

Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Instituto de Física

Espectroscopia Óptica Não Linear Interferométrica em Anel
Antirressonante

Vinícius Castro Ferreira

Porto Alegre

2014

Vinícius Castro Ferreira

Espectroscopia Óptica Não Linear Interferométrica em Anel Antirressonante

Trabalho de Conclusão de Curso realizado sob a orientação do Prof. Dr. Ricardo Rego Bordalo Correia e apresentado ao Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul como requisito parcial para obtenção do título de Bacharel em Física.

Banca examinadora:

Professor Dr. Ricardo Rego Bordalo Correia
Orientador, Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Professor Dr. Henri Ivanov Boudinov
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Professor Dr. Antonio Endler
Universidade Federal do Rio Grande do Sul

Porto Alegre, 01 de junho de 2014.

“Marco Polo descreve uma ponte, pedra por pedra.

– Mas qual é a pedra que sustenta a ponte? – Perguntou Kublai Khan.

*– A ponte não é sustentada por esta ou aquela pedra – responde Marco –,
mas pela curva do arco que estas formam.*

Kublai Khan permanece em silêncio, refletindo. Depois acrescenta:

– Por que falar das pedras? Só o arco me interessa.

Polo responde:

– Sem pedras o arco não existe.”

Agradecimentos

A jornada de estudante não é nada fácil, por isso faço questão de agradecer a todos que de alguma forma contribuíram para a conclusão desta etapa.

Primeiramente, quero agradecer à minha família. Irmã, madrinha, primos e principalmente meus pais. Esses dois grandes sábios amigos deram toda a estrutura necessária para o seu filho conseguir o que conseguiu. De alguma forma, mostraram que o conhecimento é fascinante, ensinando-me a questionar o mundo. Pai e mãe: esta graduação também é de vocês!

Agradeço à minha namorada, grande amiga, que me acompanhou ao longo de todos esses anos. Compartilhou comigo as risadas, os divertimentos e soube escutar alguns lamentos, alegrias e fascinações da física mesmo sem compreender a mecânica quântica.

Aos amigos de Canoas, com os quais muitas vezes não me fiz presente, agradeço as risadas, os ensaios, as discussões existenciais, os passeios e inúmeras batatas fritas divididas.

As pessoas que conheci na UFRGS e se tornaram grandes amigos, agradeço as risadas após o RU, aos cafés divididos, ao auxílio na graduação, as discussões e todos os consolos recebidos enquanto não conseguia “alinhar o feixe”.

Aos professores e aos funcionários do Instituto de Física, dou-lhes meu grande obrigado pela paciência, pela dedicação e auxílio no ensino e na formação.

Ao meu orientador, pela paciência e por reexplicar os questionamentos mesmo quanto dizia, após longas discussões, que não havia entendido. E aos colegas do laboratório de Laser e Óptica, que conheci timidamente e hoje se tornaram amigos, compartilhando auxílios, dúvidas, risadas e prestando atenção nos momentos que expliquei meu raciocínio sobre o trabalho executado.

Agradeço as outras pessoas, que mesmo de forma indireta, auxiliaram-me na conclusão desta etapa da vida. Dou a todos o meu muito obrigado.

Resumo

Este trabalho abordará uma breve descrição de fenômenos óticos não lineares. Serão apresentados aspectos básicos de determinação do índice de refração não linear via técnica de z-scan e um estudo do interferômetro de Sagnac. Propondo a utilização da técnica de z-scan dentro do tal arranjo interferométrico, demonstraremos matematicamente as vantagens do acoplamento destes dois arranjos. Por fim, alguns dados experimentais obtidos juntamente com as considerações finais e o andamento do projeto.

Abstract

Non-linear optical phenomena will be addressed in this work. Basic aspects of determination of the nonlinear refractive index by z-scan technique and a study of the Sagnac interferometer will be introduced. We propose using the z-scan technique within such interferometric arrangement to theoretically demonstrate the advantages of these two coupling arrangements. Finally, we include some experimental data obtained with the final considerations and research progress.

Índice

1 – Introdução	7
<hr/>	
2 – Ótica não linear	
<hr/>	
2.1 – Introdução	9
2.2 – Teoria perturbativa	10
2.3 – Geração de harmônicos	11
2.4 – Índice de refração não linear	12
2.5 – Autofocalização e autodesfocalização	14
2.6 – Lentes térmicas	15
<hr/>	
3 – Interferômetro de Sagnac	
<hr/>	
3.1 – Introdução	17
3.2 – Anel antirressonante	18
3.3 – Campos contrapropagantes	20
<hr/>	
4 – Técnica de Z-scan	
<hr/>	
4.1 – Introdução	23
4.2 – Técnica	23
4.3 – Efeitos eletrônicos	24
4.4 – Efeitos térmicos	27
4.5 – Saturação de absorção	28
<hr/>	
5 – Espectroscopia óptica não linear interferométrica em anel antirressonante	
<hr/>	
5.1 – Introdução	30
5.2 – Tratamento do feixe gaussiano	30
5.3 – Espectroscopia	31
5.4 – Montagem experimental	34
<hr/>	
6 – Dados experimentais e análise dos resultados	
<hr/>	
6.1 – Introdução	37
6.2 – Análise do raio do feixe	37
6.3 – Aproximação de w_0 e z_0	39
6.4 – Curva de z-scan	41
6.5 – Saturação de absorção	43
<hr/>	
7 – Conclusões e considerações finais	45
<hr/>	
8 – Bibliografia	47
<hr/>	

Capítulo 1

Introdução

A luz sempre foi tema de grande admiração e estudo na física. A ótica experimental propicia praticidade em montagens de arranjos experimentais para realização de diversas técnicas de caracterização e manipulação de materiais.

A espectroscopia ótica consiste no estudo da constituição, estrutura e dinâmica de diversos materiais através de interação do meio com a luz.

Com o advento do laser surgiram muitos experimentos que utilizavam e estudavam a ótica não linear. Efeitos não lineares são observados quando as ondas eletromagnéticas interagentes em um meio possuem amplitudes elevadas tornando tais interações dependentes da intensidade do feixe de incidência.

É possível observar diversos fenômenos interessantes não lineares, por exemplo, a autoindução de lentes. A técnica de z-scan foi proposta para determinar o índice de refração não linear de um meio através da autoindução de uma lente em amostras por um feixe gaussiano. Tal técnica tem uma estrutura simples e propicia a determinação direta do índice de refração.

Interferência é um fenômeno que demonstra o caráter ondulatório da luz. Sendo sempre fascinante, interferômetros tem grande utilidade na visualização deste fenômeno. O físico francês Sagnac propôs uma montagem interferométrica em anel que possibilitou a medição da velocidade da luz e da velocidade de rotação da Terra. Atualmente, montagens semelhantes são utilizadas em satélites de geoposicionadores, GPS.

Introduzir o interferômetro de Sagnac na técnica de z-scan pode realizar uma grande melhoria na determinação do índice de refração não linear. Sendo a montagem proposta por Sagnac estável, acredita-se que possa ser confeccionado um interferômetro compacto e robusto a fim de ser inserido facilmente sobre a técnica de z-scan.

Após esta breve abordagem dos tópicos, serão apresentados e discutidos os dados experimentais e as facilidades, vantagens e problemas encontrados no desenvolvimento do projeto.

Capítulo 2

Ótica não linear

2.1 Introdução

A ótica não linear abrange os estudos quais as propriedades ópticas da matéria são modificadas pelos campos eletromagnéticos que nela propagam. Quando as ondas eletromagnéticas possuem amplitudes elevadas, o meio de propagação responde de uma forma não linear à interação. Usualmente, os potenciais atômicos de um material cristalino são aproximados por potenciais harmônicos. Quando se trata de altas amplitudes em feixes a resposta do meio ocorrerá de forma não harmônica, podendo ser observados diversos fenômenos não explicados pela ótica linear.

Nas baixas intensidades dos campos, as interações com um material podem ser caracterizadas pelo índice de refração e pelo coeficiente de absorção, que são parâmetros fixos dependentes do meio. Trabalhando com intensidades não desprezíveis quando comparados com os campos elétricos intramoleculares, que são da ordem de $E_{mol} = 10^{10} V/m$ (equivalente a $27,2 V/a_0$, onde a_0 representa o raio de Bohr), faz-se necessário um tratamento não linear da interação [1]. Para feixes de intensidade superiores aos campos elétricos intramoleculares, a teoria perturbativa utilizada no desenvolvimento da ótica não linear deste trabalho não é válida.

As amplitudes dos campos considerados são ainda perturbativas, i.e., além de corresponder a uma pequena distorção do potencial harmônico eletrônico, os efeitos dos campos magnéticos correspondentes ainda são bem inferiores aos dos campos elétricos. Portanto, para os cálculos será considerada somente a componente elétrica da onda eletromagnética.

2.2 Teoria perturbativa

A polarização macroscópica \mathbf{P} induzida por um meio através da propagação de uma onda elétrica \mathbf{E} é dada pela equação

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}(t), \quad (2.1)$$

onde ε_0 é a constante de permissividade elétrica do vácuo e χ é o tensor susceptibilidade elétrica do meio. Esta equação pode ser expandida em uma série de potências do tipo

$$\mathbf{P}(t) = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E}(t) + \chi^{(2)} \mathbf{E}(t)\mathbf{E}(t) + \chi^{(3)} \mathbf{E}(t)\mathbf{E}(t)\mathbf{E}(t) + \dots), \quad (2.2)$$

podendo ser interpretada como uma soma de polarizações em diversas ordens:

$$\mathbf{P}(t) = \mathbf{P}^{(1)}(t) + \mathbf{P}^{(2)}(t) + \mathbf{P}^{(3)}(t) + \dots \quad (2.3)$$

Para baixas intensidades do campo elétrico, as respostas observadas são lineares, sendo satisfeitas sua análise pela polarização linear $\mathbf{P}^{(1)}(t)$. Já para altas intensidades dos campos, as ordens superiores da polarização contribuirão na resposta do meio em relação a um campo elétrico aplicado. A susceptibilidade linear, $\chi^{(1)}$, é muito maior que as demais susceptibilidades de ordens maiores. Desta forma, para os termos não lineares da susceptibilidade serem significativos, $\chi^{(2)}$, $\chi^{(3)}$ e etc, é necessário campos muito elevados [2]. Todos os termos da susceptibilidade são uma característica intrínseca do material.

As moléculas e átomos de um material estão interagindo entre si, dando estrutura à matéria, através de potenciais de interação que podem ser representados por redes. São chamados de materiais simétricos aqueles que possuem uma rede onde a polarização será a mesma para duas ou mais posições de uma direção simétrica em relação ao feixe que está aplicando o campo elétrico. Por exemplo, quando a polarização for igual nas posições (x, y, z) e $(-x, -y, -z)$, estando estas duas dentro do material com rede simétrica. Com um meio com simetria radial da rede, ao coincidir o centro da simetria no eixo propagação do feixe, também é válida a condição da polarização ser idêntica para o campo elétrico para posições radiais r e $-r$. Portanto, para materiais centrossimétricos, ocorrerá uma compensação da polarização induzida pelo campo propagante. Desta forma, é possível observar que:

$$\mathbf{P}(-\mathbf{E}) = -\mathbf{P}(\mathbf{E}). \quad (2.4)$$

Expandindo o lado direito da equação (2.4):

$$\mathbf{P}(-\mathbf{E}) = \varepsilon_0 [\chi^{(1)}(-\mathbf{E}) + \chi^{(2)}(-\mathbf{E})(-\mathbf{E}) + \chi^{(3)}(-\mathbf{E})(-\mathbf{E})(-\mathbf{E}) + \dots] . \quad (2.5)$$

Como a susceptibilidade e a constante de permissividade elétrica são invariantes pela simetria, para que as equações (2.4) e (2.5) sejam coerentes é necessário que:

$$\chi^{(2)} = \chi^{(4)} = \chi^{(n_{par})} = 0 . \quad (2.6)$$

Isto também ocorre com em gases, líquidos e sólidos amorfos pelo mesmo raciocínio da resposta simétrica da polarização.

