Determinação experimental dos fatores de acoplamento das Redes Fotorrefrativa e de Absorção em cristais de $Bi_{12}TiO_{20}$

P.A.M. dos Santos e G. Nader
Laboratório de Óptica, Instituto de Física, Universidade Federal Fluminense,
Av Gal. Milton Tavares de Souza s/n, Gragoatá, Niterói, R.J., Brasil

Recebido em 16 de abril, 1996

No presente trabalho determinamos os coeficientes de acoplamento de redes holográficas senoidais, uma fotorrefrativa de buracos e outra de absorção, durante os seus efetivos apagamentos através de um método extremamente simples e rápido. Este método é baseado na interação entre as redes holográficas via dependência da polarização dos feixes de escrita e de prova. Todas as medidas foram realizadas utilizando-se uma amostra do cristal fotorrefrativo $Bi_{12}TiO_{20}$ utilizada apenas no regime de difusão e iluminada por uma fonte de laser He-Ne em $\lambda = 0.633\mu$m.

In the present work we show the experimental coupling factors determination of the sinusoidal holographic gratings, a photorefractive hole and an absorption one. The measurements are made during the holographic grating decays through the extremely simple and fast method. It is based in an effective writing and probe beam polarization dependence. All the experiments were performed using a $Bi_{12}TiO_{20}$ crystal sample illuminated by a He-Ne laser source at $\lambda = 0.6331\mu$m in diffusion only recording mechanism.

I. Introdução

Os materiais fotorrefrativos vêm sendo utilizados em grande escala em processamento óptico e em várias aplicações. Nestes, a projeção de um padrão de luz não uniforme produz uma modulação espacial do índice de refração no volume da amostra. Este fenômeno ocorre devido ao efeito fotorrefrativo que é descrito como uma combinação de efeito eletroóptico e fotocondutividade[1].

A rápida resposta desses materiais a incidência de um padrão de luz resulta em um processamento óptico local e rápido o suficiente para ser considerado em tempo real. Normalmente, um evento completo ocorre em poucos segundos se utilizada uma potência de iluminação da ordem de miliwatts. Este efeito ocorre principalmente em cristais fotorrefrativos da família dos selenetos, tais como $Bi_{12}SiO_{20}$ (BSO), $Bi_{12}GeO_{20}$ (BGO) e $Bi_{12}TiO_{20}$ (BTO)[2], quando iluminados por uma fonte de luz coerente.

Apesar da obtenção de bons resultados e de aplicações consagradas com cristais tipo BSO em processamento óptico em tempo real, há um interesse crescente em processos de armazenamento óptico que resultam semipermanente ou até permanente nesses materiais. O armazenamento óptico semipermanente[3] pode ser entendido como um processo de geração lento, com tempo de exposição de cinco vezes o necessário para gerar redes fotorrefrativas dinâmicas. A amostra irá retomar às condições iniciais se o período de iluminação com uma luz uniforme é aproximadamente o mesmo. Logo após, a amotra deverá estar pronta para gerar novas redes, pois neste caso o processo é reversível. Por outro lado, o processo de armazenamento óptico permanente é aquele em que a geração de redes é realmente muito lenta. Nestes casos, quase sempre é produzido um dano óptico na região iluminada e normalmente a cor da amostra muda, devido a um efeito fotocrômico localizado[4]. Portanto, a amostra deverá retornar às condições iniciais se submetida a um período de aquecimento em altas temperaturas que varia dependendo do material e do tempo de exposição aplicado. O crescente interesse em ambos casos pode ser verificado nas recentes publicações mencionadas acima.

Também recentemente[5,6] foi demonstrada a possibilidade de um registro simultâneo das redes fotorrefrativas (fase), devido a elétrons e/ou buracos, e de uma rede de absorção (amplitude) em cristais BTO, permitindo a formação de redes semipermantes no volume da amostra.

