

REGISTRO ÓPTICO EM TEMPO REAL  
UTILIZANDO CRISTAIS FOTORREFRATIVOS

PAULO ACIOLY MARQUES DOS SANTOS

TESE APRESENTADA PARA OBTENÇÃO  
DO GRAU DE DOUTOR EM FÍSICA

*Este exemplar corresponde à  
redação final da Tese defendida pelo  
aluno e aprovada pela comissão julgadora  
16/6/89*



UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"  
Campinas - 1989.

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS  
INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN"

TESE APRESENTADA COMO REQUISITO  
PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE DOUTOR EM FÍSICA

"REGISTRO ÓPTICO EM TEMPO REAL  
UTILIZANDO CRISTAIS FOTORREFRATIVOS"

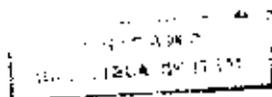
por

PAULO ACIOLY MARQUES DOS SANTOS

Orientador:

- Jaime Frejlich

Campinas, maio de 1.989.



## AGRADECIMENTOS

Ao físico soviético A.A.Kamshilin (I.A.Ioffe Instituto de Tecnologia de Leningrado) pela amizade, apoio e estímulo recebidos, que contribuíram fortemente para a realização deste trabalho.

Agradeço também ao Prof. Jaime Frejlich, não apenas pelo trabalho de orientação, pela amizade, mas também pelo profissionalismo e seu intenso espírito científico e empreendedor.

Ao físico Paulo Magno Garcia, pelas frutíferas discussões e pelo companheirismo.

A todo pessoal do Laboratório de Óptica da UNICAMP, desde seus professores Geraldo Mendes, Lucila Cescato, J.J.Lunazzi; ao colega Marcelo Sthel; aos técnicos Alcides, Aparecida do Carmo e Daniel, agradeço pela amizade e bom convívio durante todo período de desenvolvimento deste trabalho.

E, finalmente, nosso reconhecimento à FINEP (Financiadora de Estudos e Projetos), CAPES (Coordenadoria para o Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior) e a FAPERJ (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro) pelo valioso apoio recebido.

DEDICATÓRIA

à Maria de Lourdes,  
esposa  
e amiga de todas as horas.

"Mesmo na ciência, não se pode ir adiante sem o risco da fé e uma visão de esperança".

Thomas S. Kuhn

R E S U M O

Neste trabalho foram abordados três importantes aspectos relacionados com o registro óptico holográfico em tempo real, utilizando cristais fotorrefrativos ( $\text{Bi}_{1,2}\text{SiO}_{2,0}$  e  $\text{Bi}_{1,2}\text{TiO}_{2,0}$ ). Primeiro, determinamos experimentalmente os principais parâmetros físicos associados as propriedades de transporte no efeito fotorrefrativo; em segundo lugar, analisamos o desempenho destes materiais em holografia dinâmica, comparados aos fototermoplásticos, tendo em vista aplicações a testes não-destrutivos e finalmente comprovamos que, numa mistura de duas ondas auto-estabilizada em tempo real, num fotorrefrativo, permite a estabilização da própria montagem holográfica e a medida simultânea do termo de interferência, fornecendo informações sobre o mecanismo de registro no material utilizado.

A B S T R A C T

In this work were reported three important features related to the real time holographic optical register, using photorefractive crystals ( $\text{Bi}_{1,2}\text{SiO}_{2,0}$  and  $\text{Bi}_{1,2}\text{TiO}_{2,0}$ ). First, we make experimental determination of the principal parameters associated to the transport properties in photorefractive effect; secondly we analysed the performance of these materials in dynamic holography compared to the photothermoplastic device for applications in non-destructive tests and finally, we proved that real time self-stabilized two wave mixing is used to make the proper holographic setup stabilization and simultaneously measure the interference term which allows to obtain relevant information about the mechanism of register in the photorefractive material used.

# Í N D I C E

	Página
. AGRADECIMENTOS .....	III
. DEDICATÓRIA .....	V
. MENSAGEM .....	VII
. RESUMO .....	IX
. ABSTRACT .....	XI
. CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO .....	1
1.1 Introdução histórica do efeito fotorrefrativo .....	2
1.2 Principais materiais fotorrefrativos.....	9
1.3 Estado atual da pesquisa com fotorrefrativos .....	18
. CAPÍTULO II - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS .....	27
2.1 Modelos de mecanismo de registro e fenômenos de transporte .....	29
2.1.1 Modelo de transporte nas bandas ("BAND TRANSPORT MODEL") .....	29
2.1.1.a Descrição do modelo de bandas ...	29
2.1.1.b Equações do modelo .....	32
2.1.1.c Solução independente do tempo. Iluminação senoidal .....	36
2.1.1.d Decaimento de redes holográficas.	41

2.1.2 Modelo de saltos estatísticos ("HOPPING MODEL") .....	49
2.2 Configuração cristalográfica e o efeito eletroóptico .....	52
2.3 Mistura de duas ondas nos fotorrefrativos .	60
2.4 Características temporais dos hologramas elementares (senoidais) .....	71
. CAPÍTULO III - PROPRIEDADES DE TRANSPORTE .....	77
. CAPÍTULO IV - APLICAÇÕES .....	92
4.1 Holografia em tempo real e holografia em <u>mé</u> dia temporal .....	94
4.2 Registro holográfico auto-estabilizado em tempo real .....	105
. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS .....	114
. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....	119

## ÍNDICE DE FIGURAS E TABELAS

### . CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

Tabela 1.1 - Constantes físicas relevantes ....	10
Tabela 1.2 - Cálculo do limite fundamental de tempo .....	12
Tabela 1.3 - Coeficientes eletroópticos do Niobato de lítio .....	16
Tabela 1.4 - Propriedades eletroópticas e fotovoltaicas do niobato de lítio ....	17