Por fim, para materiais com uma simetria característica onde $\chi^{(n_{par})} = 0$, a resposta da polarização não linear ocorrerá da forma

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{EEE} + \chi^{(5)} \mathbf{EEEEEE} + \dots) . \quad (2.7)$$

2.3 Geração de harmônicos

Considerando o caso mais simples para o campo elétrico incidente no meio como sendo uma onda monocromática do tipo senoidal

$$\mathbf{E}(t) = E_0 \cos(\omega t) . \quad (2.8)$$

É possível substituir (2.8) na equação da polarização (2.7) e desprezar os termos de maiores que a terceira ordem, obtendo

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t) + \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t) + \frac{1}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(3\omega t) , \quad (2.9)$$

onde foi utilizada a relação trigonométrica $\cos^3(\omega t) = \frac{1}{4} \cos(3\omega t) + \frac{3}{4} \cos(\omega t)$.

Nota-se que a frequência do terceiro termo da polarização macroscópica do meio difere da frequência do campo elétrico aplicado. Este processo é conhecido como *geração de terceiro harmônico*. Tal processo pode ser interpretado, numa representação corpuscular da luz, como a absorção de três fótons de energia $\hbar\omega$ e a emissão de somente um fóton de energia $3\hbar\omega$. Poderiam ser demonstrados os quintos, sétimos e demais harmônicos se não fossem desprezados as ordens maiores da polarização macroscópica. No tratamento ondulatorio da luz, é possível interpretar como uma oscilação de movimento harmônico induzido pela onda viajando no meio, onde terá uma equação não homogênea e o aparecimento de soluções senoidais com um termo de um argumento múltiplo da onda incidente.

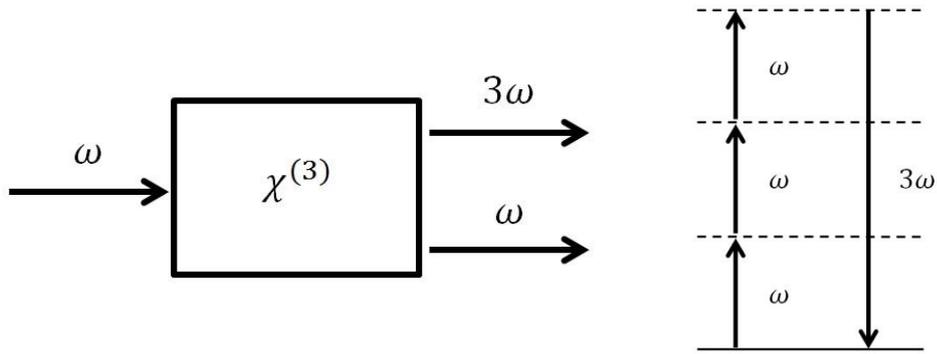


Figura 2.1: Representação com incidência de ondas e níveis energéticos da geração de terceiro harmônico.

Para cristais não centrossimétricos, os quais não desprezaram $\chi^{(n_{par})}$, é possível ocorrer o processo de *geração de segundo harmônico* e todos os demais harmônicos pares.

2.4 Índice de refração não linear

Nos termos expandidos da polarização apresentada em (2.9), pode-se estudar a resposta do meio de frequência igual à frequência incidente. Supondo uma susceptibilidade efetiva χ^{ef} , é possível relacionar aos termos da polarização macroscópica e reescrever como uma soma de um termo linear χ^{lin} e um não linear χ^{nl} , desta forma:

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{ef} \mathbf{E} , \quad (2.9)$$

onde

$$\chi^{ef} = \chi^{lin} + \chi^{nl} . \quad (2.10)$$

Consequentemente:

$$\chi^{ef} = \chi^{(1)} + \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E_0|^2 . \quad (2.11)$$

Finalmente:

$$\chi^{nl} = \frac{3}{4} \chi^{(3)} |E_0|^2 . \quad (2.12)$$

Sabendo que o índice de refração pode ser escrito em termos da susceptibilidade do meio, pode-se relacionar o índice efetivo do meio com a susceptibilidade efetiva

$$n^2 = 1 + \chi^{ef} , \quad (2.13)$$

$$n^2 = 1 + \chi^{lin} + \chi^{nl} , \quad (2.14)$$

que pode ser reescrito como

$$n^2 = (1 + \chi^{lin}) \left[1 + \frac{\chi^{nl}}{(1 + \chi^{lin})} \right] . \quad (2.15)$$

Portanto

$$n^2 = n_0^2 \left[1 + \frac{\chi^{nl}}{n_0^2} \right] , \quad (2.16)$$

onde n_0 é o índice de refração da parte linear da amostra.

É possível verificar que o índice da parte linear da amostra está relacionado com o termo de primeira ordem da susceptibilidade. Quando a polarização é linear, é necessária a utilização somente do índice de refração n_0 .

Extraindo a raiz em ambos os lados da equação (2.16) e considerando que $n_0 \gg \chi^{nl}$, é possível expandir com boa aproximação a mesma em serie de Taylor:

$$n = n_0 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\chi^{nl}}{n_0^2} + \dots \right) . \quad (2.17)$$

Reescrevendo os termos da expansão em função de $\chi^{(3)}$ e desprezando os termos de ordem superior a 2, é possível verificar que

$$n = n_0 \left(1 + \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)} |E_0|^2}{n_0^2} \right) . \quad (2.18)$$

O vetor de Poynting é proporcional ao produto vetorial entre o campo elétrico e o magnético, representando a direção de propagação da radiação eletromagnética. Através de algumas relações deste vetor que não serão demonstradas neste trabalho, é conhecido que a intensidade incidente em um meio com índice de refração n_0 é:

$$I(\omega) = \frac{n_0(\omega) c \varepsilon_0}{2} |E(\omega)|^2 . \quad (2.19)$$

Desta forma, pode-se reescrever a equação (2.18) como sendo a soma de um termo linear do meio n_0 e um produto entre um termo não linear n_2 e a intensidade I aplicada ao meio

$$n(\omega, I) = n_0(\omega) + n_2(\omega) I(\omega) . \quad (2.20)$$

Assim, o índice de refração não linear será dado por

$$n_2(\omega) = \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}(\omega)}{n_0(\omega)^2 c \varepsilon_0} . \quad (2.21)$$

Cabe ainda notar que tendo uma susceptibilidade não linear complexa, a parte imaginária, como no caso linear, corresponde a uma absorção não linear. Nesse caso também, a absorção linear α_0 definida a partir da relação do índice de refração complexo

$$n = n_0 + i \operatorname{Im}[\chi^{lin}] \equiv n_0 + i \frac{\lambda}{\pi} \alpha_0 , \quad (2.22)$$

leva à relação correspondente não linear redefinida como

$$\alpha(\omega, I) = \alpha_0(\omega) + \frac{3c\varepsilon_0}{n(\omega)^2} \frac{\pi}{\lambda} \operatorname{Im}[\chi^{nl}(\omega)] \equiv \alpha_0(\omega) + \alpha_2(\omega)I(\omega) , \quad (2.23)$$

onde α_2 é o coeficiente de absorção não linear.

2.5 Autofocalização e autodesfocalização

Entre os mecanismos descobertos e estudados através do índice de refração não linear estão a autofocalização e a autodesfocalização. Inicialmente era visto como um problema na transmissão de feixes de alta potência provocando danos aos meios óticos, hoje é uma ferramenta importante em aplicações de tecnologia em sistemas de comunicação, chaveamento ótico e processamento de informações.

Em um laser cujo o perfil de intensidade transversal possui uma distribuição espacial gaussiana, por exemplo, a intensidade possuirá uma dependência radial. Observando o índice de refração efetivo (2.20), podemos verificar que ocorrerá um acréscimo (ou decréscimo) ao seu valor total dependente da intensidade (e sinal de n_2). Conseqüentemente, o índice de refração dependerá radialmente em relação ao feixe incidente.

Ainda para o caso gaussiano, no centro do feixe de incidência (no máximo da gaussiana), a intensidade será maior do que nas bordas do perfil gaussiano. Sendo assim, o índice de refração será maior no centro do feixe que nas suas bordas e, conseqüentemente, a onda viajará mais rápido nas regiões periféricas do feixe. Para o caso $n_2 > 0$, pensando em um conjunto de frentes de ondas viajando neste meio, ocorrerá a indução de uma lente convergente na amostra.

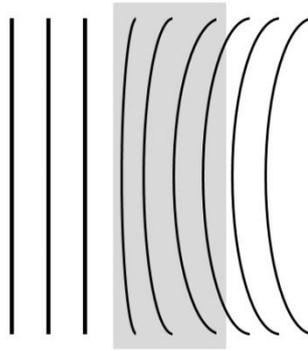


Figura 2.2: Ondas planas submetidas a autofocalização para o caso $n_2 > 0$.

Para $n_2 < 0$, o processo será semelhante, contudo, resultará na indução de uma lente divergente na amostra.

2.6 Lentes térmicas

Esta autoindução poderá ser realizada também pelo aquecimento da amostra. Tal processo é conhecido como *efeito de lente térmica*. A energia recebida pela amostra, neste caso, se converte em decaimento não radioativo, por exemplo, excitação de fônons.

Do transporte de calor em um meio, é possível verificar que a variação de temperatura ΔT induzida em um material deve obedecer [3]

$$\rho_0 C \frac{\partial \Delta T}{\partial t} - \kappa \nabla^2 \Delta T = \alpha I , \quad (2.24)$$

onde ρ_0 é a densidade do material, C o calor específico, κ a condutividade térmica e o termo do lado direito está relacionado a fonte energética (feixe).

Este calor difundido no meio induz uma variação no índice de refração que pode ser descrita como [4]

$$n(\omega, r, t) = n_0(\omega) + \left(\frac{\partial n}{\partial T} \right)_\omega \Delta T(r, t) . \quad (2.25)$$

Analisando a transferência de calor por um feixe gaussiano em um meio, é possível concluir que a variação de temperatura será máxima na região central conforme observado na *Figura 2.3*. Sendo κ a condutividade térmica, P a potência de excitação, A o coeficiente de absorção, w o raio do feixe de excitação da amostra e t_c um tempo característico da lente térmica que é dado por [5]

$$t_c = \frac{w^2 \rho_0 C}{4\kappa}. \quad (2.26)$$

A lente induzida termicamente pode ser tanto divergente quanto convergente, dependendo do sinal do coeficiente $(\partial n / \partial T)_\omega$. Existindo uma dependência em ΔT do índice de refração, o meio de propagação se comportara como uma lente.

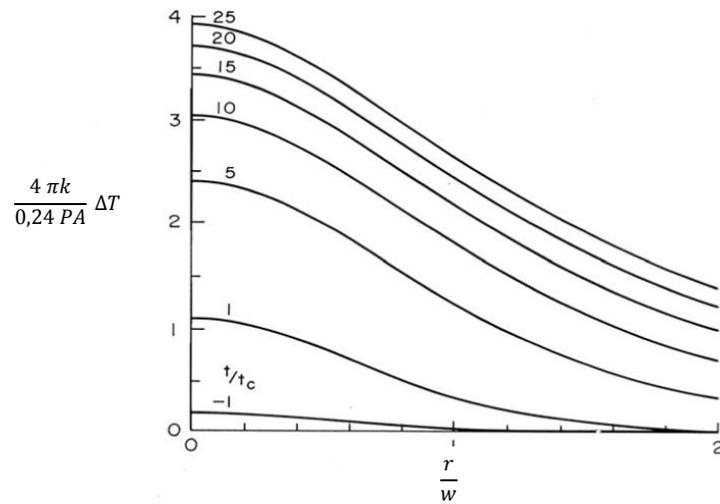


Figura 2.3: Perfil de temperatura ΔT induzida pelo feixe em diferentes tempos de exposição [5].