Neste trabalho, propomos a determinação dos coeficientes de acoplamento das redes holográficas fotoinduzidas no material, através de um método experimental simples e rápido que caracteriza as redes fotorrefrativa de buracos e de absorção pelo decaimento da luz difratada. No experimento é levado em conta a interação entre as redes fotoinduzidas via polarização dos feixes de luz envolvidos. Estes parametros físicos estão relacionados ao comportamento como um todo e a resposta do material ao processamento holográfico em tempo real no esquema experimental de mistura de duas ondas. Sua determinação experimental de forma simples e rápida é de suma importância para uma análise preliminar concisa do potencial de aplicações do material neste tipo de processamento óptico. Todos os nossos resultados foram obtidos em processo de armazenamento semi-permanente, utilizando uma amostra de BTO de 8mm de espessura, apenas no regime de difusão iluminada por uma fonte de luz coerente no comprimento de onda $\lambda = 0.633\mu$m, o que é bastante interessante para aplicação de processamento de imagens[7]. O processo de escrita e leitura completa-se em poucos minutos para potências de iluminação na ordem de miliwatts.

2. Metodologia

Assumindo que temos uma amostra BTO nas condições usuais de escrita de hologramas dinâmicos (Fig. 1), ou seja, com o vetor da rede k_g perpendicular ao eixo cristalográfico $< 001 >$ e sendo iluminada com um padrão de interferência

$$I(x) = I_0[1 + m\cos(k_g x)] \tag{1}$$

onde $k_g = 2\pi/\Gamma$, Γ é o espaçamento da rede e m é a taxa de modulação entre os feixes de escrita, onde utilizamos $m = 1$.

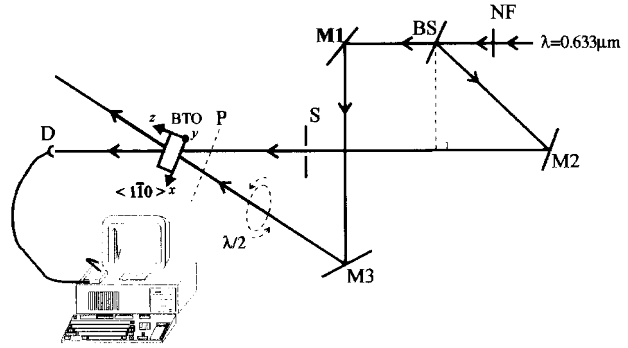

Figura 1: Montagem Experimental. No esquema o polarizador **P** e a lâmina de meia-onda $\lambda/2$ são utilizados em diferentes momentos da experiência.

De acordo com a teoria do efeito fotorrefrativo[1] uma rede holográfica aproximadamente senoidal é obtida após o fotorrefrativo, no caso uma amostra de BTO, ter sido iluminado por um padrão de interferência dado pela Eq.(1). Entretanto, o decaimento da luz difratada pela rede ocorre se simplesmente interompermos um dos feixes de escrita com um obturador mecânico (S na Fig. 1). Após este decaimento, a rede holográfica estará apagada e a amostra pronta para uma geração de uma nova rede de fase no volume do material.

Após um longo tempo de exposição, a amplitude do campo elétrico das cargas espaciais E_D, para elétrons e buracos, e a amplitude de absorção A são moduladas, correspondendo no decaimento a uma eficiência de difração[3,6]

$$\eta \propto |E_{De}\exp(-S_e t) - E_{Dh}\exp(-S_h t) + A\exp(-S_a t)|^2 \ . \tag{2}$$

Podemos considerar que ambas redes possuem aproximadamente a mesma evolução temporal[6], assim se $S_a \approx S_h = S$ for utilizada na Eq.2, a eficiência de difração durante o decaimento torna-se

$$\eta \propto |E_{De}\exp(-S_e t) + (A - E_{Dh})\exp(-St)|^2 \tag{3}$$

Normalmente o decaimento da rede de elétrons, por ser de processamento mais rápido, pode ser caracterizado facilmente pela sua curva de decaimento exponencial logo na fase inicial do processo de apagamento. Porém, quanto a etapa seguinte, mais lenta, onde usualmente E_{Dh} é maior do que a amplitude da rede de absorção A, resulta um decaimento das redes fotorrefrativa de buracos e de absorção com aumento de intensidade da luz difratada (Fig. 3). Neste caso torna-se difícil distinguir o que esta acontecendo com estas redes levando-se em conta apenas a evolução da eficiência de difração nesta fase do decaimento.

