

# Demonstração de um Efeito Óptico Não-Linear Utilizando a Técnica de Varredura-Z em uma Amostra de Chá Chinês

(Demonstrating nonlinear optical effect using the Z-scan technique in chinese tea)

C. R. Mendonça, L. Misoguti, F. F. Dall'Agnol, S. C. Zilio

*Instituto de Física de São Carlos,  
Universidade de São Paulo*

Recebido em 5 de Maio, 1998

Experiments illustrating nonlinear optical phenomena, generally aren't realized in modern physics laboratories during the under-graduation. These phenomena are very interesting and can contribute to refine the physics teaching, besides to provide a contact which an area of optics with applications in the modern world. In this article, we propose a very simple experiment which introduce basic concepts in nonlinear optics to the student, by the measurement of refractive nonlinearity in a sample of Chinese tea, using the  $z$ -scan technique

Experimentos que ilustram fenômenos relacionados a óptica não-linear, geralmente não são realizados nos laboratórios de física moderna em nível de graduação. Tais fenômenos são muito interessantes e podem contribuir para o aprimoramento do ensino de física, além de proporcionar ao aluno contato com uma área da óptica com aplicações práticas no mundo moderno. Neste artigo propomos um experimento bastante simples, que introduz ao aluno conceitos básicos de óptica não-linear, através da medida de não-linearidades ópticas refrativas em uma amostra de chá chinês (chá de jasmim), utilizando a técnica de varredura- $z$ .

## I Introdução

A óptica não-linear é uma das áreas da óptica moderna que desenvolveu-se mais rapidamente nesta década. A investigação de efeitos não-lineares vem crescendo devido ao interesse no desenvolvimento de dispositivos puramente ópticos [1-3], e vinculado a esse crescimento, intensificou-se a procura por novos materiais com propriedades não-lineares intensas e tempos de resposta curtos.

Várias técnicas experimentais vem sendo elaboradas para possibilitar a investigação de efeitos não-lineares, dentre essas destaca-se a técnica de Varredura- $z$  [4,5], que devido a sua praticidade e simplicidade experimental na determinação do sinal e magnitude das não-linearidades refrativas é utilizada na grande maioria dos laboratórios modernos de óptica não-linear.

Neste trabalho, utilizamos a técnica de Varredura- $z$  em uma amostra de chá chinês para expormos conceitos básicos de óptica não-linear. Em 1989 Hong-Jun Zhang et. al [6] observaram uma alta não-linearidade óptica em amostras de chá chinês e soluções a base de clorofila, usando apenas um laser de HeNe. Desde então,

despertou-se um grande interesse na investigação da propriedade não-lineares desse material [7], bem como de sua utilização para experimentos simples que demonstrem propriedades ópticas não-lineares [8].

Geralmente experimentos que ilustram fenômenos de óptica não-linear não são realizados durante a graduação. Foi pensando na grande utilidade da óptica não-linear nos sistemas modernos de comunicação e chaveamento de sinais, que propomos um experimento simples, baseado na técnica de varredura- $z$ , capaz de ilustrar alguns princípios de não-linearidades ópticas. Este experimento pode ser realizado em laboratórios de física Moderna, durante a graduação. O material necessário para a execução deste experimento tem custo relativamente baixo (sendo praticamente definido pelo custo do laser de HeNe), podendo viabilizar o aprimoramento do ensino de física em nível de graduação.

## II Aspectos Teóricos

### II.1 Introdução

A partir do desenvolvimento do laser em 1960, foi

possível observar pela primeira vez que a presença de altas intensidades de luz pode provocar mudanças nas propriedades ópticas do meio, alterando, por exemplo, seu índice de refração ou coeficiente de absorção. Quando isso acontece, a luz que provocou a mudança nas propriedades do material também tem sua propagação afetada de uma maneira não-linear. Usualmente essa situação é descrita de modo aproximado por uma expansão da polarização em uma série de potências do campo elétrico, onde  $\chi^{(1)}$  é a susceptibilidade linear e  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$ ,... definem o grau de não-linearidade da resposta de um meio ao campo.

A observação de que luz intensa poderia provocar alterações no material que atuam na própria propagação da luz, foi vista primeiramente como um problema para a transmissão de feixes de altas potências através de materiais. Alguns materiais que apresentam não-linearidades de terceira ordem, podem provocar auto-focalização ou auto-defocalização da luz, o que pode tanto destruir o material quanto interromper a propagação da luz. Atualmente, fenômenos de óptica não-linear vm sendo estudados devido ao interesse de usá-los em sistemas de comunicação, processamento de informação e chaveamento optico, como por exemplo, um equivalente óptico para o transistor semiconductor.