Capítulo 3

Interferômetro de Sagnac

3.1 Introdução

Fenômenos de interferência, juntamente com a difração, foram e são os principais experimentos para demonstrar a natureza ondulatória da luz. Tal fenômeno é proveniente da superposição de ondas em uma mesma região do espaço. Uma analogia muito utilizada é a de uma piscina com ondas geradas a partir de dois bastões que são inseridos e retirados da água com uma frequência fixa. É possível, com a propagação das ondas, observar a superposição das ondas provenientes dos dois bastões, gerando máximos e mínimos de interferência. Semelhantemente a luz, sendo uma onda eletromagnética, é observam-se franjas de interferência com máximos e mínimos de intensidade.

Somente é possível verificar interferências com padrões estacionários para ondas coerentes, i.e., ondas com uma relação de fase entre si. Um interferômetro é basicamente um arranjo experimental onde é possível verificar tais franjas na saída da sua montagem, sendo possível uma saída nula (um mínimo de interferência). Sua montagem se resume em um divisor de feixe que separa um feixe inicial (artifício que faz com que as ondas de interferência sejam coerentes), propagando-se ao longo do aparato e um divisor de feixe na saída para a fim de recombina-los gerando a interferência.

Em 1911, com o intuito de medir as velocidades de rotação, o físico francês Georges Sagnac começou seus estudos no interferômetro que leva seu nome. Como resultado deste experimento,

Sagnac conseguiu um deslocamento das franjas de interferência proporcional a velocidade angular de rotação [2].

A formação mais simples do interferômetro de Sagnac consiste em um divisor de feixe e dois espelhos que refletem a luz entre si produzindo feixes contrapropagantes e voltando para o mesmo ponto no divisor de feixe recombinando-se. Por este caráter cíclico da propagação dos feixes, tal montagem também é conhecida como interferômetro em anel. É um interferômetro razoavelmente fácil de alinhar comparado a outros sistemas interferométricos com braços independentes.

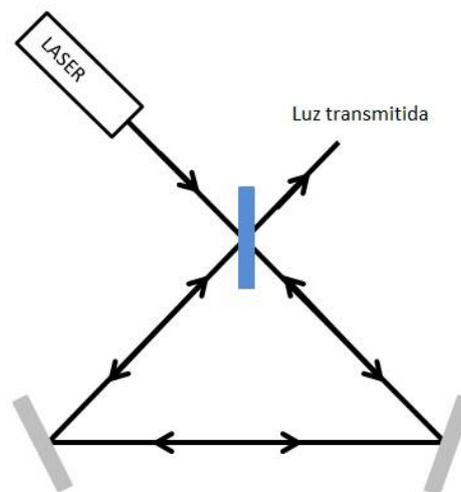


Figura 3.1: Interferômetro com ondas contrapropagantes.
O retângulo azul representa o divisor de feixe e os cinzas são espelhos.

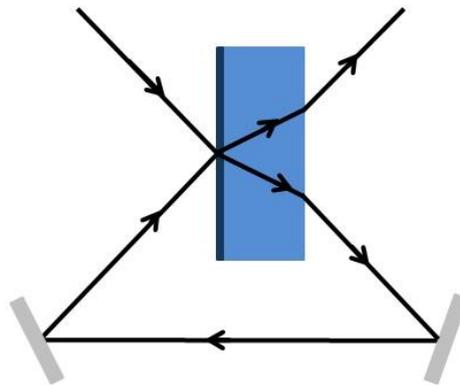
Devido a seu formato compacto e sem braços independentes, o interferômetro de Sagnac apresenta uma formação bastante estável. Todas as possíveis vibrações de braços, espelhos e perdas de intensidades dentro do interferômetro serão imperceptíveis para a luz transmitida, visto que a resposta será igual para dois feixes contrapropagantes, mantendo a estabilidade na saída da montagem.

3.2 Anel antirressonante

Como todo interferômetro, o de Sagnac pode idealmente ter intensidade nula na sua saída. Na situação de saída nula, esta montagem recebe a denominação de antirressonante, pois apresenta duas ondas com fases inversas superpostas [6]. Esta condição é estabelecida somente em relação ao divisor de feixe (que será verificada em seguida).

O divisor de feixe é basicamente formado por um substrato, por exemplo, lamina de vidro, recoberto por um filme dielétrico delgado em sua face de incidência. Praticamente, todas as reflexões e transmissões acontecem neste recobrimento, sendo de baixas intensidades e desprezíveis as reflexões na interface ar-vidro (*Figura 3.2*). O caminho percorrido pelos feixes dentro do interferômetro é idêntico dentro do divisor de feixe, com os feixes sempre se dividindo e recombinando no mesmo ponto, sendo idênticas também as perdas por espelhamento e absorção para ambos os feixes.

Na *Figura 3.2* é possível verificar tal condição para uma ampliação da propagação dentro do divisor de feixe. Na imagem esta representado somente um dos feixes no interferômetro, mas é de fácil conclusão que o caminho será o mesmo para o feixe contrapropagante. Constatando, portanto, que dentro do interferômetro de Sagnac ambos os feixes percorrem os mesmos caminhos e sofrem as mesmas perdas e perturbações.



*Figura 3.2: Detalhe da caminho do feixe no divisor.
O quadrado azul escuro representa o filmedielétrico.*

As equações de Fresnel mostram que as reflexões da luz polarizadas perpendiculares ao plano de incidência (s-polarizada), nas interfaces com o índice de refração de incidência n_i menores que o índice de refração da transmissão n_t , introduz uma fase de 180° no campo elétrico refletido. Na interface da camada refletora (ar-dielétrico), ocorrerá um acréscimo de π na fase do campo, bem como nas interfaces vidro-dielétrico. Para ângulos de incidência inferiores ao ângulo de Brewster, é semelhante a análise para feixes polarizados paralelos ao plano de incidência (p-polarizadas). A luz transmitida não sofre nenhuma mudança de fase.

3.3 Campos contrapropagantes

É possível realizar uma análise dos campos elétricos na região do divisor de feixe para melhor esclarecimento da intensidade na saída do interferômetro e obtenção dos coeficientes de Fresnel.

Considerando o divisor de feixe delgado e sem absorção, um caso ideal, para dois campos de incidência E_1 e E_2 , ocorrerá a propagação dos campos E_3 e E_4 , conforme a *Figura 3.3*.

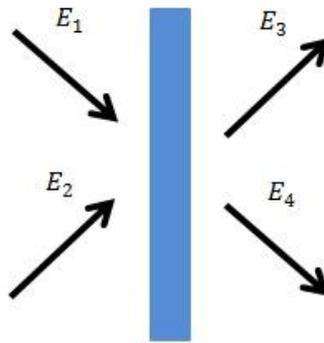


Figura 3.3: Campos divididos no divisor de feixe.

Os campos propagantes estão relacionados aos campos incidentes da forma

$$\begin{aligned} E_3 &= R_1 E_1 + T_2 E_2, \\ E_4 &= T_1 E_1 + R_2 E_2, \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde R e T são os coeficientes de Fresnel para a reflexão e a transmissão respectivamente.

Por conservação de energia, é possível verificar que

$$\begin{aligned} |E_1|^2 + |E_2|^2 &= |E_3|^2 + |E_4|^2, \\ |E_1|^2 + |E_2|^2 &= |R_1 E_1 + T_2 E_2|^2 + |T_1 E_1 + R_2 E_2|^2. \end{aligned} \quad (3.2)$$

Consequentemente

$$\begin{aligned} |R_1|^2 + |T_1|^2 &= |R_2|^2 + |T_2|^2 = 1, \\ R_1 T_2^* + T_1 R_2^* &= T_2 R_1^* + R_2 T_1^* = 0. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Os coeficientes de Fresnel são dados por uma constante de proporcionalidade multiplicada por um termo que representa a fase adquirida na transmissão ou reflexão. Desta forma:

$$\begin{aligned}
R_1 &= |R_1|e^{i\phi_{R1}} , \\
R_2 &= |R_2|e^{i\phi_{R2}} , \\
T_1 &= |T_1|e^{i\phi_{T1}} , \\
T_2 &= |T_2|e^{i\phi_{T2}} .
\end{aligned}
\tag{3.4}$$

Portanto, da relação (3.3)

$$\begin{aligned}
|R_1|e^{i\phi_{R1}}|T_2|e^{-i\phi_{T2}} + |T_1|e^{i\phi_{T1}}|R_2|e^{-i\phi_{R2}} &= 0 , \\
|R_1||T_2|\exp\{i(\phi_{R1} - \phi_{T2} - \phi_{T1} + \phi_{R2})\} &= -|T_1||R_2| .
\end{aligned}
\tag{3.5}$$

Utilizando somente a parte imaginária de (3.5), é possível concluir que

$$\begin{aligned}
|R_1||T_2| \sin(\phi_{R1} - \phi_{T2} - \phi_{T1} + \phi_{R2}) &= 0 , \\
(\phi_{R1} - \phi_{T2} - \phi_{T1} + \phi_{R2}) &= 0, \pm \pi .
\end{aligned}
\tag{3.6}$$

Análogo para a parte real

$$\begin{aligned}
|R_1||T_2| \cos(\phi_{R1} - \phi_{T2} - \phi_{T1} + \phi_{R2}) &= -|T_1||R_2| , \\
(\phi_{R1} - \phi_{T2} - \phi_{T1} + \phi_{R2}) &= \pm \pi ,
\end{aligned}
\tag{3.7}$$

sempre lembrando que os módulos de R_1 , R_2 , T_1 e T_2 são sempre reais.

Assim, inserindo a informação da parte real em (3.5), é verificado que

$$\frac{|R_1|}{|T_1|} = \frac{|R_2|}{|T_2|} .
\tag{3.8}$$

Finalmente, utilizando (3.8) e a primeira de (3.3), conclui-se que

$$\begin{aligned}
|R_1| &= |R_2| \equiv R , \\
|T_1| &= |T_2| \equiv T ,
\end{aligned}
\tag{3.9}$$

o que demonstra que o campo transmitido ou refletido independe do lado de incidência no divisor de feixes.

Sendo E_h e E_{ah} os campos horários e anti-horários se propagando no interferômetro respectivamente e E_0 o campo de incidência, é possível analisar individualmente o campo na saída da montagem. Conforme a *Figura 3.4*, os campos terão um acréscimo de uma fase após sua propagação pelo interferômetro.

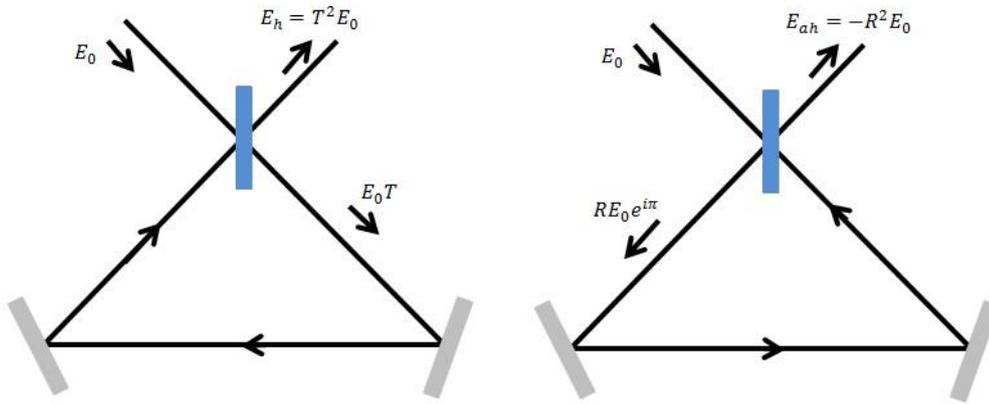


Figura 3.4: Propagação dos campos no sentido horário e anti-horário.