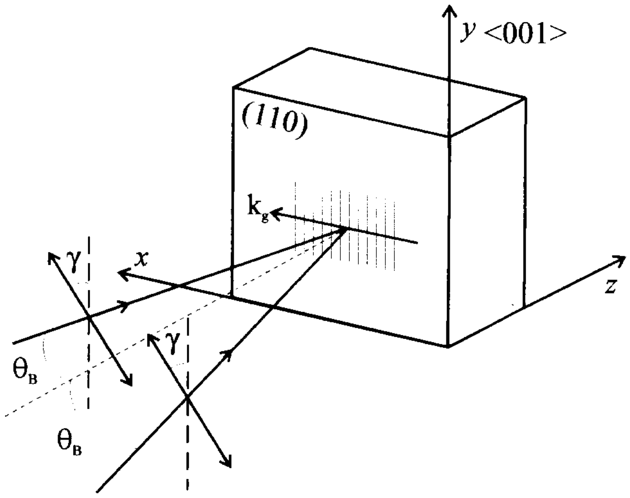

Figura 2: Cristal BTO e as principais orientações e polarização envolvidas no experimento.

Uma vez que a amostra BTO foi iluminada com o vetor de rede kg perpendicular ao eixo cristalográfico $< 001 >$, com o padrão de interferência dado pela Eq. (1), o campo elétrico das cargas espaciais E_{sc} para a rede fotorrefrativa de buracos e o coeficiente de absorção a são modulados do seguinte modo:

$$E_{sc}(x) = E_{sc}\cos(k_g x + \phi_p) \tag{4}$$

$$\alpha(x) = \alpha_0 + \alpha_1\cos(k_g x + \phi_a) \tag{5}$$

onde α_0 é o coeficiente de absorção efetivo, a_1 é a amplitude de modulação da rede de absorção, ϕ_p e ϕ_a são respectivamente os deslocamentos de fase do campo elétrico das cargas espaciais e da modulação da absorção em relação ao padrão gerado pelos feixes de interferência projetados na direção x, na face de entrada da amostra (veja BTO na Fig. 1). Se ambas redes, fotorefrativa de buracos e a de absorção, são lidas com o feixe de prova polarizado linearmente com um ângulo γ em relação ao eixo $< 001 >$, resolvendo as equações de ondas acopladas[8] com as condições iniciais $z = 0$, na saída da amostra ($z = l$, onde l é a espessura do cristal) a intensidade de luz difratada no detector D[5] será:

$$I_d = R_0^2(\chi_p^2 + \chi_a^2 + 2\chi_p\chi_a\text{sen}2\gamma)l^2 \tag{6}$$

onde nesta equação, válida para eficiências de difração fracas, R_0^2 é a amplitude do feixe de prova, χ_p e χ_a são os coeficientes de acoplamento das redes fotorrefrativa de buracos e de absorção, respectivamente e estão relacionados diretamente ao efeito fotorrefrativo como parâmetros nas equações de ondas acopladas no qual o efeito é descrito. O parâmetro χ_p é diretamente proporcional à constante eletroóptica r_{41} do material e a amplitude do campo elétrico E_{sc} de cargas espaciais induzidas além de depender do índice de refração efetivo do material n_0 (ver Eq. (37) da ref.[8]), e é dado por:

$$\chi_p = \frac{1}{2\lambda}\pi n_0^3 r_{41} E_{sc} \tag{7}$$

Finalmente, o parâmetro χ_a fornece diretamente a amplitude de absorção α_1 (ver Eq.(6) da ref. [51]) e é dado por:

$$\chi_a = \frac{\alpha_1}{2}\ . \tag{8}$$

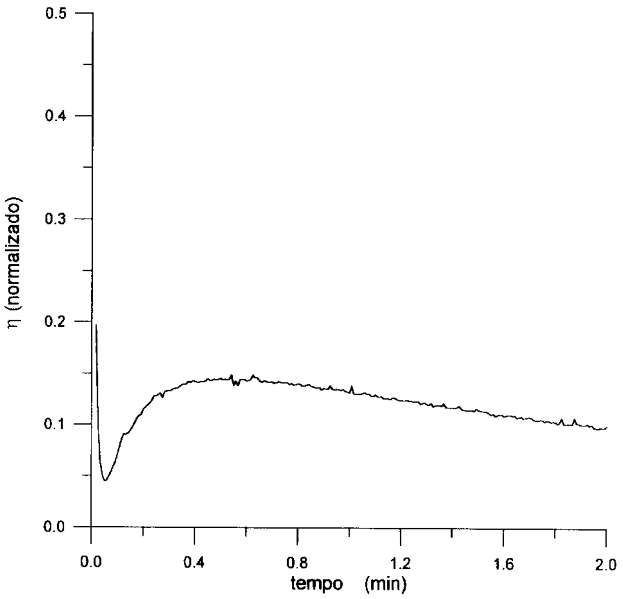

Figura 3: Decaimento da luz difratada pelas redes holográficas em três estágios distintos.

De acordo com a Eq.(6), a intensidade do feixe difratado depende do ângulo de polarização γ do feixe de leitura em ambas redes, fotorrefrativa de buracos e absorção, gravadas no volume da amostra. A Fig. 4 mostra a consequência desta dependência. No canto desta figura, o número de oscilações está de acordo com a velocidade de rotação da lâmina de meia-onda, que corresponde ao sen(2γ). E ainda, no termo em que este fator aparece na Eq.(6) as constantes ou coeficientes de acoplamento, que são os parâmetros fundamentais da mistura de duas ondas em fotorrefrativos, aparecem multiplicando-se, fato este que revela a interação entre as redes via polarização dos feixes de luz envolvidos.

Ainda na Eq. (6) podemos notar que para $\gamma = +45°$ temos eficiência de difração ($\eta = I_d/R_0^2$) máxima $\eta_{\max}$ e para $\gamma = -45°$ temos eficiência de difração mínima $\eta_{\min}$. Os coeficientes de acoplamento, após simples manipulação algébrica, são dados então por[5]:

$$\chi_p \frac{\sqrt{(\eta_{\max})} + \sqrt{(\eta_{\min})}}{2l}$$

e

$$\chi_a \frac{\sqrt{(\eta_{\max})} + \sqrt{(\eta_{\min})}}{2l} \tag{9}$$

de tal forma que estes resultados simples são interessantes e podem ser utilizados para fazer uma caracterização instantânea que irá distinguir a rede fotorrefrativa de buracos da rêde de absorção.

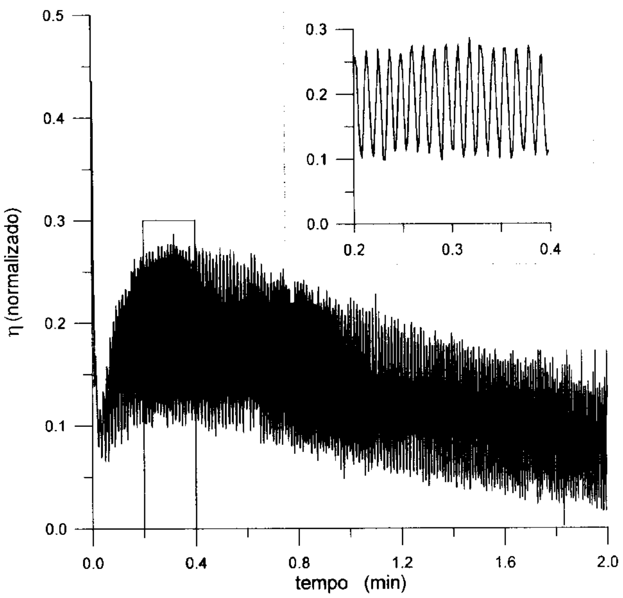

Figura 4: Decaimento da luz difratada pelas redes holográficas no qual o feixe de prova esta polarizado pela rotação de uma lâmina de meia-onda ($\lambda/2$).

3. Montagem Experimental e Resultados

As redes fotorrefrativas e de absorção são observadas em uma amostra de BTO ($10 \times 10 \times 8mm^3$) (Fig. 1), crescida no A.F. Ioffe Physical Technical Institute of St. Petersburg, Russia. A amostra foi utilizada em uma configuração de mistura de duas ondas (Fig. 2) para obter padrões de interferência de alta qualidade[9] evitando-se perturbações de ordem mecânica.