A seguir exporemos conceitos fundamentais de óptica não-linear e proporemos um experimento bastante simples que os ilustra.

## II.2. Origens da não-linearidade óptica

Um processo optico não-linear é gerado em duas etapas. A incidência de luz intensa induz uma polarização não-linear no meio que agindo como fonte, modifica os campos opticos de forma não-linear. A primeira parte deste processo é governada pelas equações constitutivas e a segunda pelas equações de Maxwell.

A maior parte dos efeitos não-lineares conhecidos pode ser descrita em termos da teoria eletromagnética clássica, com susceptibilidades não-lineares incluídas nas relações constitutivas, que relacionam a polarização elétrica com as amplitudes dos campos eletromagnéticos.

Quando a luz se propaga através de um material transparente, o campo eletromagnético oscilante exerce uma força sobre os elétrons do meio. Como os elétrons estão fortemente ligados ao núcleo, a maior resposta a este estímulo vem dos elétrons exteriores ou de valência. Com fontes de luz ordinárias o campo de radiação é muito menor que o campo inter-atômico (cerca de 300 MV/cm) e assim a radiação age como uma pequena perturbação. As cargas do meio comportam-se como osciladores harmônicos e a polarização induzida  $\mathbf{P}$ , tem

um comportamento linear como função da amplitude do campo elétrico  $\mathbf{E}$ . Para fontes térmicas, por exemplo, os campos produzidos são da ordem de 1kV/cm, e portanto, a resposta do meio a tais campos é linear.

Quando a intensidade de luz é alta, tal que o campo da radiação é comparável com os campos inter-atômicos, as cargas do meio comportam-se como osciladores não harmônicos e a polarização induzida tem um comportamento não-linear em função da amplitude do campo. Os campos necessários para que tais efeitos sejam observados são obtidos apenas com lasers. Assim a resposta do meio a tais campos é não-linear.[9] A resposta não-linear resulta na mudança de alguma propriedade do material, o que por sua vez afeta a propagação da onda que a causou.

Como vimos anteriormente, no regime de altas intensidades a polarização induzida tem um comportamento não-linear com a amplitude do campo elétrico. Isto é equivalente a dizer que a susceptibilidade elétrica é uma função do campo, ou seja:

$$P = \chi(E)E \quad (1)$$

Usualmente descrevemos esta situação de modo aproximado por uma expansão da polarização em série de potências do campo elétrico [10]:

$$P = \chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(2)} : EE + \chi^{(3)} : EEE + \dots \quad (2)$$

onde  $\chi^{(1)}$  é o tensor susceptibilidade linear e  $\chi^{(2)}$ ,  $\chi^{(3)}$ ,... $\chi^{(n)}$ , são os tensores que definem o grau de não-linearidade da resposta do meio ao campo e são caracterizados pelas propriedades de simetria do meio. Este tipo de expansão é geralmente válida para meios transparentes onde a resposta não-linear é pequena.

Conhecendo-se  $\chi^{(n)}$ , podemos calcular, pelo menos em princípio, o efeito não-linear de n-ésima ordem através das equações de Maxwell. Na verdade, dependendo do processo de interesse,  $\mathbf{P}$  pode conter apenas um número limitado de termos e a solução das equações de Maxwell fica simplificada. Por exemplo, para materiais com simetria de inversão, os termos  $\chi^{(n)}$ , com  $n$  par, são nulos e o termo não-linear mais importante é o  $\chi^{(3)}$ .

## II.3. Efeito Kerr óptico

Dentre os processos não-lineares, os mais intensos são aqueles relacionados a susceptibilidade de segunda ordem,  $\chi^{(2)}$ . Estes processos são responsáveis, por exemplo pela geração de segundo harmônico, que consiste no dobramento de frequência de uma luz laser após passar por um material não-linear. Esse tipo de não-linearidade ocorre apenas em materiais que não apresentam simetria de inversão, ou seja, uma classe muito

específica de materiais. Para materiais com simetria de inversão ( $\chi^{(2)} = 0$ ), a não-linearidade mais importante é a de terceira ordem, responsável pela mudança do índice de refração do meio com a intensidade da luz incidente, como veremos a seguir.