Desta forma, a intensidade transmitida I_t , i.e. a luz que efetivamente sai do interferômetro, será dada por

$$I_t \propto |E_h + E_{ah}|^2 = (T^2 - R^2)^2 A \beta \gamma E_0^2, \quad (3.10)$$

onde A é uma constante de proporcionalidade, β e γ representam as perdas de intensidade nos espelhos e no divisor, respectivamente.

Conforme já comentado, a intensidade transmitida será nula para o caso ideal onde $T = R = 1/\sqrt{2}$. É considerado um caso ideal este pelo fato de que não é possível uma montagem que consiga tal formação com exatidão. Mesmo na melhor montagem possível, sempre existirá uma fração de luz saindo do interferômetro. Este desvio de luz que afasta do caso ideal será chamado de δ . No laboratório trabalhamos com um caso real que considera a transmissão de a reflexão com um pequeno desvio, da forma

$$\begin{aligned} R &= \sqrt{\frac{1}{2} \pm \delta}, \\ T &= \sqrt{\frac{1}{2} \mp \delta}, \end{aligned} \quad (3.11)$$

com o sinal de δ a ser determinado dependendo da ângulo do divisor de feixe.

Capítulo 4

Técnica de z-scan

4.1 Introdução

Entre as propostas a partir dos estudos da óptica não linear está a técnica de z-scan ou simplesmente varredura-z. Esta técnica foi inicialmente proposta por Sheik-Bahae et al. em 1989 [7] e consiste na análise e medida da índice de refração e absorção não linear de amostras finas através de autoindução de uma lente por um feixe gaussiano. Esta lente induzida pode ser tanto divergente ou convergente, dependendo somente do índice de refração não linear do meio.

Esta técnica ganhou uma rápida aceitação na academia e na comunidade ótica não linear devido a sua montagem simples e fácil análise de resultados [8]. Pesquisas e trabalhos neste ramo da ótica são bastante utilizados em varias aplicações, como redes de comunicações e chaveamento ótico [9].

4.2 Técnica

O aparato experimental consiste em uma lente, um transladador que executará a varredura no eixo z (propagação do feixe) na região do ponto focal de um feixe gaussiano e uma íris para selecionar a intensidade que chegara ao detector. É necessária a inserção de um divisor de feixe na entrada da montagem para normalizar a transmitância com as flutuações e a intensidade do feixe sem a amostra.

Selecione uma abertura da íris na saída do experimento e execute a varredura da amostra em torno do ponto focal, teremos uma variação da transmitância no detector. Esta variação será maior ou menor dependendo da posição da amostra ao longo do eixo z . O ponto $z = 0$ será definido como o ponto focal da lente. Tal técnica é simples de ser visualizada e a *Figura 4.1* apresenta um exemplo o caso onde $n_2 > 0$.

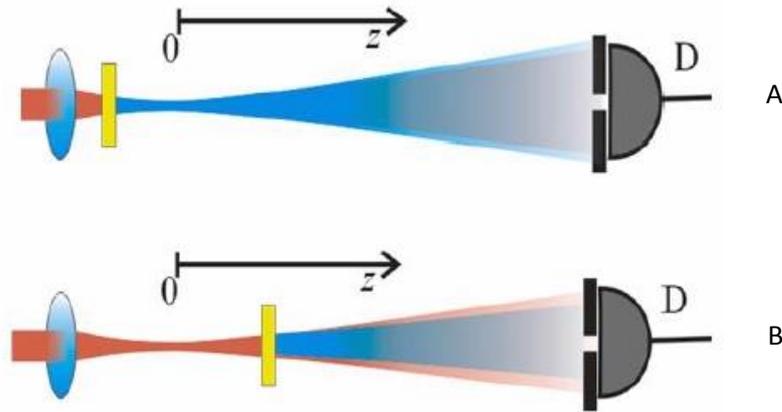


Figura 4.1: Autofocalização de uma amostra antes (A) e após (B) o ponto focal para $n_2 > 0$ [3].

4.3 Efeitos eletrônicos

Conforme já foi discutido no *Capítulo 2*, esta autoindução de lente pode ser gerada tanto por meios eletrônicos, com o índice de refração dependente da intensidade, quanto por aquecimento da amostra, com o índice dependente da variação de temperatura.

Desta forma, é possível detectar uma variação de transmitância normalizada $T(z)$ dada por [3]

$$T(z) = \frac{\int_0^a I_{trans}(z, r) r dr}{\int_0^a I_{inc}(r) r dr} \cong 1 + \frac{4 \Delta\Phi_0 \frac{z}{z_0}}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right] \left[9 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]}, \quad (4.1)$$

onde os termos I_{trans} e I_{inc} representam a intensidade transmitida e a intensidade incidente.

O termo z_0 é o comprimento de Rayleigh, que é dado por

$$z_0 = \frac{\pi W_0^2}{\lambda}, \quad (4.2)$$

onde λ o comprimento de onda da fonte e

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi W}, \tag{4.3}$$

é o raio mínimo do feixe (que ocorrerá no ponto focal) enquanto w é o raio do feixe incidente na lente de distancia focal f . Na Figura 4.2 é possível visualizar melhor estas dimensões.

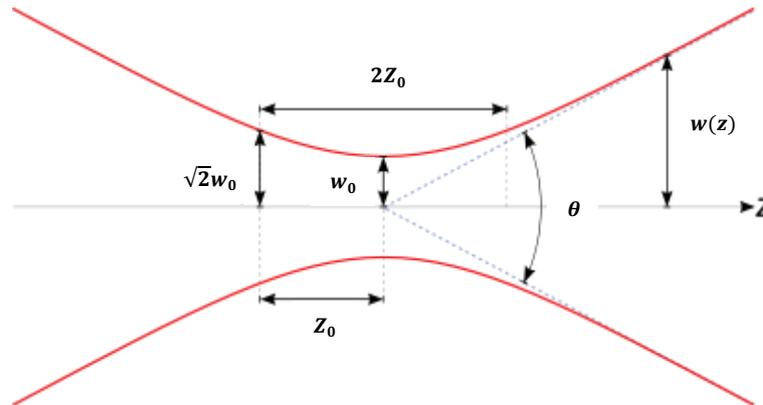


Figura 4.2: Feixe gaussiano focalizado e dimensões.

É necessário ter cuidado ao chamar os termos w e w_0 de raios. Tais valores não são raios por essência, pois existem feixes com perfil elípticos e não circulares que não possuem um único raio. Está se assumindo que o feixe de perfil gaussiano utilizado no decorrer deste trabalho é totalmente cilíndrico, assim, teremos um raio definido, que é a metade do diâmetro quando a intensidade decai como um valor de $1/e^2$.

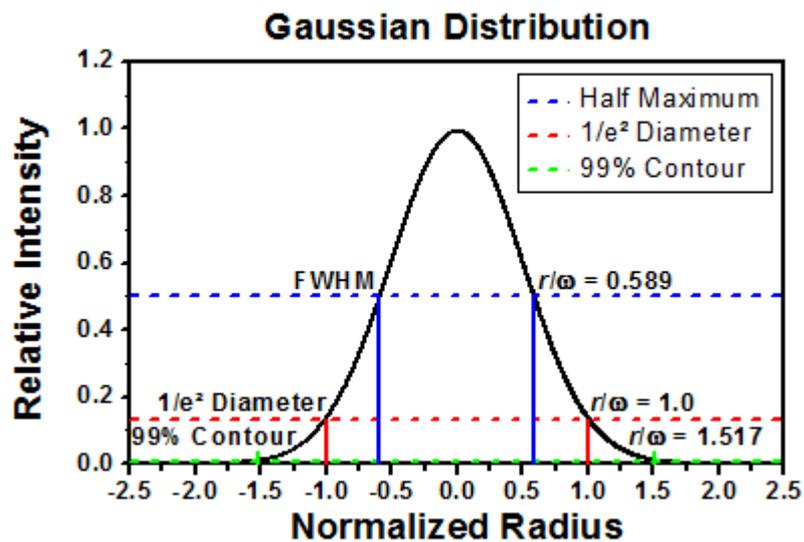


Figura 4.3: Raio do perfil gaussiano do feixe [10].

Na Figura 4.3, FWHM representa o diâmetro a meia altura (full width half maximum).

Em (4.1), o termo $\Delta\Phi_0$ representa a variação de fase máxima experimentada pelo feixe em um z_0 , dada por [4]

$$\Delta\Phi_0 = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 L I_0 , \quad (4.4)$$

onde I_0 é a intensidade do feixe no ponto focal e L o comprimento da amostra no eixo de propagação da luz.

O índice de refração não linear será determinado a partir da variação da transmitância normalizada obtida do pico ao vale ΔT_{PV} (Figura 4.4). Desta forma, para um laser de excitação pulsado [3]

$$n_2 = \frac{\sqrt{2} \lambda \Delta T_{PV}}{0,812 (1 - S)^{0,25} \pi L I_0} , \quad (4.5)$$

onde L é a espessura da amostra e λ o comprimento de onda da fonte. O termo S representa a transmitância na abertura da íris, i.e., a fração de potência total de luz que esta passando pela abertura da íris em relação ao total do feixe, sendo este ultimo determinado sem a amostra (em regime linear).

A curva da transmitância normalizada será dada pela Figura 4.4, relacionando-a a posição z do eixo de propagação.

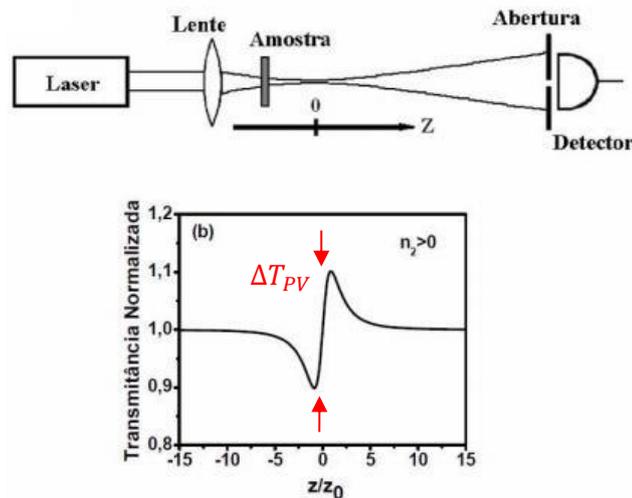


Figura 4.4: Curva de z-scan para uma amostra com $n_2 > 0$ [3].

A distância ao longo da varredura entre o pico e o vale da curva de z-scan equivale a $1,7z_0$ [7]. Como é possível verificar, quando a amostra estiver na posição focal e distante do centro muito mais que o comprimento de Rayleigh, a transmitância será unitária. Isto se dá pelo fato que, nas

extremidades teremos uma baixa densidade de energia excitando e/ou aquecendo a amostra e induzindo uma lente térmica e no foco uma descontinuidade da autoindução, propagando a luz sem deformação.

4.4 Efeitos térmicos

Semelhante ao tratamento da variação da transmitância por meio eletrônico e da abordagem das lentes térmicas (Seção 2.6), existe a autoindução de uma lente na amostra por efeitos térmicos ocasionando a variação de transmitância da técnica de z-scan.