### . CAPÍTULO II - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Figura 2.1 - Esquema de níveis de energia no modelo de bandas .....	31
Figura 2.2 - Relações de fase entre as principais grandezas no modelo de bandas	33
Figura 2.3 - Configuração cristalográfica dos cristais tipo BSO .....	53
Figura 2.4 - Eixos induzidos pelo campo elétrico .....	59
Figura 2.5 - Mistura de duas ondas no fotorefrativo .....	61
Figura 2.6 - Feixes de luz incidentes em relação a configuração transversa ....	64
Figura 2.7 - Ciclo de escrita e apagamento ....	72

### . CAPÍTULO III - PROPRIEDADES DE TRANSPORTE

Figura 3.1 - Feixes incidentes em contra-propagação no cristal .....	82
--	----

Figura 3.2 - Montagem experimental para determinação das propriedades de transporte .....	83
Figura 3.3 - Raiz quadrada da eficiência de difração versus tempo .....	85
Figura 3.4 - Curva I/S versus $K^2$ .....	86
Tabela 3.1 - Resultados experimentais de diferentes fontes para BSO .....	88
Figura 3.5 - Sensibilidade versus K .....	90

#### . CAPÍTULO IV - APLICAÇÕES

Figura 4.1 - Montagem experimental para holografia em tempo real .....	98
Figura 4.2 - Holograma em tempo real dos logotipos da UNICAMP e UFF .....	100
Figura 4.3 - Visualização dos modos de vibração de um alto-falante plano (holografia em média temporal) .....	101
Tabela 4.1 - Cristais fotorrefrativos e fototermoplásticos: dados comparativos ..	103
Figura 4.4 - Montagem experimental para mistura de duas ondas auto-estabilizada ..	109
Figura 4.5 - Evolução temporal do registro holográfico auto-estabilizado .....	111
Figura 4.6 - Registro holográfico não-estabilizado, apresentando irregularidades	112

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

## 1.1 INTRODUÇÃO HISTÓRICA DO EFEITO FOTORREFRATIVO

"Efeito fotorrefrativo" é o termo utilizado hoje para descrever as modificações que ocorrem no índice de refração de certos materiais eletroópticos, quando iluminados. Se esta luz for composta por exemplo, de um sistema de franjas de interferência, devido a fotocondutividade, os portadores fotoexcitados migram de regiões claras para regiões escuras, ocorrendo uma separação de cargas. Esta separação de cargas dá origem a uma variação espacial do campo elétrico dentro de toda região iluminada pelo padrão de luz, provocando mudanças de índice de refração no volume do material via efeito eletroóptico linear. Estas mudanças acompanham a modulação espacial do padrão de franjas, ocorrendo portanto uma modulação de fase dando origem, desta maneira, a um holograma em volume, o que se constitui numa forma de registro óptico. Esta modulação de índice persiste no material, se este for mantido no escuro logo após sua gravação, ou pode ser apagada se sofrer uma iluminação uniforme subsequente. O tempo de permanência da informação ou do apagamento dependem de características específicas do material empregado. De maneira geral, pode permanecer por horas ou semanas e ser apagada em minutos e até milissegundos, usualmente.

O efeito fotorrefrativo foi observado inicialmente como um "dano óptico" em cristais ferroelétricos<sup>1</sup>, niobato de lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ) e titanato de lítio ( $\text{LiTaO}_3$ ). Ao bombardear estes materiais com intensos pulsos laser focalizados, observava-se que es

ta radiação induzia mudanças locais no índice de refração das amostras utilizadas. Estas mudanças foram caracterizadas como "danos" por serem indesejáveis do ponto de vista óptico, pois interferiam no comportamento de dispositivos como moduladores e geradores de segundo harmônico, devido a perda de colimação e espalhamento de luz provocados por tais "danos".

Ainda nos anos sessenta, Chen<sup>2</sup> e colaboradores observaram que os materiais susceptíveis a tais "danos" poderiam ser utilizados para armazenar uma alta densidade de dados, através de registro óptico holográfico. Esta capacidade ficou demonstrada, mas sem haver um modelo físico definido para apoiar tais verificações, e assim no ano seguinte, de 1969, Chen<sup>3</sup> propõe o primeiro modelo de migração de cargas, específico para cristais ferroelétricos, tendo como objetivo definir as bases físicas deste novo processamento óptico. O modelo de Chen consistia em utilizar a polarização elétrica espontânea destes materiais, combinada ao padrão de luz oriundo da interferência luminosa de dois feixes no meio, para explicar a formação de hologramas de alta qualidade em volume. Basicamente, a excitação dos portadores, elétrons, e o seu subsequente arrastamento no campo elétrico do meio (devido a polarização elétrica inerente), implicava no surgimento de cargas espaciais. Através do efeito eletroóptico linear, este campo de cargas espaciais provocava o aparecimento de uma rede de índice com o mesmo período espacial do padrão de luz que ilumina o material. Se, logo após, o material fosse iluminado em todo seu volume com luz uniforme, os portadores seriam excitados novamente, distribuídos também uniformemente ao longo do volume, desaparecendo a rede

de índice.

Este trabalho de Chen foi decisivo, e estabeleceu uma base de discussão importante para os anos que se seguiram após sua publicação. Assim, no ano seguinte<sup>4</sup>, verificou-se a influência da aplicação de campo elétrico no armazenamento holográfico, reforçando a hipótese de "drift" dos portadores fotoinduzidos. Foi introduzido mais um material ferroelétrico<sup>5</sup>, o titanato de bário ( $\text{BaTiO}_3$ ) com características muito similares ao  $\text{LiNbO}_3$ .

O próximo passo importante na área foi dado por Amodei<sup>6</sup>, mostrando que a migração de cargas pelo processo de difusão representa um papel importante no registro holográfico com espaçamento de redes suficientemente pequenos, e apresentando expressões para o campo elétrico espacial gerado pela difusão e arrastamento de portadores, em hologramas de ondas planas no volume.

