v. 16, n. 9, p. 1613, 1998.

WELFORD, W. T. **Optics**. Oxford University Press, 1988.

WILLER, U.; BLANKE, T.; SCHADE, W. Difference frequency generation in AgGaS₂: Sellmeier and temperature-dispersion equations. **Applied Optics**, v. 40, n. 30, p. 5439-5445, 2001/10/20 2001.

YU, F. T.; KHOO, I. C. **Principles of Optical Engineering: Solutions Manual**. John Wiley & Sons, Incorporated, 1990.

APÊNDICE A – INTERFACE GRÁFICA PARA A OBTENÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO A PARTIR DO INTERFEROGRAMA ESPECTRAL

Os procedimentos matemáticos utilizados para calcular os parâmetros de Cauchy são realizados a partir de uma interface gráfica, elaborada em na plataforma LabVIEW. A interface pode ser visualizada na Figura A.1, nesta interface está demonstrado as regiões para inserir os valores do comprimento de onda de equalização, espessura da amostra e a variação do caminho espacial, é possível também importar de outra plataforma os dados que formam o interferograma. Há a possibilidade de o software fornecer a curva do índice de refração de fase e de grupo, e também o ajuste final do interferograma.

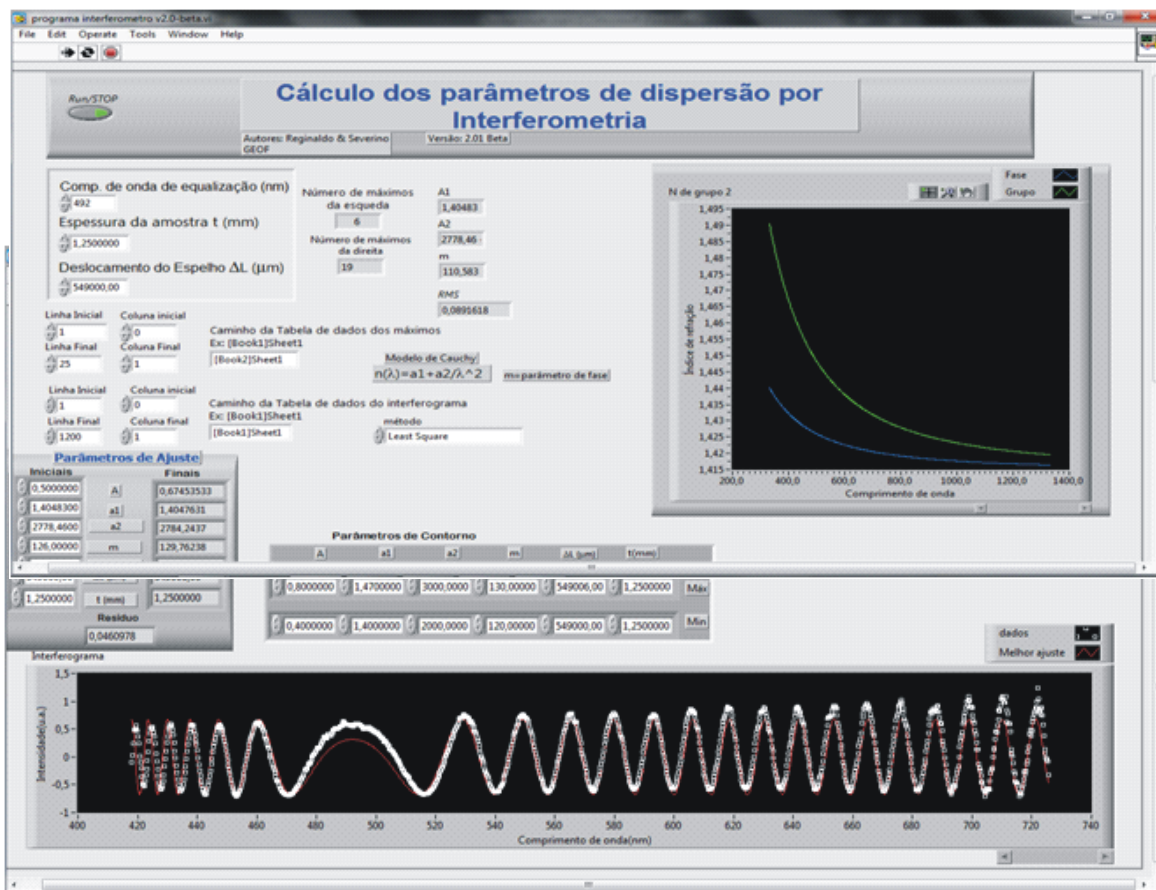


Figura A.1: Interface do software utilizado para obter os parâmetros de Cauchy através do interferograma espectral.

APÊNDICE B – CORREÇÃO DA POSSÍVEL FALTA DE PARALELISMOS DAS FACES DE UMA AMOSTRA

Para que os resultados sejam obtidos com uma ótima precisão é necessário que a amostra analisada possua as faces perfeitamente paralelas, caso o paralelismo não seja de qualidade a diferença de caminho óptico que possa ser gerada pela forma da amostra deve sofrer uma correção, esta correção é realizada medindo-se o n da amostra em uma dada posição e posterior obtendo novas medidas provocando uma rotação na amostra de 180° , nesta posição novos dados são coletados, após este procedimento torna-se a movimentar a amostra de forma que a face antes de frente ao espelho móvel aponte para o lado posterior, e nesta posição realiza-se novas medidas, após este procedimento a amostra é sujeita a uma nova rotação de 180° e assim uma novas medida é realizada. Com este procedimento as imperfeições de paralelismo das amostras as quais gera uma diferença de caminho óptico para cada posição, podem ser corrigidas pelo espelho ajustável e através de uma média do deslocamento apresentado pelo motor de passos para as quatro posições medidas da amostra o valor correto do deslocamento do motor é obtido. Desta forma é possível medir o n com precisão.

A Figura B.1 apresenta uma amostra com ausência de paralelismo entre as faces e a correção feita com o espelho ajustável em dois posicionamentos, para se analisar a diferença de caminho apresentado pelo feixe de luz.

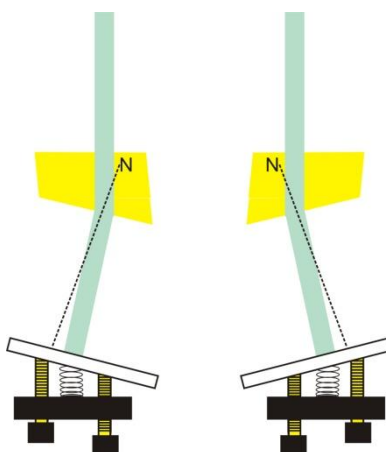


Figura A.1: Esquema para correção de caminho óptico realizado em duas posições para uma amostra com ausência de paralelismo entre as faces.