Para materiais onde  $\chi^{(2)} = 0$ , a polarização do meio pode ser escrita como:

$$P = \chi^{(1)} \cdot E + \chi^{(3)} E^3 = \chi^{(1)} \cdot E + P_{NL} \quad (3)$$

A componente de polarização não linear em (3), corresponde a um pequeno incremento na susceptibilidade  $\Delta\chi$  dada por:

$$\epsilon_0 \Delta\chi = \frac{P_{NL}}{E(\omega)} = \chi^{(3)} |E(\omega)|^2 = 2 \frac{\chi^{(3)}}{n \epsilon_0 c} I \quad (4)$$

onde  $I = \frac{|E(\omega)|^2}{2} n \epsilon_0 c$  é a intensidade da onda inicial.

Como  $n^2 = 1 + \chi$ , isto equivale a um incremento no índice de refração  $\Delta n = \frac{\partial n}{\partial \chi} \Delta\chi \frac{\Delta\chi}{2n}$  tal que:

$$\Delta n = \frac{\chi^{(3)}}{n^2 \epsilon_0 c} I = n_2 I \quad (5)$$

A grandeza  $n_2$  é denominada de índice de refração não-linear. Assim a mudança no índice de refração é proporcional à intensidade óptica. O índice de refração total é, portanto, uma função linear da intensidade de acordo com:

$$n(I) = n + n_2 I \quad (6)$$

onde

$$n_2 = \frac{\chi^{(3)}}{n^2 \epsilon_0 c} \quad (7)$$

Este efeito é conhecido como efeito Kerr óptico devido a sua similaridade com o efeito Kerr eletro-óptico (onde  $\Delta n$  é proporcional ao quadrado do campo elétrico aplicado). O efeito Kerr óptico é um efeito auto-induzido no qual a velocidade de fase da onda depende da própria intensidade da onda. A ordem de magnitude do coeficiente  $n_2$  ( em  $\text{cm}^2/\text{kW}$  ) é de  $10^{-16}$  a  $10^{-14}$  em vidros,  $10^{-17}$  a  $10^{-7}$  em vidros dopados,  $10^{-10}$  a  $10^{-8}$  em materiais orgânicos e  $10^{-10}$  a  $10^{-12}$  em semicondutores. Ele é sensível ao comprimento de onda e depende da polarização [11].

## II.4. Auto modulação de fase

Como resultado do efeito Kerr óptico, uma onda viajando num meio não-linear de terceira ordem sofre uma auto modulação de fase. A diferença de fase adquirida por um feixe de potência  $P$  e secção reta  $A$ , viajando uma distância  $L$  em um meio, é  $\phi = \frac{2\pi n(I)L}{\lambda_0} = 2\pi (n + n_2 \frac{P}{A}) \frac{L}{\lambda_0}$ , então ele é alterado por

$$\Delta\phi = 2\pi n_2 \frac{L}{\lambda_0 A} P \quad (8)$$

que é proporcional à potência  $P$ . A auto modulação é usada em aplicações onde luz controla luz. Para maximizar o efeito,  $L$  deve ser grande e  $A$  pequeno. Estas condições são conseguidas em guias de onda ópticos. Materiais com grandes  $n_2$  podem ser usados em guias da ordem de centímetros para conseguir uma mudança de fase da ordem de  $\pi$  com poucos mW de potência [11].

## II.5. Auto focalização

Outro efeito interessante associado à auto-modulação de fase é a auto-focalização. Se um feixe intenso é transmitido através de um fino pedaço de material não-linear que exibe efeito Kerr óptico, como ilustrado na Fig. 1, o índice de refração muda de acordo com o padrão de intensidade do plano transversal à propagação.

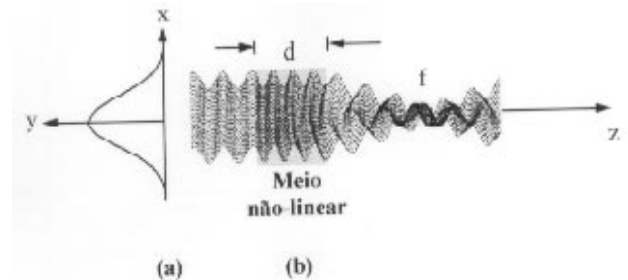


Figura 1. (a) Perfil Gaussiano do feixe, (b) um meio não-linear de terceira ordem age como uma lente cujo foco depende da intensidade.