A partir deste momento, a pesquisa voltada para a estrutura eletrônica dos materiais fotorrefrativos, bem como das origens dos portadores de carga tomou vulto. Nesta ocasião<sup>7,8</sup> as propriedades de transporte de portadores fotoinduzidos para o material silicato de bismuto ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ), BSO, um paraelétrico, ao contrário dos ferroelétricos que até então, eram os materiais que despertavam maior interesse, começam a ser estudadas; suas propriedades elétricas e ópticas<sup>8</sup>, estudos de níveis eletrônicos e resposta espectral de fotocorrentes<sup>9</sup>.

Mas o interesse pelos ferroelétricos continuava. Nesta época, observou-se que o efeito de dopagem em  $\text{LiNbO}_3$ <sup>10,11</sup> era muito importante para efeito fotorrefrativo. Usando-se ferro como dopante, este atuava como um doador-aceitador via mudanças de  $\text{Fe}^{2+} \rightleftharpoons \text{Fe}^{3+}$ ,

e verificou-se que o efeito fotorrefrativo nestes materiais dopados estava baseado nesta conversão, onde a carga espacial gerada pela ação da luz foi atribuída à redistribuição de cargas entre as impurezas divalentes e trivalentes.

Utilizando os conceitos da teoria de Kogelnik <sup>12</sup>, Stabler e Amodei <sup>13</sup>, desenvolvem uma análise de onda acoplada para fotorrefrativos, chegando a importantes conclusões acerca das propriedades holográficas nestes materiais. Assim, numa rede de fase produzida pela interferência de dois feixes de luz coerentes, estes estarão acoplados, se a rede fotoinduzida no material não estiver simétrica em relação ao padrão de luz que a gerou, (ou seja, apresenta uma diferença de fase), este acoplamento se manifesta como uma transferência de energia de um feixe de luz para o outro, após a passagem pela rede. Esta assimetria quando traduzida por uma diferença de fase de  $\theta = \pi/2$  entre o padrão de luz e a rede fotoinduzida, significa que o mecanismo de migração dos portadores foto gerados é predominantemente a difusão. Estas importantes conclusões sobre propriedades holográficas em fotorrefrativos possuem um carácter bastante amplo e são aplicáveis a materiais fotorrefrativos em geral.

Quase que simultaneamente, desenvolveram-se nesta época aplicações interessantes que utilizavam as propriedades de holografia em tempo real em materiais como o  $\text{Bi}_{1,2}\text{SiO}_2$  (BSO) e o  $\text{Bi}_{1,2}\text{GeO}_2$  (BGO) <sup>14</sup>, como por exemplo a alta sensibilidade da holografia de fase em volume nestes materiais. Outras características eram exploradas (tais como reversibilidade devido a quase ausência de fadiga (completo apagamento da informação anterior) e o processamen

to "in situ" (não há necessidade de retirar a amostra para processamento, como no caso de emulsões holográficas). Estas características faziam com que estes materiais fossem preferidos, frente as melhores emulsões holográficas comerciais para aplicações específicas, como a interferometria de dupla exposição em tempo real<sup>15</sup>, visando o crescente interesse industrial por testes não-destrutivos.

Mas um grande impulso lançado nas pesquisas e aplicações de materiais fotorrefrativos foi dado em 1977 por Hellwarth<sup>16</sup>, lançando os fundamentos de um método não-linear de gerar quase que instantaneamente uma replica reverso-temporal de qualquer feixe monocromático de um padrão de interferência definido, o que deu origem a chamada mistura de quatro ondas degeneradas (DFWM) por conjugação de fase. Basicamente, o método empregava a interação de um feixe incidente de uma frente de onda arbitrária, com ondas propagando-se em sentido oposto num meio transparente, homogêneo e não-linear. Estas ondas interagem no volume do material para produzir uma quarta onda complexa conjugada a onda incidente original. Logo em seguida<sup>17</sup>, demonstrou-se que esta técnica era análoga a holografia em tempo real, reproduz a mesma sequência das operações de gravação e leitura, e as equações não-lineares de acoplamento das duas configurações são exatamente equivalentes. Como consequência imediata, os hologramas em tempo real passaram a ser reconstruídas por conjugação de fase<sup>18</sup> em BSO com potências da ordem de mW para bombeamento, o que certamente ajudou bastante a se propagar a utilização desta nova técnica.

Neste ano, 1979, surge o mais completo modelo de transporte

de bandas para os cristais fotorrefrativos, de Kukhtarev <sup>19</sup> e colaboradores. Este modelo levava em conta os efeitos conhecidos sobre os materiais fotorrefrativos, tais como na aplicação de campo elétrico externo, e o efeito fotovoltaico de volume. O modelo descrevia a formação de uma rede de índice com a mesma frequência espacial da distribuição de luz incidente, uma diferença da fase de  $\pi/2$  entre esta rede e o padrão, quando não há campo elétrico aplicado, propriedades de acoplamento e transferência de energia <sup>20</sup>. Este modelo, desde então tem sido o mais aceito para descrever o efeito fotorrefrativo, tanto para materiais ferroelétricos ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{BaTiO}_3$ , etc) quanto para dielétricos ( $\text{Bi}_{1/2}\text{SiO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{1/2}\text{TiO}_{20}$ ,  $\text{Bi}_{1/2}\text{GeO}_{20}$  etc).

Porém, o modelo de Kukhtarev e colaboradores não foi o único proposto para o efeito fotorrefrativo. Feinberg <sup>21</sup> e colaboradores propuseram em 1980, no ano seguinte, primeiro e talvez único modelo que não se baseava num esquema de bandas.

Tratava-se de um modelo de "saltos" (hopping model) onde os portadores de carga saltavam de sítio para sítio com uma probabilidade dependente da intensidade de luz local e do campo elétrico espacial. Embora seja um modelo bastante razoável e convincente, não teve o mesmo impacto causado pelo modelo de Kukhtarev e colaboradores.