Desta forma, a variação da transmitância por efeitos térmicos será dada por [11]

$$T(z) \cong 1 + \frac{\vartheta(q)}{q} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{q-1}} \times \tan^{-1} \left(\frac{2q \frac{z}{z_0}}{\left[(2q+1)^2 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right] \frac{t_c \left(\frac{z}{z_0}\right)}{2qt} + 2q + 1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \right) \quad (4.6)$$

onde $\vartheta(q)$ representa a resistência térmica da lente, q a quantidade de fótons envolvidos no processo e t_c o tempo característico da lente térmica (2.26).

Graficamente, a curva de z-scan para uma não linearidade térmica apresenta um comportamento similar à resposta eletrônica para $n_2 < 0$. Possuirá a mesma simetria e, como a curva eletrônica, uma distância conhecida relacionada ao comprimento de Rayleigh entre o pico e o vale, contudo ocorrendo primeiro um pico e após um vale na varredura no sentido de z positivo.

Uma grande diferença na interpretação da lente induzida por meios eletrônicos e térmicos é que o segundo é de forma não local. Toda a autoindução gerada eletronicamente somente corre onde existe intensidade induzindo a não linearidade, conforme (2.20), caracterizando um fenômeno local. Pela equação de difusão é possível verificar que o aquecimento ocorrerá em todo o material, desta forma a autoindução por efeito térmicos é não local, conforme (2.25).

Tal como a transmitância por meios de não linearidade de origem puramente eletrônica, a análise da transmitância por meios com não linearidade térmica consiste em uma normalização do sinal transmitido, resultando em um termo que representa a indução não linear da amostra, sendo

ela térmica ou eletrônica. Na situação onde existem efeitos térmicos e eletrônicos induzidos na amostra, a transmitância será dada por (4.1) somado o segundo termo de (4.6), ou seja:

$$T(z) \cong 1 + \frac{4 \Delta\Phi_0 \frac{z}{z_0}}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right] \left[9 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]} + \frac{\vartheta(q)}{q} \frac{1}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]^{q-1}} \times \tan^{-1} \left(\frac{2q \frac{z}{z_0}}{\left[(2q+1)^2 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right] \frac{t_c \left(\frac{z}{z_0}\right)}{2qt} + 2q + 1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2} \right) \quad (4.7)$$

Para os casos onde não existe não linearidade induzida, a transmitância deve ser sempre unitária. Desta forma podemos definir como uma variação da transmitância decorrente da não linearidade térmica e eletrônica como sendo o segundo termos das equações (4.1) e (4.6) respectivamente.

4.5 Saturação de absorção

Os coeficientes A e B de Einstein descrevem as probabilidades de absorção e emissão de populações de elétrons em átomos ou moléculas. É possível tratar a interação entre os fótons do feixe e os elétrons de uma amostra qualquer como uma sequência de excitação e absorção seguida por uma emissão e propagação de novos fótons, recombinando a onda incidente e refratando a luz. Desta forma, quanto mais próximo do ponto focal estiver a amostra, maior a quantidade de fótons em por unidade de área (secção transversal ao eixo de propagação), excitando as populações de uma quantidade menor de átomos ou moléculas. No caso de um modelo de taxas em um sistema de dois níveis (*Figura 4.5*), quando a amostra estiver no regime de saturação de absorção, metade da população estará no nível energético excitado e a outra metade no nível fundamental, uma vez que os processos induzidos se equilibram. Os fótons que então ali incidirem possuirão a uma probabilidade igual de absorção e emissão estimulada, i.e., emitindo fótons na mesma probabilidade de serem absorvidos. Sendo assim, a amostra entrará em regime de saturação de absorção, se tornando transparente para alguns fótons.

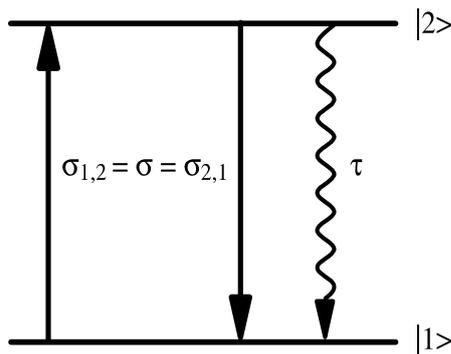


Figura 4.5: Modelo de taxas para descrição da interação da radiação com dois níveis de energia em um meio material. Esquema de níveis de absorção ($\sigma_{1,2}$), emissão estimulada ($\sigma_{2,1}$) e uma transição espontânea (τ) (radiativa ou não).

O fenômeno de saturação de absorção deve ser observado na técnica de z-scan. Ao expandir a abertura, fazendo com que todo o feixe de luz na saída da montagem chegue ao detector, este comportamento deverá ser observado como um pico da transmitância nas proximidades da região focal. Caso o sistema possua uma maior complexidade, outros processos como absorção de estado excitado (figura 4.6), podem resultar no comportamento oposto.

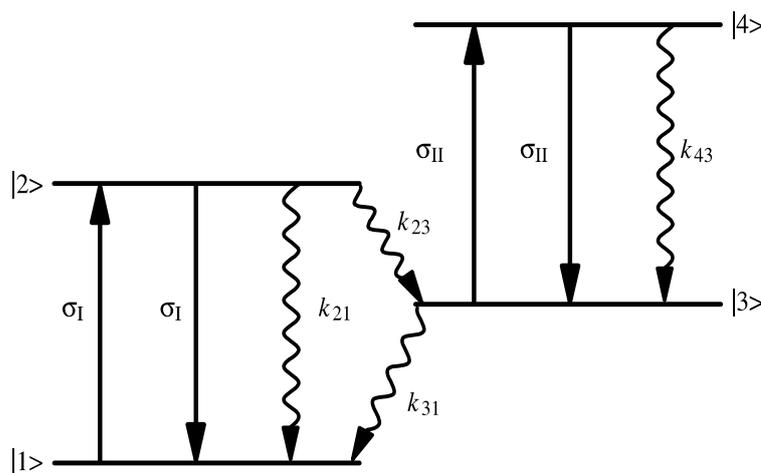


Figura 4.6: Esquema de níveis de energia com duas transições de absorção no mesmo comprimento de onda

Capítulo 5

Espectroscopia óptica não linear interferométrica em anel antirressonante

5.1 Introdução

O aperfeiçoamento de técnicas já difundidas na ciência pode auxiliar uma melhor sensibilidade e versatilidade nos resultados de uma pesquisa.

Visando justificar a inserção do interferômetro de Sagnac na técnica de z-scan, será desenvolvido e discutido alguns resultados de cálculos analíticos de sensibilidade e relação sinal ruído, a fim de demonstrar a vantagem propiciada por tal montagem experimental.

Também poderá ser visualizada neste capítulo a montagem experimental existente no laboratório para o estudo deste projeto. Ocorrerá uma breve explicação e esclarecimento sobre a necessidade e o uso dos principais instrumentos, equipamentos e óticas utilizadas no aparato experimental e no tratamento do feixe.

5.2 Tratamento do feixe gaussiano

Para a descrição do comportamento do feixe dentro do interferômetro com curvatura da lente é necessário levar-se em conta seu perfil gaussiano.

Um feixe gaussiano é descrito por:

$$E(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w(z)} \exp \left[-\frac{r^2}{w^2(z)} + i \frac{kr^2}{2R(z)} - ikz + i\theta(z) \right], \quad (5.1)$$

onde E_0 é a amplitude da onda, r representa a coordenada radial do feixe, o vetor de onda é descrito por $k = 2\pi/\lambda$. Os termos

$$\begin{aligned} w(z) &= w_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}, \\ R(z) &= z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z}\right)^2 \right], \\ \theta(z) &= \tan^{-1} \left(\frac{z_0}{z}\right) = \tan^{-1} \left(\frac{kw^2(z)}{2R(z)}\right), \end{aligned} \quad (5.2)$$

representam o raio do feixe em uma posição z de propagação, o raio de curvatura da frente de onda e o deslocamento de fase que a onda sofre ao ser focalizada [12] (conhecida como fase de Guoy) respectivamente. O raio w_0 e o comprimento de Rayleigh, z_0 , já foram apresentados na *Seção 3.3*.

Com esta abordagem de feixe gaussiano, a intensidade deste campo será dada por

$$I(r, z) = I_0 \frac{w_0^2}{w^2(z)} \exp \left[-\frac{2r^2}{w^2(z)} \right], \quad (5.3)$$

onde I_0 representa a amplitude da intensidade.

5.3 Espectroscopia

Conforme já discutido neste trabalho, alguns materiais possuem um índice de refração não linear que dependem da intensidade, chamados estes de meios não lineares do tipo Kerr [6]. Para simplicidade, serão desenvolvidas os cálculos da intensidade na saída do interferômetro após a interação não linear na técnica de z-scan utilizando o formalismo de onda plana. Esta abordagem tornará a apresentação mais compacta e posteriormente será realizada uma interpretação e análise dos resultados obtidos.

O campo elétrico na entrada do interferômetro é dividido em dois novos campos elétricos com um desvio δ entre eles. Desta forma, para o campo elétrico resultante na saída do interferômetro, teremos

$$E_{out} = E_{ah} \ominus E_h = \left[\left(\frac{1}{2} + \delta \right) - \left(\frac{1}{2} - \delta \right) \right] E_{in} , \quad (5.4)$$

onde E_{in} é o campo incidente no interferômetro e \ominus corresponde à fase de π resultante da reflexão no divisor.

Associando dois campos, um horário e outro anti-horário, obtém-se

$$\begin{aligned} E_h &= \left(\frac{1}{2} - \delta \right) E_{in} , \\ E_{ah} &= \left(\frac{1}{2} + \delta \right) E_{in} . \end{aligned} \quad (5.5)$$

Para um feixe pulsado e supondo que a varredura ocorra fora do centro de simetria do anel, conclui-se que um pulso chegará antes que o outro na amostra. Considera-se também que a repetição dessa fonte produz pulsos separados temporalmente numa escala em que, quando um pulso chegar a amostra o sistema estará totalmente relaxado em relação a interação do anterior.

Inserindo um espelho de baixa refletividade, é distinguido um pulso de bombeio e um de prova, sendo o primeiro mais intenso e que induzirá a não linearidade na amostra. Conforme o próprio nome diz, o pulso de prova tem a função de analisar a amostra sem efeitos não lineares.

Definindo o pulso anti-horário como o de referência e pulso horário como prova, haverá uma fase não linear induzida somente no pulso de prova. Desta forma, podemos reescrever o campo resultante como sendo

$$E_{out} = \left[\left(\frac{1}{2} + \delta \right) + \left(\frac{1}{2} - \delta \right) e^{i\phi_{nl}} \right] E_{in} , \quad (5.6)$$

onde ϕ_{nl} representa a fase não linear induzida pelo primeiro pulso e analisado pelo segundo, que é descrita como [6]

$$\phi_{nl}(\tau) = \frac{\omega}{c} L \left(n_2(\tau) I_{ex} + i \frac{c}{2\omega} \alpha_2(\tau) I_{ex} \right) = \frac{\omega L}{c} \Delta n(\tau) + i \frac{L}{2} \Delta \alpha(\tau) , \quad (5.7)$$

onde τ representa a diferença de tempo que os dois pulsos encontram a amostra, L a largura da amostra, I_{ex} a intensidade do pulso de excitação (bombeamento), α o coeficiente de absorção linear das perdas do sistema e α_2 é o índice de absorção não linear.

Na equação do campo resultante foi omitido o termo da fase linear da amostra. Como esta fase será igual aos dois campos propagantes, foi desprezada, pois será irrelevante quando for calculada a transmitância.