Como já visto, o efeito Kerr é caracterizado por um índice de refração dependente da intensidade

$$n = n_0 + n_2 I \quad (9)$$

onde  $n_0$  e  $n_2$  são, respectivamente, os índices linear e não-linear de refração do meio. Esta dependência do índice de refração com a intensidade é responsável pela auto-focalização do feixe, quando este possui um perfil transversal não uniforme de intensidade. Ao se propagar na direção  $z$ , por exemplo, um feixe com um dado perfil transversal ( $x, y$ ) de intensidade, produz uma variação transversal correspondente no índice de refração. Se o feixe tem sua maior intensidade no centro, por exemplo, a máxima mudança no índice de refração será também no centro. O meio age como um classificador de índices de refração que dá para a onda um deslocamento de fase não uniforme, causando assim uma curvatura na frente de onda. Sob certas condições o meio pode agir como uma lente de distância focal dependente

da potência. Então este fenômeno pode ser imaginado como uma lente induzida no material, que provoca a focalização do feixe.

Para um feixe de perfil Gaussiano, por exemplo, um meio com  $n_2 > 0$ , induz uma lente positiva, o que acarreta uma auto-focalização do feixe. Para um material com  $n_2 < 0$ , ocorre a auto-defocalização.

### III Aspectos Experimentais

#### III.1. A técnica e varredura- $z$

Em 1989 Sheik-Bahae et al. [4,5] desenvolveram um método para determinar o sinal e a magnitude do índice de refração não-linear, relacionado a susceptibilidade de terceira ordem. Esta técnica, denominada de varredura- $z$  (“Z-scan”), está baseada em princípios de distorção espacial do feixe e oferece tanto sensibilidade quanto simplicidade experimental. Uma de suas principais características é permitir que se estime o índice de refração não-linear através de uma relação simples entre a variação da transmitância observada e a distorção de fase induzida, sem a necessidade de ajustes teóricos detalhados.

Num experimento de varredura- $z$ , o que se mede é a potência transmitida através de uma abertura de raio  $r_a$ , quando um feixe focalizado atravessa uma amostra que se move ao longo do seu eixo de propagação. A movimentação da amostra ao redor da posição focal, permite que esta fique sujeita a diferentes intensidades, o que acarretará, ou não, a manifestação do efeito não-linear. Para a eliminação de efeitos lineares, a potência transmitida para a amostra numa dada posição  $z$ , é dividida pela potência transmitida quando a amostra está distante do foco, onde os efeitos não-lineares não estão presentes. Tal quantidade é denominada transmitância normalizada  $T(Z) = P(z)/P(z_\infty)$ . Assim, o resultado observado, é uma curva da transmitância normalizada em função da posição  $z$  da amostra.

O aparato experimental da técnica de varredura- $z$  é mostrado na Fig. 2. Usando um feixe de laser gaussiano com foco estreito, mede-se a transmitância de um meio não-linear, através de uma abertura finita colocada no campo distante como função da posição  $z$  da amostra, medida com respeito ao plano focal.

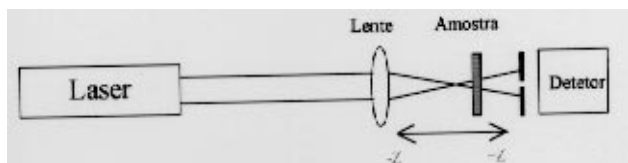


Figura 2. Arranjo experimental da varredura- $z$ .

Consideremos um meio tipo Kerr, com índice de refração não-linear  $n_2 > 0$ , que inicialmente está distante do foco ( $-z$ ). Nesta posição a intensidade do feixe é baixa e ocorre uma refração não-linear negligenciável e então  $T(z) = 1$ . Movendo a amostra em direção ao foco, o aumento da intensidade provoca um aumento no efeito de auto-modulação de fase, e assim o efeito de lente induzida na amostra torna-se importante. Uma lente convergente ( $n_2 > 0$ ) colocada antes do plano focal ( $-z$ ), tende a aumentar a difração do feixe e a transmitância na abertura é reduzida, como mostra a Fig. 3a. Com a amostra no lado positivo ( $+z$ ) do foco, o efeito de lente colima o feixe e faz com que a transmitância na abertura aumente como se vê na Fig. 3b. Quando a amostra encontra-se muito próxima ao foco ( $z = 0$ ) é como se colocássemos uma lente fina no foco, o que resulta numa mudança mínima no padrão observado no campo distante. Para finalizar a varredura, a amostra é levada muito distante do foco e a transmitância retorna ao valor linear original.