O cristal foi ilumindado com dois feixes com mesma intensidade no comprimento de onda $\lambda = 0.633\mu$m de um laser He-Ne de potência nominal 35mW, filtrados, expandidos e colimados com 3mm de diâmetro. Ambos feixes de luz são projetados na face de entrada (110) do cristal, com intensidade 107mWcm^{-2} cada. Os eixos cristalográficos são descritos em x, y e z como indicado nas Fig. 1 e Fig. 2. Na Fig. 1, **BS** é um separador de feixes variável, **M1, M2** e **M3** são espelhos. **S** é um obturador mecânico e **P** é o polarizador na entrada. $\lambda/2$ é uma lâmina de meia-onda girando a 40rpm. Finalmente **D** é um detector amplificado diodo pin interfaceado com um computador IBM-PC, onde o decaimento das redes é registrado.

A formação de uma rede senoidal na amostra ocorre após um tempo de exposição aos feixes de escrita entre 0-20 segundos. Mas, ao cortar um dos feixes de escrita, apenas o decaimento da rede fotorrefrativa de elétrons é obtido. Entretanto, se o tempo de exposição é superior a 60 segundos, utilizando-se a mesma potência de iluminação, redes complementares lentas, fotorrefrativa de buracos e de absorção, são produzidas na amostra. A origem da rede de absorção é a modulação do índice de absorção do material.

Nos resultados obtidos, utilizamos um ângulo de incidência de Bragg na face do cristal $\theta_B = 25°$ (Fig. 2), o que corresponde à frequência espacial $k_g = 8.39 \times 10^6$m^{-1} ou 1.335.29 linhas/mm. Nas experiências com outras frequências espaciais não houve mudança significativa no fenômeno aqui descrito. Em função disso, a frequência espacial foi selecionada levando-se em conta a sensibilidade espacial da amostra nesta frequência[10]. Ou seja, como o decaimento da rede fotorrefrativa não é tão rápido, torna-se possível detectar ambos decaimentos das redes fotorrefrativa de buracos e de absorção, num mesmo gráfico (ver Fig. 3). Neste caso, sem apresentar a necessidade de seccionar o evento em relação a escala de tempo, o que torna este gráfico bem mais ilustrativo.

A amostra foi iluminada por ambos feixes com uma mesma polarização por 60 segundos ou mais, evitando-se perturbações de ordem mecânica. O decaimento das redes é obtido ao interompermos um dos feixes de escrita com um obturador mecânico. Neste caso o decaimento acontece em três estágios distintos. O primeiro estágio é um decaimento rápido da ordem de segundos, o segundo corresponde ao aumento na luz difratada e o terceiro a um decaimento lento da ordem de minutos (Fig. 3).

O principal resultado experimental desta técnica é obtido quando a amostra é isolada por um obturador extra (não mostrado na Fig. 1) após alguns minutos de exposição. O polarizador de entrada é então removido e substituido por uma lâmina de meia-onda ($\lambda/2$) girando a 40 rpm no feixe de prova, cujo plano de polarização passa a girar uniformemente e o outro feixe é interrompido pelo obturador (**S**). Entretanto, ambas redes são difratadas pelo feixe de leitura, e os estágios do decaimento das redes aparecem com a intensidade modulada pela variação do plano de polarização, introduzido pela rotação da lâmina de meia-onda. Este resultado mostra que há uma dependência da polarização da luz difratada com o ângulo de polarização do feixe de prova[5]. Esta interação mostrada na Fig. 4 é uma consequência da presença da rede de absorção.