Considerando que a fase não linear acumulada na amostra seja muito pequena, a exponencial pode ser expandida por

$$e^{i\phi_{nl}} \cong (1 + i\phi_{nl}) . \quad (5.8)$$

Pode-se reescrever (5.6) com a aproximação apresentada

$$E_{out} = \left[\left(\frac{1}{2} + \delta \right) + \left(\frac{1}{2} - \delta \right) (1 + i\phi_{nl}) \right] E_{in} . \quad (5.9)$$

E obtém-se a intensidade na saída do interferômetro

$$I_{out} = \left[4\delta^2 + \delta L \Delta\alpha(\tau) + \left(\frac{L}{4} \Delta\alpha(\tau) \right)^2 + \left(\frac{\omega L}{2c} \Delta n(\tau) \right)^2 \right] I_{in} . \quad (5.10)$$

Conforme já foi discutido na Seção 3.4, a transmitância será uma parte não linear somado a um valor unitário. Desta forma, é possível reescrever (5.10) para a transmitância

$$T = \frac{1}{4\delta^2} \frac{I_{out}}{I_{in}} = 1 + \frac{1}{4\delta} L \Delta\alpha(\tau) + \frac{1}{4\delta^2} \left[\left(\frac{L}{4} \Delta\alpha(\tau) \right)^2 + \left(\frac{\omega L}{2c} \Delta n(\tau) \right)^2 \right] . \quad (5.11)$$

Como é possível verificar, a não linearidade transmitida carrega consigo um termo $1/4\delta$. O desvio δ é pequeno, cerca de 1%.

A onda plana não apresenta termo linear para o índice de refração, somente o quadrático. Desta forma, é necessário um formalismo completo de onda gaussiana para tal problema, que torna as contas extensas e não serão abordados neste trabalho.

Executando os cálculos com uma onda gaussiana, é possível concluir que este termo aparecerá junto a uma variação da transmitância não linear da técnica de z-scan convencional (não interferométrica). É possível reescrever (4.11) como

$$T(z) \cong 1 + \Delta T_0(z) , \quad (5.12)$$

onde $\Delta T_0(z)$ representa a variação da transmitância induzida pela não linearidade

$$\Delta T_0(z) = \frac{4 \Delta\Phi_0 \frac{z}{z_0}}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \left[9 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]} . \quad (5.13)$$

É possível chegar uma relação da transmitância sentida por dois feixes interferométricos, bombeio e prova, na pela técnica de z-scan dado por

$$T(z) \cong 1 + \frac{1}{4\delta} \frac{4 \Delta\Phi_0 \frac{z}{z_0}}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right] \left[9 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]}, \quad (5.14)$$

que pode ser reescrita no formato de (5.12), com a variação da transmitância induzida pela não linearidade dada por

$$\Delta T(z) = \frac{1}{4\delta} \Delta T_0(z) = \frac{1}{4\delta} \frac{4 \Delta\Phi_0 \frac{z}{z_0}}{\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right] \left[9 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]}. \quad (5.15)$$

A possibilidade de possuir uma variação do termo não linear 25 vezes maior que a técnica de z-scan convencional (para o caso de δ igual a 1%) faz da técnica de z-scan analisada dentro do interferômetro de Sagnac muito interessante. Uma maior variação resulta em uma melhor precisão e sensibilidade na técnica. A melhoria na relação sinal-ruído se dará pelo fato do campo não linear induzido estar sendo amplificado pelo campo de excitação, outra característica somente observada somente com o formalismo gaussiano da onda.

Os resultados obtidos analiticamente foram para feixes pulsados e gaussianos. O laser utilizado durante este trabalho tem perfil espacial gaussiano, porém é contínuo. A equação (5.14) e a conclusão obtida sobre a amplificação da variação da transmitância não linear devem ser válidas também para lasers contínuos.

Para efeitos térmicos é válida esta análise da eficácia da técnica interferométrica. Mesmo para o modelo aproximado de onda plana é possível verificar que existe um termo de amplificação da variação da transmitância na parte absorptiva em (5.11). Não serão abordados neste trabalho desenvolvimento das equações para o feixe gaussiano na técnica de z-scan térmica e interferométrica.

Os cálculos intermediários entre o feixe gaussiano e (5.14) foram omitidas pois são extensas e acredita-se que não sejam necessárias a suas demonstrações neste trabalho.

5.4 Montagem experimental

A montagem experimental consiste na versão mais básica do interferômetro de Sagnac, sendo composta por um divisor de feixe de dois espelhos. A varredura com a amostra é feita através de um translador com posicionadores independentes nos eixos z , y e no ângulo θ , sendo este último necessário para que não ocorra a retroreflexão do feixe na amostra.

O laser utilizado consiste em um feixe polarizado de hélio-neônio com comprimento de onda de 633nm e aproximadamente 20mW de potência.

Na saída do laser existe um telescópio fazendo a ampliação do diâmetro do feixe do laser a fim de diminuir o comprimento de Rayleigh (z_0) na região focal. Na entrada do interferômetro está inserido um polarizador para garantir que o feixe seja linearmente polarizado e uma íris para alinhamento e seleção do feixe de incidência.

A lente que focaliza o ponto $z = 0$ da técnica de z-scan esta situada antes do divisor de feixe sobre um translador e possui um foco igual a 12,5mm. Visando uma montagem compacta, o centro de simetria do anel interferométrico coincide com o ponto focal da lente.

O experimento está disposto de forma que possamos realizar medidas com o interferômetro e da técnica de z-scan sem grande movimentação. O espelho que recebe o feixe incidente refletido no divisor, sentido anti-horário, é fixo e define o eixo de varredura z , sendo neste fixado duas íris (*Íris 2 e Íris 3 da Figura 5.1*) para alinhamento na sua propagação fora do interferômetro. Já o espelho que recebe o feixe transmitido pelo divisor, sentido horário, esta preso em um suporte tipo “flip”, móvel e está posicionado sobre um translador com o intuito de fornecer uma melhor precisão no posicionamento do interferômetro de Sagnac, i.e., garantindo que na posição de varredura z os dois feixes estejam paralelos e incidindo na mesma posição da amostra. O fato deste segundo espelho ser móvel facilita a realização da técnica de z-scan sem o caráter interferométrico além de não interferir na propagação do feixe no sentido horário para o alinhamento nas íris. Na *Figura 5.1* é possível verificar a montagem experimental do interferômetro de Sagnac.

Quando o espelho que recebe o feixe transmitido do divisor de feixe esta abaixado, removido, é possível a realização direta da técnica de z-scan (*Figura 5.2*). Desta forma, a *Íris 2* e a *Íris 4* recebem a função de reguladores da transmitância do feixe após a indução não linear. É possível realizar as medidas da curva de z-scan e saturação de absorção dependendo da abertura das íris.

Todo o sinal é detectado com o auxílio de um detector de fotodiodo que está conectado a um computador. Um programa na plataforma *LabView* coleta os dados e controla o motor de passo que realiza a varredura da amostra. Ambos os dados, a posição e a intensidade detectada, são salvos e registrados em um gráfico na interface do programa.

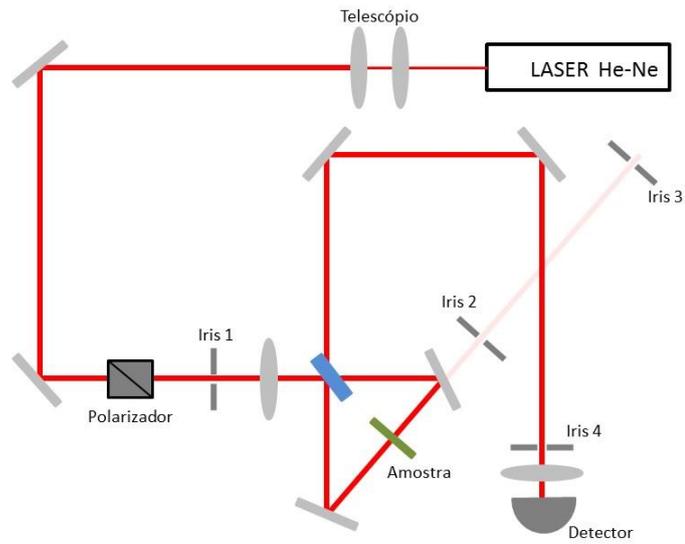


Figura 5.1: Montagem experimental do interferômetro de Sagnac.

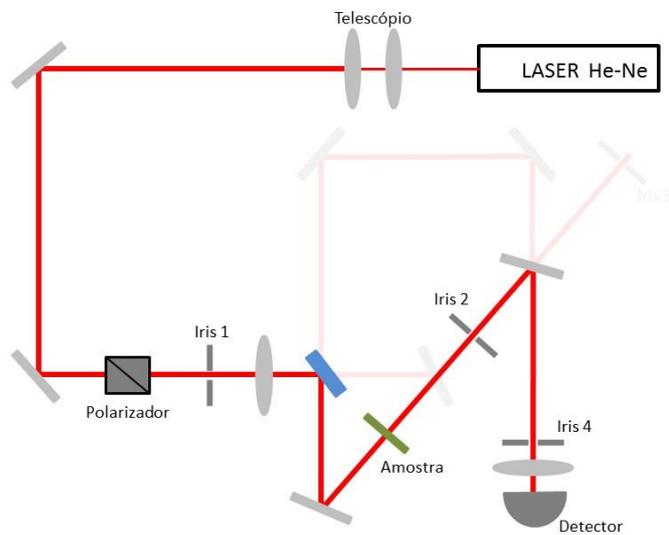


Figura 5.2: Montagem experimental para medida da técnica de z-scan.

Capítulo 6

Dados experimentais e análise dos resultados

6.1 Introdução

Conhecida a teoria, é necessária a obtenção e análise dos dados para verificar se é possível a reprodução dos fenômenos em laboratório.

Serão abordados alguns problemas encontrados durante a montagem do experimento e discutido as soluções tomadas. Também serão apresentados alguns resultados experimentais obtidos até o momento no desenvolvimento e otimização da técnica.

6.2 Análise do raio do feixe

Como o experimento visa uma montagem compacta e estável, sempre trabalhamos na forma mais reduzida possível. O fator que impõe um limite mínimo de tamanho é a distância de Rayleigh dentro da varredura.

Para diminuir a distância de Rayleigh, z_0 , é necessário diminuir a distância focal da lente da técnica de z-scan ou aumentar o diâmetro do feixe. É possível concluir isto pelas equações (4.2) e (4.3).

O telescópio instalado amplia o feixe até um diâmetro que, visivelmente, está maior que a abertura da íris de entrada do interferômetro. Não é possível aumentar a abertura desta íris, pois

limita o diâmetro do feixe incidente no divisor de feixe e já esta no tamanho máximo aceitável. Um aumento na abertura da íris geraria efeitos de difração na borda do divisor de feixe invalidando o tratamento gaussiano que foi apresentado.

Efeitos de difração gerados na íris e o feixe sem um perfil gaussiano podem gerar um aquecimento anômalo na amostra, não respeitando mais as equações de difusão de calor demonstradas neste trabalho. Sendo assim, é necessário verificar o quanto do feixe está sendo perdido na íris de entrada para concluir se ainda é possível utilizar o modelo.

Inserindo um anteparo de borda definida (lâmina de barbear) transversal ao feixe bloqueando a passagem da luz, é possível confeccionar um gráfico da transmitância de luz versus a posição do anteparo no perfil do feixe. A derivada desta curva fornece uma gaussiana que representa a intensidade do perfil do feixe em relação sua posição. É conclusivo de (5.3) que o perfil gaussiano fornece a cintura do feixe. Ajustando a melhor gaussiana para a curva experimental obtemos o valor de w , que neste caso representa a cintura do feixe de incidência ampliado pelo telescópio.