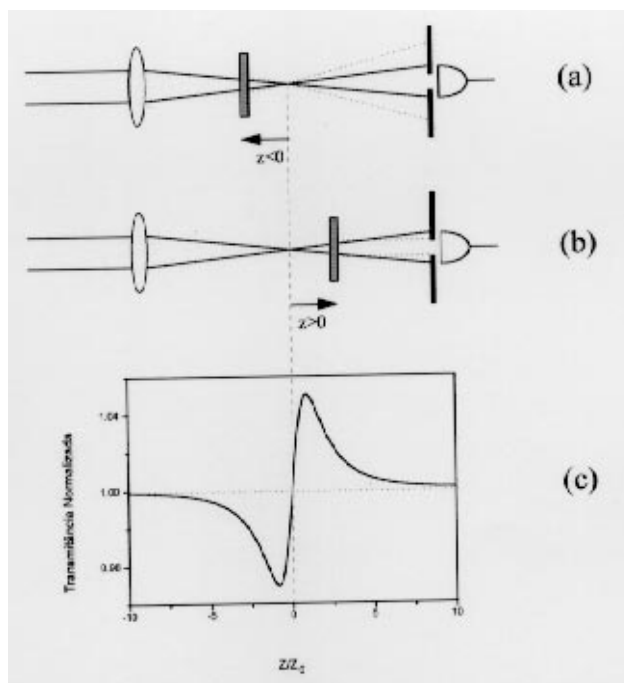


Figura 3. Efeito lente na técnica de varredura- $z$  para o caso  $n_2 > 0$ . Quando a amostra está antes do foco Fig. 3a o feixe aparece mais expandido na posição do diafragma. Quando está após o foco (Fig. 3b), o feixe tende a ser colimado. Na Fig. 3c mostramos a transmitância normalizada  $T(z)$  em função da posição da amostra ao longo do eixo  $Z$ .

Um mínimo de transmitância pré-focal (pico), seguida por um máximo de transmitância pós-focal (vale) mostrado na Fig. 3c, é conhecida como assinatura “Z-scan” de uma não-linearidade refrativa positiva. Não-linearidades negativas ( $n_2 < 0$ ) induzem lentes divergentes e o comportamento é completamente análogo ao

anterior, fornecendo uma configuração pico-vale invertida. Este fato é um dos grandes méritos da técnica de “Z-scan”, pois o sinal da não-linearidade é imediatamente encontrado a partir do resultado. Veremos posteriormente que a magnitude da não-linearidade também pode ser encontrada de maneira bastante simples.

A diferença de fase adquirida por um feixe de intensidade  $I_0$ , comprimento de onda  $\lambda$  viajando uma distância  $L$  em um meio não-linear que exibe efeito Kerr óptico

$$\Delta\Phi_0 = kn_2I_0L \quad (10)$$

onde  $I_0 = 2P/\pi\omega_0^2$ ,  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $z_0 = k\omega_0^2/2$ ,  $P$  é a potência e  $\omega_0$  e a cintura do feixe no foco.

Para valores pequenos de  $|\Delta\phi_0|$ , o pico e o vale ocorrem na mesma distância em relação ao foco e para não-linearidades cúbicas vale  $\cong 0.86z_0$ . Desta forma, denominando a distância entre o pico e o vale de  $\Delta Z_{pv}$  temos:

$$\Delta Z_{pv} = 1.7z_0 \quad (11)$$

Uma grandeza facilmente medida num experimento de varredura- $z$  é  $\Delta T_{pv}$ , que é definido como a diferença entre a transmitância normalizada no pico e no vale. A abertura da íris, denominada  $S$ , é definida como a razão entre a potência depois da íris pela potência incidente. A variação de  $\Delta T_{pv}$  em função de  $|\Delta\Phi_0|$  para uma determinada abertura  $S$ , exibe uma relação linear do tipo:

$$\Delta T_{pv} = 0.406(1 - S)^{0.25}|\Delta\Phi_0| \quad \text{para } |\Delta\Phi_0| \leq \pi \quad (12)$$

Assim, após efetuarmos uma medida de varredura- $z$ , podemos, a partir do valor de  $\Delta Z_{pv}$ , determinar o valor de  $\omega_0$  e posteriormente de  $I_0$ . Usando o valor medido para  $\Delta T_{pv}$  juntamente com as eq.(10) e eq.(12) podemos encontrar o valor de  $n_2$  com uma precisão de  $\pm 2\%$ , sem a necessidade de efetuar ajustes teóricos detalhados. [4,5]