Paralelamente, foram se desenvolvendo inúmeras aplicações, talvez devido ao apoio de um modelo amplo como o modelo de bandas. São desta época algumas aplicações interessantes, por exemplo a amplificação de sinais coerentes <sup>22</sup>, devido a diferença de fase entre o padrão de luz e a rede gravada, provocada pelo deslocamen

to relativo entre ambos por uma velocidade constante, holografia de contornos em tempo real <sup>23</sup>, divisão de imagem em tempo real <sup>24</sup> através da mistura de quatro ondas, conjugação de fase para visualização de modos de estruturas vibrantes <sup>25</sup>, e um processador óptico não-linear em tempo real, utilizando como meio um cristal fotorrefrativo <sup>26</sup>. Além disto, novos materiais iam sendo introduzidos na área, como por exemplo o BTO ( $\text{Bi}_{1,2}\text{TiO}_{2,0}$ ) <sup>27</sup> por Petrov e colaboradores, foram realizados estudos da velocidade do efeito fotorrefrativo em  $\text{BaTiO}_3$  <sup>28</sup>, e a constatação de efeito fotorrefrativo em InP e GaAs <sup>29</sup>.

Esta área tornou-se muito promissora, principalmente nos anos setenta, com o predomínio da utilização dos ferroelétricos, destacando-se o  $\text{LiNbO}_3$ , devido mais a possibilidade de ser utilizado como memória holográfica. Durante os anos oitenta, devido a capacidade de registro em tempo real, predominam os materiais para elétricos liderados pelo  $\text{Bi}_{1,2}\text{SiO}_{2,0}$ , o que não significou o abandono dos ferroelétricos.

A multiplicidade de grupos de pesquisa atualmente em atividade e as inúmeras aplicações, mostram que esta é uma área muito vasta <sup>30</sup> e importante da óptica contemporânea. Esta introdução teve como objetivo ilustrar sua trajetória nos primórdios e mencionar alguns dos fatos mais importantes ligados ao seu desenvolvimento.

## 1.2 PRINCIPAIS MATERIAIS FOTORREFRATIVOS

Os materiais fotorrefrativos dependem fundamentalmente do efeito eletroóptico aliado a fotocondutividade. Basicamente, do ponto de vista fenomenológico, o efeito eletroóptico associado a fotocondutividade e a absorção de energia, por exemplo, são elementos limitantes que selecionam os candidatos a fotorrefrativos, numa análise inicial de um dado cristal. Assim, pretendemos ilustrar a ordem de grandeza das constantes físicas envolvidas no efeito fotorrefrativo, a título de comparação e análise. Na tab. 1.1, estão indicados alguns dos materiais mais importantes, juntamente com os respectivos valores de comprimento de onda usual, o coeficiente eletroóptico que intervem na configuração mais utilizada de cada material, índice de refração e a constante dielétrica. Alguns destes materiais são ferroelétricos (por ex.,  $\text{LiNbO}_3$ ) e outros são paraelétricos (por ex., BSO). Nesta tabela, podemos notar que há uma grande variação (de até três ordens de grandeza) no coeficiente eletroóptico, o que seguramente irá diferenciá-los quanto a sensibilidade e eficiência de difração no registro holográfico em volume, por exemplo. Há também nesta mesma tabela (tab. 1.1) uma grande variação de constante dielétrica entre o grupo de materiais apresentados. Quanto ao índice de refração, não há uma grande variação, porém alguns valores referem-se a materiais naturalmente isotrópicos e outros a materiais naturalmente birrefringentes. Dentre os materiais listados, alguns possuem aplicações de reconhecido sucesso (por ex., memórias ópticas em  $\text{LiNbO}_3$ ) e

Materialais	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	$r$ (pm/V)	$n$	$\epsilon / \epsilon_0$	Ref.
LiNbO <sub>3</sub>	0,633	$r_{33} = 31$	$n = 2,2$	$\epsilon_3 = 32$	31
LiTaO <sub>3</sub>	0,633	$r_{33} = 31$	$n = 2,2$	$\epsilon_3 = 45$	31
KNbO <sub>3</sub>	0,633	$r_{42} = 380$	$n = 2,3$	$\epsilon_3 = 240$	31
BaTiO <sub>3</sub>	0,515	$r_{42} = 1640$	$n = 2,4$	$\epsilon_1 = 3600$	31
SBN	0,515	$r_{33} = 1340$	$n = 2,3$	$\epsilon_3 = 3400$	31
BSO	0,515	$r_{41} = 5,0$	$n = 2,6$	$\epsilon = 56$	8
BGO	0,515	$r_{41} = 3,4^{32}$	$n = 2,6$	$\epsilon = 40$	8
BTO	0,515	$r_{41} = 5,5^{35}$	$n = 2,5^{34}$	$\epsilon = 47$	33
GaAs	1,060	$r_{12} = 1,4$	$n = 3,4$	$\epsilon = 12,3$	31

Tabela 1.1 - Constantes físicas relevantes para o efeito fotorrefrativo de alguns dos mais importantes materiais da área, onde estão indicados comprimento de onda ( $\lambda$ ), coeficiente eletroóptico ( $r$ ), índice de refração ( $n$ ) e a constante dielétrica ( $\epsilon / \epsilon_0$ ).

em outros casos dependem dos critérios de avaliação de sua performance. Recentemente<sup>36</sup>, tem-se cogitado, que um critério interessante estaria baseado na velocidade do efeito fotorrefrativo, o qual teria um limite fundamental, principalmente para as aplicações envolvendo mistura de ondas, transferência de energia e holografia em tempo real. O que há de mais importante nestes fenômenos envolvendo dispositivos, diz respeito basicamente a velocidade de formação da rede nos materiais, cujo tempo de formação depende de parâmetros fundamentais do material ( absorção, eficiência quântica para um dado comprimento de onda, coeficiente eletro-óptico, constante dielétrica e índice de refração ) e parâmetros extrínsecos como constante de acoplamento, espaçamento da rede e irradiância total incidente. Na ref. 36 foi deduzida uma expressão para o mínimo tempo necessário para a formação de uma rede de índice em volume, nos fotorrefrativos. Este valor  $t$ , juntamente com outros dados relevantes para diferentes materiais, encontra-se na tab. 1.2. Neste cálculo foi assumido que o transporte é instantâneo e a eficiência quântica unitária, portanto trata-se de um tempo mínimo absoluto. Um exame das últimas duas colunas da tab. 1.2 revela que, para materiais com limite fundamental menor do que a constante de tempo, podem vir a aumentar a velocidade do efeito fotorrefrativo através de dopagem ou tratamento térmico, por exemplo. Quando estes valores são próximos, como GaAs, este esforço resultaria inútil, uma vez que a constante de tempo está próxima do limite fundamental calculado.