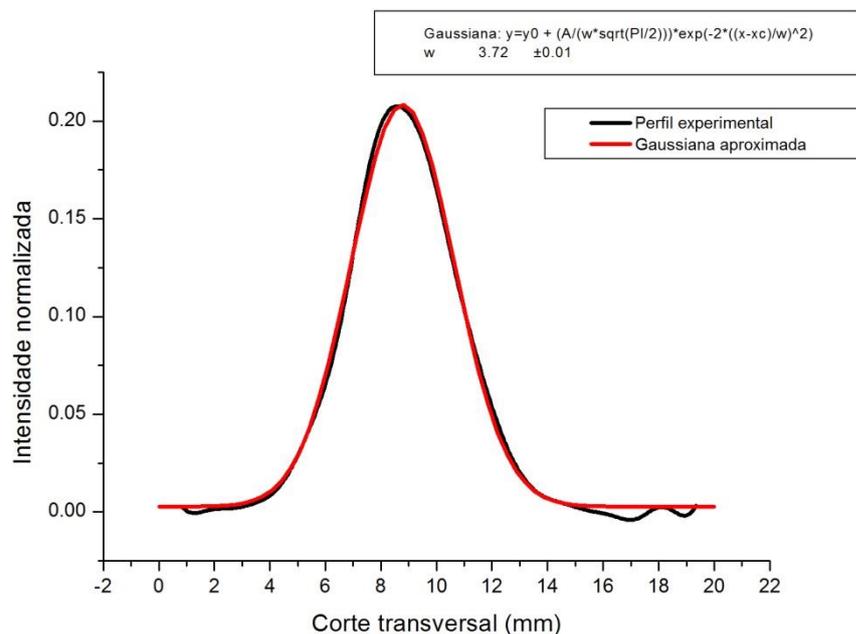


Figura 6.1: Perfil gaussiano do feixe de incidência.

Conforme verificado na *Figura 6.1*, o raio w do feixe é aproximadamente $3,72\text{mm}$. Visto que a íris de entrada do interferômetro está com um diâmetro de 10mm e o divisor de feixe tem uma aresta de 10mm , a principal parte da intensidade do feixe está sendo transmitida. Os efeitos de difração e um possível perfil não gaussiano serão desprezados, pois estão suficientemente distantes do diâmetro do feixe.

6.3 Aproximação de w_0 e z_0

Do tratamento do perfil gaussiano, sabemos que $w(z)$ se relaciona com z através de (5.2). Realizando a medida do raio do feixe após o ponto focal da lente na medida de z-scan, para uma distância muito maior que z_0 , é possível desprezar o termo 1 de $w(z)$ chegando a

$$\frac{w}{w_0} = \frac{z}{z_0}. \quad (6.2)$$

De (4.2), podemos relacionar z_0 com w_0 . Executando uma variação no eixo z , teremos variação de distância Δz no eixo de propagação que será relacionado a um Δw . Portanto, inserindo (4.2) em (6.2) e realizando um pouco de álgebra é possível demonstrar que

$$w_0 = \frac{\Delta z \lambda}{\Delta w \pi}. \quad (6.3)$$

Para um z' distante do foco, nas condições em que a aproximação (6.2) é válida, é possível determinar o raio do feixe no ponto focal.

Realizando o corte transversal ao feixe em duas distâncias posteriores ao ponto focal e derivando a curva obtida, se obtém a curva do perfil do feixe.

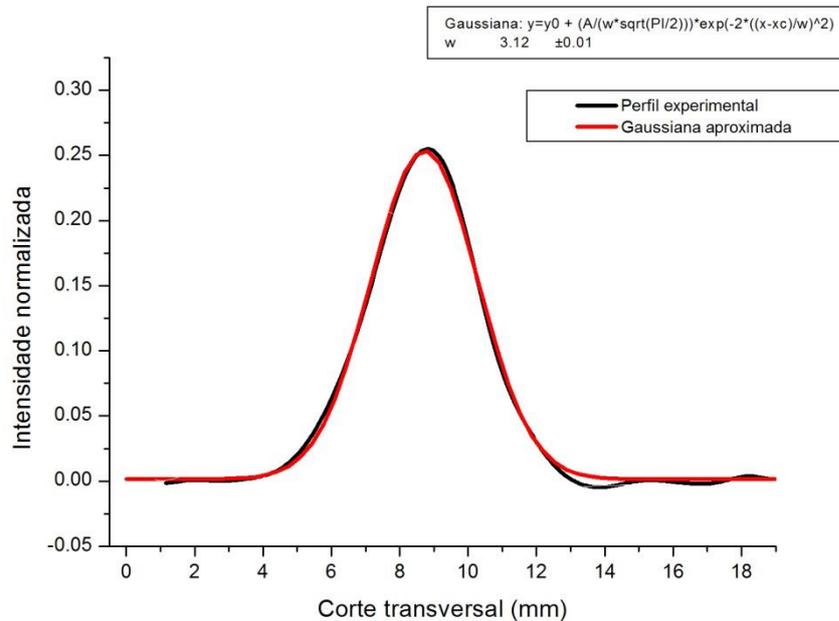


Figura 6.2: Perfil gaussiano do feixe após a focalização no ponto z' .

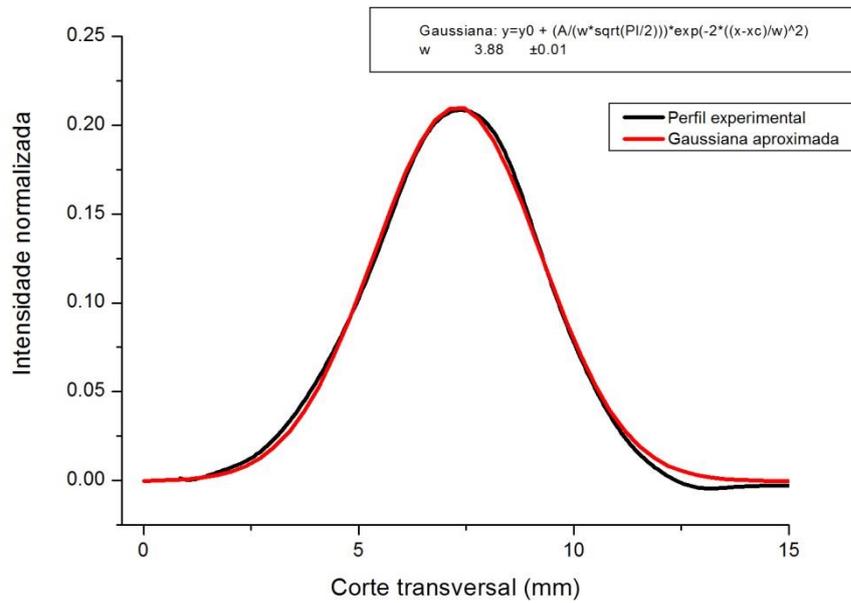


Figura 6.3: Perfil gaussiano do feixe após focalização no ponto $z' + \Delta z$.

A variação de Δz nestas medidas foi igual a 25mm e claramente é possível verificar que a Figura 6.2 representa o corte transversal do feixe na posição mais próxima do ponto focal.

De (6.2) calcula-se o valor de w_0 .

$$w_0 = \frac{25\text{mm}}{(3,88 - 3,12)\text{mm}} \frac{633\text{nm}}{\pi}, \quad (6.4)$$

$$w_0 = 6,63\mu\text{m} .$$

Consequentemente, é possível estimar o valor do comprimento de Rayleigh para este caso.

De (4.2)

$$z_0 = 218,15\mu\text{m} . \quad (6.5)$$

Para que a varredura da amostra ocorra na região não linear e abranja as extremidades lineares é necessário garantir que a distância varrida seja muito maior que o comprimento de Rayleigh. O translador que esta disposto na montagem experimental possui um comprimento de varredura de 25mm , o que é muito superior ao comprimento de Rayleigh em questão.

6.4 Curva de z-scan

Arranjando a montagem experimental tal como a *Figura 5.2*, é possível realizar a medida direta da técnica e obter uma curva de z-scan diretamente sem o caráter interferométrico.

Como ainda o projeto encontra-se em fase de montagem e otimização, as medidas foram de realizadas com um polímero que tem polarização definida, um polarizador. A vantagem de utilizar este tipo de amostra é a possibilidade de manipular a porcentagem de luz transmitida e absorvida somente alterando a orientação do polímero, lembrando que o feixe incidente tem uma polarização fixa e definida.

Na *Figura 6.4* é possível verificar a curva da transmitância da luz não polarizada para um único polarizador (*single*), dois polarizadores alinhados paralelamente (*parallel*) e transversalmente (*crossed*).

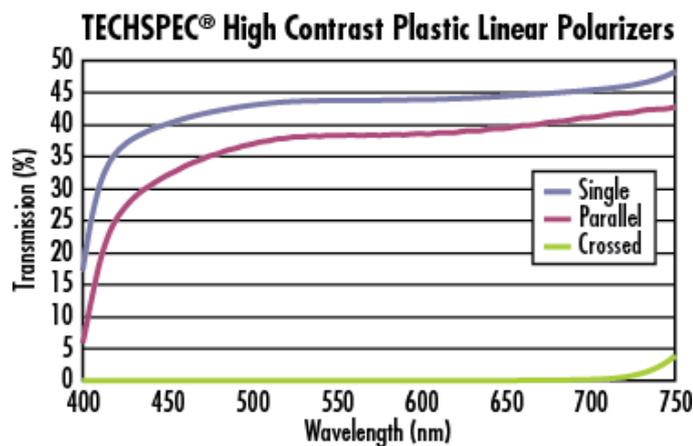


Figura 6.4: Transmissão da luz em um polarizador [13].

Todas as medidas apresentadas a partir deste momento foram realizadas com um filme polarizador de $750\mu\text{m}$ de espessura como amostra pela vantagem já discutida e utilizando um laser contínuo de hélio-neônio com comprimento de onda de 633nm e potência de aproximadamente 20 mW na saída do laser. A polarização do filme utilizado como amostra está posicionada perpendicularmente em relação a polarização do feixe incidente, absorvendo o máximo possível de luz e transmitindo o mínimo.

Desta forma, realizando uma curva de varredura de z-scan, foi obtida a *Figura 6.5*.

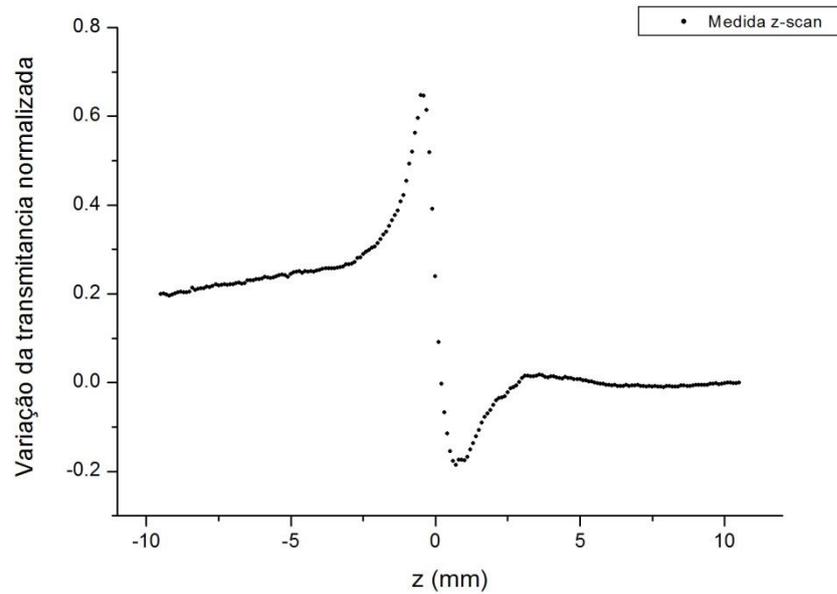


Figura 6.5: Curva de z-scan térmica.