## IV Roteiro do Experimento

### IV.1. Introdução

Para observarmos efeitos não-lineares nos laboratórios acadêmicos, utilizamos lasers de alta potência. Neste experimento, utilizaremos um laser de HeNe operando em  $\lambda = 632.8\text{nm}$  com potência da ordem de mW. Para que possamos observar o efeito não-linear com um

laser desse tipo, é necessário que o material a ser estudado exiba uma alta não-linearidade, por isso escolhemos a amostra de chá chinês. Essa amostra, diferentemente do que foi exposto nas seções anteriores, apresenta um efeito não-linear de origem térmica. Neste caso, o índice de refração não-linear surge devido ao aquecimento não homogêneo da amostra, ou seja, o perfil gaussiano do laser provoca um maior aquecimento no centro do que nas bordas. Desta forma, a parte central da amostra terá uma menor densidade, e conseqüentemente um menor índice de refração, do que a borda, e se comportará como uma lente divergente devido ao fenômeno de auto-modulação de fase. Aqui voltamos a situação descrita na seção II.4, porém agora a não-linearidade possui origem térmica e não eletrônica. Devido ao processo de difusão térmica, o aquecimento não homogêneo da amostra, que inicialmente segue o perfil gaussiano do feixe, vai sendo alargado. Desta forma, ao atingir o estado estacionário, a lente térmica induzida não será mais caracterizada por  $\Delta Z_{pv}$  dado pela eq. (11), mas sim por uma distância entre o pico e o vale dada por: [12]

$$\Delta Z_{pv} = 3.4z_0 \quad (13)$$

A seguir, propomos um roteiro experimental e descrevemos com maiores detalhes o aparato utilizado para a realização do experimento.

### IV.2. Objetivos

O objetivo desse experimento é proporcionar ao aluno um primeiro contato com a óptica não-linear, através de medidas do índice de refração não-linear em uma amostra de chá chinês, utilizando a técnica de varredura- $z$ .

### IV.3. Montagem Experimental

O procedimento experimental recomendado para realização desse experimento é:

- 1) Montar e alinhar o sistema óptico.
- 2) Preparar a solução de chá chinês.
- 3) Realizar o experimento de varredura- $z$ .
- 4) Analisar os resultados experimentais.

O sistema experimental utilizado é bastante simples e assemelha-se ao da Fig. 2. Na Fig.4 mostramos o esquema experimental utilizado, e a seguir descrevemos detalhadamente cada componente desse sistema.

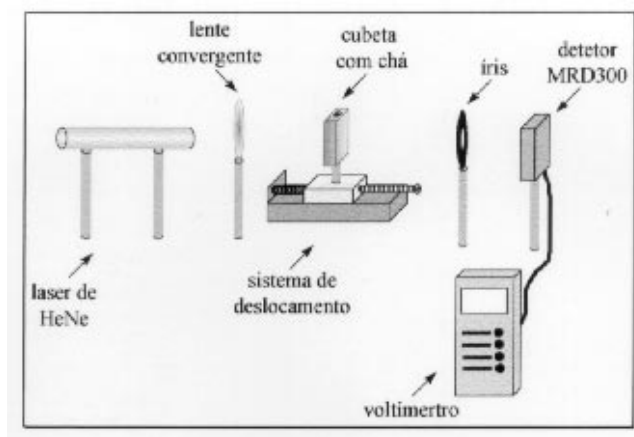


Figura 4. Arranjo experimental da varredura-z.

#### IV.3.1. Sistema óptico

O sistema óptico é constituído por um laser de He-Ne (opto Eletrônica,  $\lambda = 632.8$  nm), operando no modo contínuo, com uma potência aproximada de 1mW. A luz passa através de um lente de foco 8cm que produz um foco estreito, através do qual o material não-linear é deslocado. Mede-se a transmitância não-linear através de uma íris colocada no campo distante, com abertura de diâmetro igual a 1mm.

O sistema óptico deve ser alinhado de maneira que o feixe do laser esteja paralelo tanto ao plano da mesa, quanto a direção definida pelo movimento da amostra. Primeiramente, coloca-se a íris próxima ao laser, e através de regulagens no suporte do laser centraliza-se o feixe na íris. Depois, repete-se o mesmo procedimento com a íris na extremidade próxima ao detector. Esse procedimento deve ser repetido até que em ambas as extremidades o feixe esteja centralizado. Depois desse alinhamento, fixa-se a íris na posição adequada, de maneira que essa sirva como ponto de referência para a colocação da lente. Em seguida posiciona-se o detector de modo a coletar toda a luz que atravessa a íris.

#### IV.3.2. Sistema de Detecção

Para detecção da transmitância usamos um detector MRD300, que pode ser encontrado com bastante facilidade, alimentado por uma bateria comum de 9V de acordo com o esquema abaixo (ver Fig. 5). A observação do sinal proveniente do detector foi feita através de um voltímetro comum.