Os comentários acima, ilustram um esforço recente de se estabelecer critérios de avaliação do desempenho dos fotorrefrativos,

	GaAs	GaAs:Cr	BaTiO <sub>3</sub>	BSO	SBN	SBN:Ce
$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	1,06	1,06	0,515	0,568	0,515	0,515
$\Lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	1,0	1,1	1,3	23,0	1,5	1,5
$\alpha$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	1,2	4,0	1,0	0,13	0,1	0,7
$\gamma$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	0,4	0,6	20,0	10,0	0,6	14,0
$\tau$ (s)	$80 \times 10^{-6}$	$53 \times 10^{-6}$	1,3	$15 \times 10^{-3}$	2,5	0,8
$t$ (s)	$45 \times 10^{-6}$	$31 \times 10^{-6}$	$2 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-3}$	$6 \times 10^{-3}$	$2 \times 10^{-3}$
Ref.	37	38	39	40	41	41

Tabela 1.2 - Cálculo do limite fundamental de tempo do efeito fotorefrativo baseado nos conceitos emitidos na Ref. 36, onde  $t = \left(\frac{h\nu}{e}\right) \left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right) \left(\frac{\gamma}{\alpha}\right) \frac{2}{\pi\phi} \frac{\epsilon}{\text{In}^3 r}$  é o limite fundamental de tempo,  $\lambda$  o comprimento de onda usual,  $\Lambda$  o espaçamento da rede,  $\alpha$  a absorção,  $\delta$  a constante de acoplamento,  $\phi$  a eficiência quântica,  $n$  o índice de refração,  $r$  o coeficiente eletroóptico, e  $\tau$  a constante de tempo, determinada experimentalmente com os dados da tabela, para irradiância total de  $I = 1 \text{ w/cm}^2$ .

para estudos e aplicações em dispositivos, o que é algo muito importante, devido principalmente a diversidade de materiais e técnicas disponíveis atualmente na área.

**NIOBATO DE LÍCIO.** O  $\text{LiNbO}_3$ , ou niobato de lítio, vem sendo utilizado desde os primórdios da área de efeito fotorrefrativo, quando se estabeleceu seu uso como meio holográfico<sup>2</sup>. Nos anos que se seguiram, assistiu-se a um grande desenvolvimento na área com a supremacia absoluta dos materiais ferroelétricos, como o próprio niobato de lítio ( $\text{LiNbO}_3$ ), o tantalato de lítio ( $\text{LiTaO}_3$ ) e o titanato de bário ( $\text{BaTiO}_3$ ). Portanto, como no presente trabalho não utilizamos sistematicamente materiais ferroelétricos, dedicando-nos a materiais do tipo  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  e  $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ , que são cristais cúbicos paraelétricos, e pela importância histórica, resolvemos apresentar alguns comentários sobre o  $\text{LiNbO}_3$ , em particular, como um exemplo de material ferroelétrico.

O niobato de lítio alcançou grande sucesso durante os anos sessenta, em experimentos de holografia de fase em volume<sup>2,4,42</sup>. Era apontado como o mais versátil de todos os meios de armazenamento de informação óptica da época, e eram utilizados invariavelmente em aplicações de leitura-escrita porque eram "apagáveis"<sup>10</sup>; ou também em leitura apenas ou aplicações de armazenamento em volume porque era possível "fixar" informações<sup>3</sup>. Este sucesso só foi abalado com o advento da holografia em tempo real utilizando  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  (BSO), pois este apresenta uma constante de tempo para escrita da ordem de milisegundos (vide tab. 1.2) ao passo que no niobato de lítio este tempo é da ordem de segun-

dos<sup>4</sup> para a mesma ordem de grandeza de irradiância total incidente. A dopagem<sup>5</sup> com  $\text{Fe}^{2+}$  alterava sensivelmente a eficiência de difração dos hologramas gravados no niobato de lítio, aumentando-a, sem no entanto alterar seu tempo de processamento de forma significativa.

Também com o niobato de lítio descobriu-se e estudou-se o efeito fotovoltaico em volume<sup>6</sup>, o qual veio elucidar diversas observações ligadas a ordem de grandeza, por exemplo, da eficiência de difração, e passou a fazer parte dos modelos<sup>7</sup> que foram surgindo, para descrever o efeito fotorrefrativo nestes materiais. Por ser o primeiro fotorrefrativo estudado exaustivamente, alguns trabalhos desta época foram decisivos e perduram até hoje como fundamentais na área, como a análise de onda acoplada em  $\text{LiNbO}_3$ <sup>8</sup> e o modelo de bandas de Kukhtarev, este sem dúvida, o mais importante modelo elaborado para explicar o efeito fotorrefrativo<sup>9</sup>.

O niobato de lítio é um cristal uniaxial, trigonal do grupo  $3m$ <sup>10</sup> e ferroelétrico. Como ferroelétrico pode apresentar polarização elétrica espontânea, mas esta polarização pode ser invertida para campos elétricos suficientemente fortes. A primeira tentativa de elaboração de um modelo devido a Chen<sup>1</sup>, levava em conta a mudança de polarização elétrica no  $\text{LiNbO}_3$ , provocada pelo campo elétrico de cargas espaciais, formadas pela fotocondutividade, conforme já descrito na seção 1.1.

O eixo cristalográfico C em aplicações holográficas, fica localizado no plano formado pelos feixes objeto e de referência, paralelo a face de entrada e ao vetor da rede. Esta configuração

foi observada por Chen<sup>3</sup> e colaboradores como sendo a que apresenta redes com eficiências de difração maiores que 40%.