Conforme já discutido, a curva térmica tem primeiro um pico e após um vale (na varredura de z positivo). A posição z representa a posição da amostra na varredura e o foco da lente está em $z = 0$.

A distância entre pico vale é de $3,46z_0$ [11]. Nos dados obtidos, o máximo do pico esteve na posição $z = -0,450$ e o mínimo no vale na posição $z = 0,669$. Desta forma, é possível encontrar o valor do comprimento de Rayleigh para a atual montagem experimental. Logo

$$\Delta z = 0,669 + 0,450 = 1,12 \text{ mm} ,$$

$$z_0 = \frac{1,12}{3,46} = 323,70 \mu\text{m} . \quad (6.6)$$

Com este resultado foi possível obter a mesma escala na dimensão de z_0 obtido através da aproximação (6.2) e dos valores dos raios do feixe. A diferença muito grande, cerca de 50%, entre os dois valores obtidos pode ter ocorrido na medição dos raios, podendo haver fenômenos de difração que não foram visualizados.

Um outro problema facilmente perceptível é o fato de existir uma diferença entre a assíntota da transmitância após vale e antes pico. A curva após o vale certamente está estabilizada e pela não linearidade de fácil constatação dão garantia que ao valor obtido de z_0 em (6.6) é confiável e a varredura executada deveria ser suficiente para obter uma curva completa da técnica. Contudo, pode existir algum tipo de fenômeno que ainda não foi interpretado que impede o relaxamento completo do aquecimento na amostra, não voltando a variação da transmitância para a posição

inicial. Argumento que auxilia nesta conclusão é o fato da varredura ter sido executada no sentido de z positivo para negativo. Diversos outros dados da curva de z -scan também apresentaram o problema.

Existe também a possibilidade de estar havendo algum desalinhamento durante a medida, contudo não foi encontrada alguma falha que pudesse ocasionar isto.

6.5 Saturação de absorção

Existem potências e situações em que ocorrerá uma saturação na amostra. Com a amostra na região focal, a densidade de energia incidida sobre a amostra irá aumentar até atingir seu máximo em $z = 0$, quando ocorrerá a mesma potência no menor raio possível do feixe gaussiano.

Nesta condição, é observada uma curva de saturação da absorção na amostra. Interpretando esta interação luz-matéria com o auxílio dos coeficientes A e B de Einstein, atinge-se um regime de balanço de população entre o estado fundamental e um nível energético excitado. Nesta condição, os fótons que ali interagirem possuirão probabilidades de serem absorvidos e estimularem emissão iguais. Portanto, com os argumentos da *Seção 3.5*, deverá ser observado um pico da intensidade na região focal.

Do mesmo modo da *Seção 6.3*, a amostra consiste em um polarizador pelas vantagens já discutidas, o laser contínuo um hélio-neônio com comprimento de onda de 633nm e varredura ocorrerá na montagem experimental apresentada na *Figura 5.2*. Nestas condições de saturação, é obtida a *Figura 6.6*.

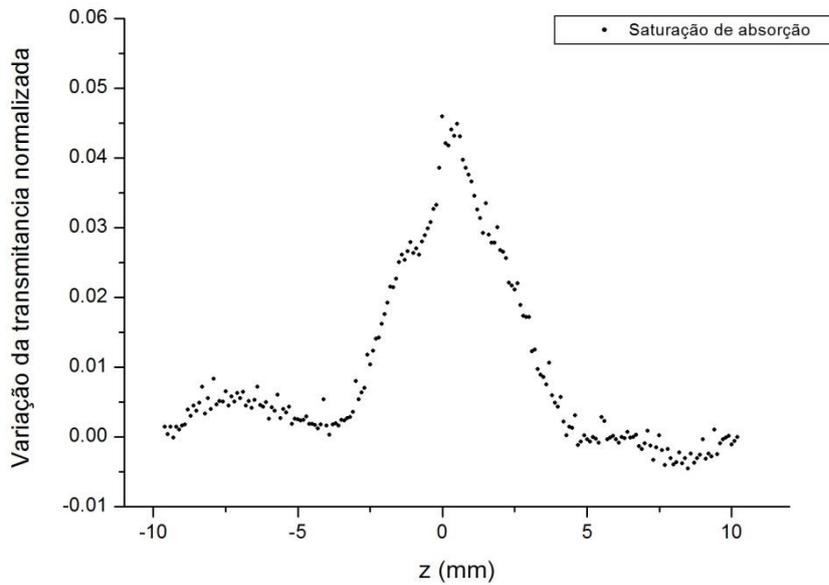


Figura 6.6: Saturação de absorção.

Conforme o esperado teoricamente, é observado um regime de saturação nas proximidades da região focal. A varredura foi obtida no sentido de z positivo para negativo. O fato de não ser observado somente um pico na região z_0 deve-se ao caso de ocorrerem fenômenos de não relaxamento ou algum tipo de absorção não linear da amostra que não serão discutidos neste trabalho.

Ambos os gráficos, tanto da curva de z -scan quanto a de saturação de absorção, foram obtidos a fim de demonstrar fenômenos não lineares e o andamento do projeto com caráter somente quantitativo. Se a *Figura 6.5* não estivesse com falhas no alinhamento, somente verificando a potência do feixe no ponto focal seria o suficiente para determinar o coeficiente dn/dT do índice de refração não linear térmico.

Capítulo 7

Conclusões e considerações finais

O projeto se encontra em andamento. Até o momento foram obtidas medidas experimentais qualitativas de curva de z-scan térmica e saturação de absorção. Foi determinado o comprimento de Rayleigh e a metade da cintura mínima do feixe no ponto focal através de alguns métodos indiretos de verificação destes comprimentos e comparada à curva de z-scan.

Existe uma perspectiva quanto à otimização da técnica e à confecção de um interferômetro de peça única (lente, espelhos e divisor de feixe), resultando em uma montagem mais robusta, com grande mobilidade e simplicidade para acoplar em medidas da técnica de z-scan.

Atualmente se trabalha no alinhamento entre os espelhos do interferômetro juntamente com o feixe de propagação e a lente de entrada do interferômetro. Posteriormente a esta etapa, pretende-se realizar medidas de z-scan interferométrico e interpreta-las, analisando as variações do desvio δ , da transmitância S e a comparação com os resultados experimentais da técnica de z-scan.

A utilização de um laser pulsado também é uma proposta muito interessante. Desta forma é possível controlar temporalmente os pulsos. Pode-se realizar um bombeamento externo ao interferômetro e utilizar os pulsos contrapropagantes como pulsos de prova. Também, utilizando um espelho de refletividade baixa (<5%), é possível fazer com que um dos dois feixes contrapropagantes seja o bombeamento.

Para uma montagem menos compacta, com duas lentes dentro do interferômetro, é possível realizar um controle temporal intercalando e selecionando pulsos. Este controle não é possível na

montagem utilizada pois possui somente uma lente interna, ocasionando em um ponto focal no centro de simetria (e propagação) do anel interferométrico.

Existem algumas dúvidas quanto a real eficiência do experimento compacto. Teoricamente é verificável uma melhoria da técnica de z-scan com o acoplamento do interferômetro de Sagnac. Sendo o interferômetro do projeto compacto, existe também uma grande mobilidade do aparato e simplicidade na técnica, uma das grandes motivações da pesquisa. O grande problema enfrentado na montagem e no andamento do projeto é relativo à minimização da estrutura física experimental. Visto que existem limites físicos para o foco lente e a distância da varredura da amostra, é necessário trabalhar com um feixe de raio muito grande o que acaba sendo necessário cuidado e aproximações nos limites do feixe que são a íris de entrada do interferômetro, o diâmetro dos espelhos e a aresta do divisor de feixes.

Capítulo 8

Bibliografia e referências

- [1] BOYD, R.W. *Nonlinear Optics*. Academic Press. 2008. 3ª ed.
- [2] HECHT, E. *Óptica*. Fundação Calouste Gulbenkian. Lisboa, 2002. 2ª ed.
- [3] CASTRO, H. P. S. *Caracterização óptica e termo-óptica de sistemas coloidais de nanopartículas*. 2010.
- [4] GÓMEZ, S. L. and CUPPO, F. L. S. and FIGUEIREDO NETO, A. M. *Nonlinear Optical Properties of Liquid Crystals Probed by Z-scan Technique*. Brazilian Journal of Physics 33. 2003. 813-820.
- [5] SHELDON, S. J. and KNIGHT, L. V. and THORNE, J. M. *Laser-Induced thermal lens effect: a new theoretical model*. App Opt 21. 1982. 1663-1669.
- [6] PEREIRA, M. K. *Espectroscopia Resolvida no Tempo em Anel Anti-Ressonante*. Porto Alegre, 2012.
- [7] SHEIK-BAHAE, M. and SAID, A. A. and VAN STRYLAND, E. W. *High-sensitivity, single-beam n_2 measurements*. Optics Letters 14. 1989. 955-957.
- [8] STRYLAND, E. W. V. and SHEIK-BAHAE, M. *Z-Scan Measurements of Optical Nonlinearities*. Characterization Techniques and Tabulations for Organic Nonlinearity Materials. 1998. 655-692.
- [9] SALEH, B. E. A. and TEICH, M. C. *Fundamentals of Photonics*. Wiley. Hoboken, New Jersey, 2007. 2ª ed.

- [10] ThorLabs – Thorlabs.com – Molded Plastic Aspheric Lenses, Uncoated. Disponível em <https://www.thorlabs.com/NewGroupPage9_PF.cfm?Guide=10&Category_ID=141&ObjectGroup_ID=16> Acesso em 26 de junho de 2014.
- [11] FALCONIERI, J. *Thermo-optical effects in Z-scan measurements using high-repetition-rate lasers*. J. Opt. A: Pure Appl. Opt 1. 1999. 662-667.
- [12] PAZ, I. G. *Fase de Gouy em Ondas de Matéria de Estados Gaussianos Puros e Mistos*. Belo Horizonte, 2011.
- [13] Edmund Optics - TECHSPEC High Contrast Plastic Linea Polarizers. Disponível em <<http://www.edmundoptics.com/images/catalog/1006608.gif>> Acesso em 29 de maio de 2014.
- [14] CHAVES, A. S. *Novos resultados teóricos e experimentais para a técnica de Z-scan*. São Carlos, 2010.
- [15] DEMTRÖDER, W. *Atoms, Molecules and Photons*. Springer. Kaiserslautern, 2010. 2ª ed.
- [16] LEITE, G. V. *Acoplamento de Varredura-Z sobre o Interferômetro de Sagnac*. Porto Alegre, 2012.
- [17] MATVEEV, A. N. *Optics*. Mir Publishers Moscow. Moscou, 1988. 1ª ed.
- [18] MESSIAS, D. N. *Estudo das contribuições térmica e eletrônica na variação do índice de refração de materiais dopados com íons emissores*. São Carlos, 2006.
- [19] PLANAS, S. A. *Estudos de Filmes Poliméricos para Aplicações em Dispositivos Fotônicos*. Campinas, 1995.
- [20] REITZ, J. R. e MILFORD, F. J. e CHRISTY, R. W. *Fundamentos da teoria eletromagnética*. Elsevier. Rio de Janeiro, 1982. 21ª reimpressão.
- [21] RUI, R. *Interferômetro de Sagnac não linear*. Porto Alegre, 2010.