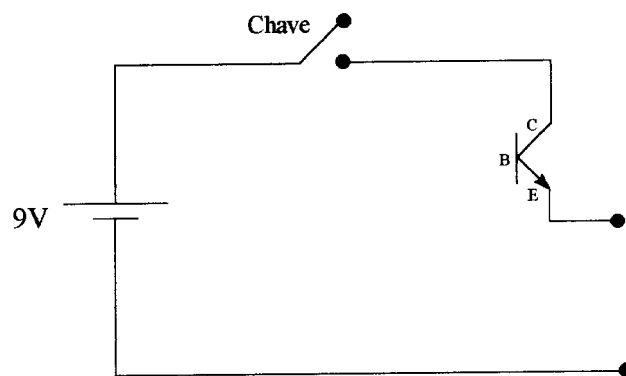


Figura 5. Esquema do detector utilizado.

#### IV.3.3. Sistema de deslocamento da amostra

Na ausência de um estágio de translação comercial adequado, o sistema de deslocamento da amostra pode ser feito usando-se um parafuso com passo de 1mm, aliado a um sistema de mola. Desta forma, a cada volta do parafuso a base onde se encontra a amostra desloca-se 1mm.

Um sistema de deslocamento desse tipo é suficiente para a observação do efeito.

#### IV.3.4. Preparação da amostra

Para a realização do experimento é necessário a preparação de uma solução de chá chinês a base de álcool etílico. Deve-se misturar 20g de emulsão de jasmim (chá chinês) com 50ml de álcool etílico, e deixar em fervência por 20 minutos. Após a fervência essa solução deve ser filtrada. Com uma seringa, coloca-se um pouco dessa solução em uma cubeta de vidro de 1 a 2mm de espessura. Esta cubeta deve ser colocada sobre o sistema de deslocamento. Deve-se apenas tomar o cuidado com o álcool que é inflamável.

#### IV.3.5. Realização do Experimento

Para realização do experimento deve-se primeiramente ter uma noção da posição onde ocorre o foco, de maneira que durante a realização do experimento a cubeta com a amostra passe através da posição focal.

Em seguida deve-se determinar a potência que esta incidindo na amostra. Esta potência pode ser medida após a lente focalizadora, através de qualquer medidor de potência. É adequado também nesse momento que se meça a abertura  $S$  da íris, para isso deve-se medir a potência antes e depois da íris. A razão entre essas medidas define a abertura da íris.

Agora estamos prontos para realizar a varredura-z propriamente dita. Com a amostra distante do foco,

medimos através do voltímetro o sinal no foto-detetor. Esse valor, para o qual os efeitos não-lineares são desprezíveis, será usado como  $P(z_\infty)$ , para o cálculo da transmitância posteriormente. Devido a flutuações de intensidade do laser esse valor deve oscilar, então para diminuição do ruído deve-se fazer algumas médias da leitura feita no voltímetro.

Deve-se agora mover o carrinho em direção ao detetor. Para tal deve-se dar uma volta no parafuso do sistema de translação, o que corresponde a um passo de 1mm. Nesta nova posição  $z$  deve-se medir novamente o sinal no voltímetro  $P(z)$ . Esse procedimento deve ser repetido até que se complete a varredura- $z$ , ou seja, até que a amostra tenha passado através do foco e se encontre novamente numa região de baixas intensidades, onde os efeitos não-lineares são desprezíveis. Para uma varredura- $z$  completa é necessário que se percorra aproximadamente 5 cm (no caso do uso de uma lente de distância focal 8cm), ou seja, é necessário que se efetue medidas em 50 diferentes posições  $z$ . Após encerrada a varredura, deve-se fazer um gráfico da transmitância normalizada  $T(z) = P(z)/P(z_\infty)$  em função da posição  $z$  da amostra.

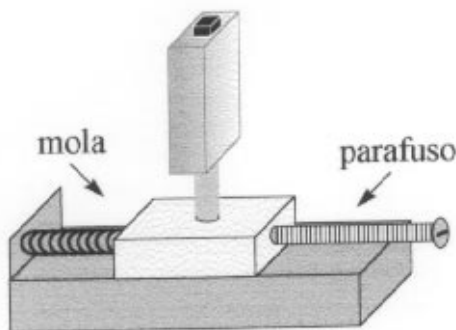


Figura 6. Esquema do sistema de deslocamento. Temos um trilho onde o carrinho que suporta a amostra pode se deslocar e um parafuso que permite um deslocamento controlado do carrinho.

## V Resultados e Discussões

Na Fig. 7 mostramos um gráfico da transmitância normalizada em função da posição  $z$  da amostra, para uma amostra de chá chinês.