No efeito eletroóptico intervem os coeficientes da matriz eletroóptica, que se encontram listadas na tabela 1.3. E na tabela 1.4 introduzimos constantes ligadas ao efeito fotovoltaico de volume e a influência de dopagem com Fe, onde observamos um aumento significativo do campo elétrico fotovoltaico, para maiores dopagens, embora não hajam mudanças significativas nos índices e nos coeficientes eletroópticos; uma possível explicação do aumento continuado da eficiência de difração em niobato de lítio dopado com Fe.

Nesta seção, ilustramos a ocorrência de alguns materiais na área dos fotorrefrativos, apresentando algumas de suas propriedades e um possível critério (limite fundamental de tempo) que pode ser um critério útil na pesquisa e melhoramento de materiais. Finalmente, citamos dados históricos e físicos ligados ao  $\text{LiNbO}_3$ , devido sua importância nos primórdios da área.

$r$ (pm/V)	$n$	$n_o^3 r$ (pm/V)	Simetria	Ref.
$r_{33} = 30,8$	$n_o = 2,29$	$n_e^3 r_{22} = 328$		
$r_{13} = 8,6$	$n_e = 2,20$	$n_o^3 r_{22} = 37$	3 m	49 e 50
$r_{22} = 3,4$		$1/2(n_e^3 r_{33} -$		
$r_{42} = 28,0$		$- n_o^3 r_{13}) = 112$		

Tabela 1.3 - Coeficientes eletroópticos do LiNbO<sub>3</sub>.

	LiNbO <sub>3</sub> :0,2%Fe	LiNbO <sub>3</sub> :0,03%Fe	LiNbO <sub>3</sub>	LiNbO <sub>3</sub> Red.
$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	0,515	0,440	0,440	0,440
$\alpha$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	3,8	2,0	0,12	1,6
$\chi$ ( $\text{n Acm/W}$ )	3,0	2,5	2,7	2,6
$E_v$ (V/cm)	$10^5$	$10^4$	$5 \times 10^3$	80
$\epsilon/\epsilon_0$	30	30	30	30
$n_o; n_e$	2,29; 2,19	2,29; 2,19	2,29; 2,19	2,29; 2,19
$r_{33}$ (pm/V)	31	31	31	31

Tabela 1.4 - Propriedades eletroópticas e fotovoltaicas do LiNbO<sub>3</sub>,<sup>9</sup> onde  $E_v$  é o campo elétrico fotovoltaico e  $\chi$  é o coeficiente fotovoltaico.

### 1.3 ESTADO ATUAL DA PESQUISA COM FOTORREFRATIVOS

A pesquisa com fotorrefrativos se intensificou acentuadamente no fim dos anos setenta, e sofreu uma grande diversificação na atual década. Assim sendo, relacionamos a seguir alguns temas importantes, referentes a recentes publicações na área. Dentre algumas, estão diretamente ligadas nos nossos interesses, e outras são mencionadas pela sua importância, embora não tenham uma ligação direta sobre o trabalho aqui desenvolvido. Basicamente, o que pretendemos é dar uma visão geral de algumas das principais propriedades físicas envolvidas, atualmente, na pesquisa com fotorrefrativos.

**PROPRIEDADES DE POLARIZAÇÃO DA LUZ.** As propriedades de polarização da luz em hologramas de volume nos fotorrefrativos, foram apontadas pela primeira vez por Huignard<sup>5 2</sup> e colaboradores.

Observaram que ao se utilizar campo elétrico externo num cristal BSO em configuração transversa (plano de incidência transversal ao [001] e paralelo ao vetor da rede), juntamente com feixes polarizados para escrita do holograma, a imagem reconstruída apresentava polarização elíptica e a ordem zero permanecia linearmente polarizada. Com isto, os ruídos espalhados poderiam ser minimizados com um simples polarizador, melhorando a relação sinal-ruído para reconstrução do holograma. Estes fatos estão ligados a características peculiares da difração de luz e ao processamento de imagens não-linear nestes materiais, descritos por Petrov<sup>5 3</sup> e co-

laboradores em 1979, levando em conta as propriedades cristalográficas do meio holográfico. Nestes meios, pode-se obter a polarização do feixe de luz difratado em difusão, linearmente polarizado e ortogonal ao feixe transmitido, sendo este fato consequência da configuração cristalográfica empregada ( $\vec{K}$ , vetor da rede, paralelo ao eixo 110), e passou a ser tratada como difração anisotrópica. Estas propriedades foram descritas<sup>54</sup>, tanto para o  $\text{LiNbO}_3$ , e  $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ .

Mas, a possibilidade concreta de se utilizar a difração anisotrópica como forma de reconstrução holográfica só foi demonstrada eficientemente por A. A. Kamshilin e Petrov<sup>55</sup>, reconstruindo interferogramas de objetos vibrantes. Esta técnica oferece a possibilidade interessante de se efetuar testes não-destrutivos numa montagem bastante simplificada<sup>56</sup> sem aplicação de campo elétrico externo sobre o cristal eletroóptico. Até então, a conjugação de fase era a técnica utilizada para reconstrução holográfica e requeria aplicação de um campo elétrico externo para aumentar a eficiência, e alta potência nos feixes de escrita, devido a segunda passagem no cristal do feixe conjugado, uma vez que a absorção no BSO para  $\lambda = 0,514 \mu\text{m}$  é bastante elevada ( $3 \text{ cm}^{-1}$ ).