Utilizando então, os valores dos dados experimentais obtidos da Fig. 4 (veja o canto direito desta figura), obtivemos as medidas dos coeficientes de acoplamento para as redes fotorrefrativas e de absorção, para um dado instante no decaimento, que são respectivamente

$$\chi_p = 0.20cm^{-1} \quad \text{e} \quad \chi_a = 0.05cm^{-1} \tag{10}$$

Estes valores determinados experimentalmente estão dentro da ordem de grandeza de medidas já publicadas anteriormente[6] tomadas para o comprimento de onda $\lambda = 0,514\mu$m do laser de Argônio. E, a Fig.4 também mostra que há um aumento de intensidade na luz difratada. Ambas redes fotorrefrativa e de absorção foram escritas com um longo tempo de exposição da ordem de minutos. Em particular, o tempo de exposição para o resultado ilustrado na Fig. 4 foi de 5 minutos.

Na amostra de BTO utilizada, a máxima eficiência de difração obtida para as redes lentas é de cerca de 25difração de 4.5mecanismo de escrita apenas em difusão. As FIG.3 e FIG.4 foram normalizadas utilizando este valor.

4. Conclusão

No presente trabalho realizamos a determinação instantânea dos coeficientes de acoplamento das redes holográficas senoidais fotorrefrativa de buracos e de absorção, no sentido de distingui-las durante o apagamento através de uma técnica bastante simples, rápida e precisa. Este método é baseado na dependência efetiva da luz difratada pela polarização dos feixes de escrita e de prova que ocorre devido à interação entre as redes de absorção e fotorrefrativa de buracos. No experimento, a principal vantagem é a utilização de uma montagem experimental simples, que consiste em uma fácil manipulação da polarização do feixe de prova para produzir uma modulação na intensidade de luz difratada nos decaimentos das respectivas redes.

A dependência da polarização em cristais BTO tem sido utilizada também em mistura de duas ondas[5,6] para avaliar independentemente a evolução das redes de absorção, fotorrefrativa de elétrons e fotorrefrativa de buracos, mas em condições experimentais diferentes das apresentadas aqui. Estes experimentos foram realizados em uma montagem holográfica estabilizada[11,12] que necessitam de um razoável suporte técnico eletrônico para obtenção e interpretação final dos dados experimentais.

Todas as observações experimentais foram feitas utilizando uma amostra $Bi_{12}TiO_{20}$ no mecanismo apenas de difusão (sem campo elétrico aplicado), em $\lambda = 0.633\mu$m proveniente de um laser de He-Ne de 35 miliwatts de potência nominal. Portanto, o processo todo ocorre em alguns minutos, já que utilizou-se potências de iluminação da ordem de miliwatts.

Agradecimentos

Agradecemos em especial a A.A. Tagliaferri pelas sugestões e discussões. Este trabalho teve o suporte financeiro da FAPERJ (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro), FINEP (Financiadora de Estudos e Projetos), CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Projetos) e CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior).

Referências

1. N.V.Kukhtarev, V.B.Markov, S.G.Odulov, M.S.Soskin and V.L.Vinetskii, Ferroeletrics **22**, 949 (1979).

2. P.A.M.dos Santos e J.Frejlich, Rev.Fis.Apl. e Instr. **2**, 64 (1987)
3. M.C.Bashaw,T.-P.Ma,R.C.Barker,S.Mroczkowski and R.R.Dube, Phys.Rev. **B 44(9)**, 5641 (1990) 5.
4. N.A.Vainos, S.L.Clapham and R.W. Eason, Appl.Opt. **28(20)**, 4381 (1989).
5. A.A.Kamshilin, Opt.Comm. **93(5,6)**, 350 (1992).
6. J. Frejlich and P.M.Garcia, Appl.Phys. **A 55**, 49 (1992).
7. S.G.Faria, A.A.Tagliaferri and P.A.M.dos Santos, Opt. Comm., **86(1)**, 29 (1991).
8. A..Marrackchi, R.V.Johnson and A.R.Tanguay Jr., J.Opt.Soc.Am. **B 3(2)**, 321 (1986).
9. L.F.Mollenauer and N.J.Tomlinson, Appl. Opt. **16(3)**, 555 (1977).
10. P.A.M.dos Santos, Optics & Laser Technol. **24(3)**, 155 (1992).
11. A.A.Kamshilin, J.Frejlich and L.Cescato, Appl.Opt. **25(14)**, 2375 (1986).
12. P.A.M. dos Santos, L.Cescato, and J.Frejlich, Opt.Lett. **13(11)**, 1014 (1988).