Como pode-se observar, obtivemos um sinal característico de uma não-linearidade negativa. A partir desse gráfico podemos encontrar o valor de  $\Delta Z_{pv}$  e através da eq.(13) e das expressões  $z_0 = k\omega_0^2/2$  e  $I_0 = 2P/\pi\omega_0^2$  determinamos o valor de  $I_0$ . Do resultado experimental podemos ainda encontrar  $\Delta T_{pv}$ , e usando as eq.(10) e (12) podemos determinar o valor de  $n_2$ . Realizando esse procedimento, encontramos  $n_2 = -13 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{kW}$ .

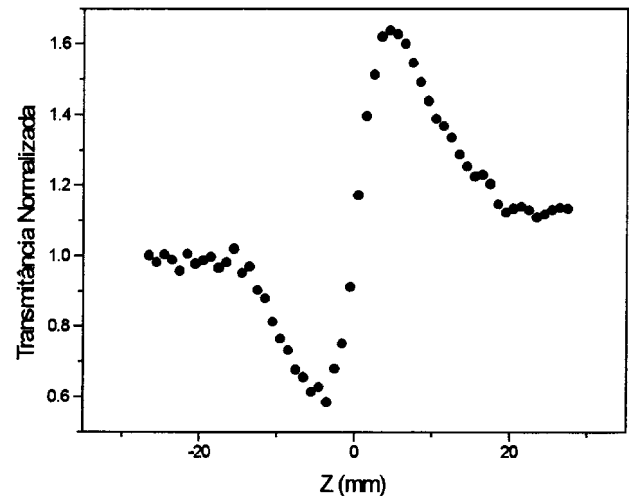


Figura 7. Transmitância normalizada da varredura- $z$  de uma amostra de chá chinês em  $\lambda = 632.8\text{nm}$  (Laser de HeNe),  $S = 0.01$ ,  $L = 1\text{mm}$ ,  $I_0 = 0.2\text{kW}/\text{cm}^2$  e  $\omega_0 = 23\mu\text{m}$ . A partir deste gráfico encontramos  $n_2 = -13 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{kW}$ .

O sinal negativo da não-linearidade é característico de efeitos térmicos, pois como dissemos na introdução, materiais que exibem não-linearidades térmicas se comportam como uma lente divergente.

## VI Conclusões

Apresentamos um experimento simples que ilustra conceitos de óptica não-linear e pode ser realizados em laboratórios de física moderna em nível de graduação. Neste experimento, observamos um efeito não-linear térmico em uma amostra de chá chinês, através da técnica de varredura- $z$ , utilizando apenas um laser de HeNe operando em 632.8nm.

Como sugestão para extensão desse experimento, pode-se medir o efeito não-linear em função da concentração de chá chinês. Pode-se ainda, na disposição de um laser mais potente, realizar medidas de  $\Delta T_{pv}$  em função de  $\Delta\Phi_0$  e assim verificar a eq. (12).

## References

- [1] P. A. Franken, A. E. Hill, C. W. Peters and G. Weinreich, *Phys. Rev. Lett.* **7**, 118 (1961).
- [2] Y. Baek, R. Schiek and G. I. Stegerman, *Opt. Lett.* **20**, 2168 (1995).
- [3] G. Assanto, I. Torelli and S. Trillo, *Opt. Lett.* **19**, 1720 (1994).
- [4] M. Sheik-Bahae, A. A. Said and E. W. Van Stryland, *Opt. Lett.* **14**, 995 (1989).

- [5] M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. Wei, D. Hagan and E. W. Van Stryland, *IEEE J. Quantum Electronics*, **QE-26**, 760 (1990).
- [6] H. J. Zhang, J. H. Dai, P. Y. Wang and L. A. Wu, *Opt. Lett.* **14**, 695 (1989).
- [7] Y. M. Cheung and S. K. Gayen, *J. Opt. Soc. Am. B*, **11**, 636 (1994).
- [8] K. E. Peiponen, R. Uma Maheswari, T. Jaaskelainen and Cong Gu, *Am. J. Phys.* **61** (10), 937 (1993).
- [9] Grant R. Fowles *Introduction to Modern Optics*, New York: Holt, Rinehart (1989).
- [10] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, John Wiley & Sons Inc. (1984).
- [11] B. E. A. Saleh and M. C. Teich, *Fundamentals of Photonics*, John Wiley & Sons (1991).
- [12] T. Catunda, M. L. Baeso, Y. Messadeq, M. Aegerter, *J. Non-cryst. Solids*, **213&214**, p.225 (1997).