REDES MÓVEIS. Stepanov<sup>57</sup> e colaboradores determinaram que hologramas (redes) em cristais fotorrefrativos existem na forma de ondas móveis ("Running holograms") deslocando-se ao longo da direção do vetor  $\vec{K}$  da rede, com cristal sob iluminação estática, aplicando-se campo elétrico externo. Este fato vem a explicar o efetivo aumento da eficiência de redes gravadas com o padrão de inter-

ferência no cristal movendo-se sincronicamente com a rede gravada. Estabeleceram também a dependência da eficiência de difração com a velocidade do movimento, mostrando que existe uma velocidade ótima de operação. Recentemente<sup>40</sup>, demonstrou-se que há um espaçamento de rede ótimo, para um dado valor de campo elétrico aplicado, ligado a um parâmetro associado a velocidade da rede. Esta técnica é interessante, pois permite um aumento significativo da eficiência de difração com campos elétricos moderados. Diversas propriedades estão sendo estudadas sob o efeito de redes móveis, por exemplo, propriedades de polarização em mistura de duas ondas<sup>58</sup> aplicadas a interferometria.

**APLICAÇÃO DE CAMPO ELÉTRICO ALTERNADO.** Uma questão muito importante observada por Stepanov e Petrov<sup>59</sup>, e demonstrada experimentalmente, é que a aplicação de um campo elétrico ac nos cristais fotorrefrativos, se comparado a aplicação de um campo dc, provoca um aumento considerável na eficiência de difração dos hologramas gravados. A análise leva a crer que trata-se de um mecanismo de gravação não-estacionário, baseado nas equações usuais do modelo de bandas. Trata-se, segundo os autores, de mecanismo similar ao que ocorre com as redes móveis, onde na verdade tem-se um padrão de luz oscilante, num efeito análogo sobre os fotorrefrativos ao provocado pelo campo elétrico ac. É interessante notar que, com o uso do comprimento de onda  $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$  do laser He-Ne, no lugar do usual  $\lambda = 0,514 \mu\text{m}$  fornecido pelo laser Ar<sup>+</sup> associado ao uso de cristais um pouco mais espessos, devido a menor absorção do laser He-Ne, abrem-se perspectivas ex-

perimentais interessantes, em relação ao comportamento dos cristais nesta configuração, e nas aplicações em testes não-destrutivos.

**MEDIDAS DO COEFICIENTE ELETROÓPTICO.** Um conhecimento preciso do coeficiente eletroóptico é muito importante para se prever o comportamento dos cristais fotorrefrativos no que diz respeito a birrefringência linear induzida, sendo também relevante para cálculo da eficiência de difração e do ganho exponencial em experimentos de transferência de energia. Devido a esta importância e também pela ocorrência na literatura de valores diferentes (como por exemplo  $r_{41} = 5 \times 10^{-12} \text{ m/V}^{60}$ , ou  $3,6 \times 10^{-12} \text{ m/V}^{61}$ , que alguns pesquisadores têm se dedicado a estudar e avaliar este parâmetro para o  $\text{BI}_{12}\text{SiO}_2$ .

Assim, Pellat-Finet<sup>62</sup> propõe que a influência da atividade óptica é fundamental e deve ser levada em conta nos experimentos de transmissão de luz para diferentes configurações cristalográficas (longitudinal e transversa), determina o valor de  $r_{41} = 3,8 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ . Já Mallick<sup>63</sup> e colaboradores a seguir, afirmam que a simples inclusão do fator ligado a atividade óptica (associada a birrefringência linear) não é suficiente para justificar a diferença entre os dados anteriores. Propõem, então, uma cuidadosa análise da propagação com as características de polarização da luz, levando em conta todas as configurações cristalográficas e a atividade óptica principalmente, deduzem expressões analíticas; e, através de um experimento extremamente simples, calculam o valor de  $r_{41} = 4,1 \times 10^{-12} \text{ m/V}$ . Mas, F.

Vachss e L.Hesselink <sup>64</sup>, afirmam que nestes experimentos que medem a elipticidade da luz transmitida, o campo elétrico utilizado não é o campo elétrico efetivo que contribui para a birrefringência, e segundo estes autores, deve-se a incerteza no valor real do campo introduzida por perdas nos contatos de superfície dos eletrodos e não-uniformidades internas na condutividade. E, propõem, para evitar estas discrepâncias, um experimento de mistura de ondas que deve ser feito junto a uma medida de elipticidade, pois desta forma utiliza-se o campo real, que é determinado pela eficiência de difração holográfica, e assim calcula-se um valor mais preciso do coeficiente eletroóptico.

Surpreendentemente, os autores encontram o MESMO valor encontrado por Aldrich <sup>60</sup> e colaboradores de  $r_{41} = 5 \times 10^{-12}$  m/V para o BSO!. Neste caso, as dúvidas persistem, novas avaliações <sup>65</sup> continuam sendo feitas, e a questão permanece em aberto.

#### OCORRÊNCIA SIMULTÂNEA DE ELÉTRONS E BURACOS EM FOTORREFRATIVOS.

Desde o início da década de setenta <sup>60</sup>, que elétrons são considerados portadores majoritários no efeito fotorrefrativo, embora alguns autores tenham sugerido que a técnica holográfica poderia ser utilizada para determinar propriedades de transporte de elétrons e de buracos, em cristais eletroópticos <sup>66</sup>. G. C. Valley <sup>67</sup> elaborou um modelo para a taxa de decaimento de redes holográficas em materiais fotorrefrativos, onde ocorrem duas espécies fotoativas diferentes atuando como doadores e aceitadores. O modelo prevê o decaimento em duas taxas distintas, e em que condições podem ser observáveis, utilizando-se de dados numéricos de

outros autores. S.I. Stepanov e G.S. Trofimov<sup>68</sup> fizeram um modelo de bandas, que é uma extensão para duas espécies fotoativas do modelo de bandas de Kukhtarev. Seus resultados experimentais mostram que há duas regiões com diferentes tempos de relaxação holográfica, para longos comprimentos de transporte, utilizando o  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  como meio holográfico. Continuando com a elaboração de modelos, G.C. Valley<sup>69</sup> calculou o campo elétrico de cargas espaciais por duas formas distintas. Inicialmente, para um modelo de bandas onde há transporte simultâneo de elétrons e buracos, com um único conjunto de centros de recombinação. E, de uma segunda maneira, onde há o transporte simultâneo de elétrons e buracos com dois conjuntos distintos de centros de recombinação. Cada um destes dois casos, segundo o autor, serve para explicar fatos distintos, que podem ser observados em materiais fotorrefrativos. O autor menciona ainda que seus resultados são os mesmos encontrados por Hellwarth<sup>70</sup> e colaboradores, que também elaboraram um modelo de bandas com a ocorrência simultânea de elétrons e buracos, para explicar o comportamento anômalo do  $\text{BaTiO}_3$  em experimentos de mistura de ondas. Este mesmo modelo foi utilizado por Stronkendl e Hellwarth<sup>71</sup>, para estudar as propriedades de transporte de elétrons e buracos; determinaram pela primeira vez, experimentalmente, ambas espécies de portadores no  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , a partir do decaimento de redes holográficas que ocorrem em duas etapas distintas, como previsto pela teoria, que leva em conta a ocorrência simultânea de duas espécies de portadores nos fotorrefrativos.

DETERMINAÇÃO DE PROPRIEDADES DE TRANSPORTE. As propriedades de transporte nos fotorrefrativos, como por exemplo  $\text{Bi}_{1,2}\text{SiO}_2$ , vem sendo estudadas por diversos autores, desde a década de setenta, supondo como única espécie fotoativa o elétron. O conhecimento das propriedades de transporte é importante e revela informações úteis a respeito dos materiais, quanto a suas possibilidades de utilização em processamento óptico. A máxima sensibilidade de num fotorrefrativo é atingida na condição  $KL_D = 1$ , onde  $K = 2\pi/\Lambda$ ,  $\Lambda$  é o espaçamento da rede senoidal gravada e  $L_D$  é o comprimento de transporte em difusão. Outro exemplo é dado pela  $Kl_S = 1$ , onde  $l_S$  é o comprimento de Debye, e representa a condição de máxima eficiência de difração da rede senoidal gerada, onde  $l_S^2 \propto 1/N_A$ , o  $N_A$  é a densidade de aceitadores. O efeito da aplicação de um campo elétrico externo conhecido, está contida no produto  $\mu\tau = L_E/E$ ,  $L_E$  é o comprimento de transporte em arrastamento e  $E$  o campo elétrico aplicado, e neste sentido ( $\mu$  é a mobilidade, e  $\tau$  o tempo de vida dos fotoportadores) pode ser definido como um comprimento de arrastamento específico. São igualmente importantes a eficiência quântica ( $\phi$ ) e a absorção ( $\alpha$ ) do fotorrefrativo para um dado comprimento de onda  $\lambda$ , que também acrescentam informações sobre condições físicas de utilização dos fotorrefrativos. Mas, não há unanimidade para alguns valores medidos de algumas destas grandezas, utilizando-se diferentes métodos experimentais. Apenas citando como exemplo, o comprimento de transporte em difusão, observando a tabela 3.1, vemos que há resultados diferentes para um dado método e que os métodos fornecem resultados diferentes entre si. A diferença entre

estes valores pode ser discutida, levando-se em conta até a diferente procedência de algumas amostras. O fato é que ainda hoje, esta é uma questão que desperta interesse, devido à importância que estes parâmetros possuem para o aproveitamento do potencial de aplicações destes materiais, como mencionamos acima. Uma discussão física mais ampla desses e de outros aspectos envolvidos, será feita no capítulo 3.

MISTURA DE DUAS ONDAS. A possibilidade de utilização de fotorrefrativos na estabilização holográfica<sup>81</sup>, com cristais do tipo  $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ , permitiu a possibilidade de se imaginar a medida do próprio termo de interferência da mistura de ondas com a modulação da fase (a auto-estabilização na ref. 80 utiliza a modulação da fase em um dos braços do interferômetro cujo feixe vem de uma reflexão de um espelho numa base piezoelétrica). O estudo do termo de interferência da mistura de duas ondas nos fotorrefrativos, em tempo real e auto-estabilizada<sup>79</sup> é feito, basicamente, utilizando-se o sistema holográfico, descrito na ref. 80.

E, a medida direta em tempo real do termo de interferência modulado por fase, permite obter importantes informações nele contidas, sobre a eficiência de difração, atividade óptica, propriedades de difração anisotrópica e diferença de fase entre o padrão de luz e o holograma gerado no fotorrefrativo.

Conforme já comentamos, são inúmeras as aplicações dos materiais fotorrefrativos surgidas durante os anos oitenta e este fato aliado ao surgimento de novos materiais e a diversificação da área, torna-se quase que impossível um relato completo de todas

as atuais linhas de pesquisa nesta área. Mencionamos questões que são importantes ou que estão mais diretamente relacionadas com os resultados que serão apresentados a seguir.

CAPÍTULO II  
CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Neste capítulo pretendemos fazer uma revisão das considerações teóricas essenciais para a compreensão do efeito fotorrefrativo no processamento óptico em tempo real. Será apresentado o modelo de formação da distribuição espacial do campo elétrico, devido aos fotoportadores, baseado numa estrutura de bandas ("BAND TRANSPORT MODEL") e serão feitos alguns comentários sobre o modelo de saltos("HOPPING MODEL"). Logo em seguida, discutiremos a ação deste campo no cristal, levando em conta a sua orientação cristalográfica, considerando-se o efeito eletroóptico e a resultante birrefringência induzida. A projeção de um padrão de luz senoidal oriundo da interferência de dois feixes laser coerentes, pressupõe uma análise de onda acoplada, que associada à natureza cristalina do meio, descreve a chamada difração anisotrópica. A atividade óptica presente na maioria dos cristais fotorrefrativos e também em cristais do tipo BSO, utilizados por nós neste trabalho, será também levada em conta nestas relações. E, finalmente, serão discutidas as características temporais na escrita e no apagamento de redes senoidais, bem como a sensibilidade destes materiais.

## 2.1 MODELOS DE MECANISMO DE REGISTRO E FENÔMENOS DE TRANSPORTE

### 2.1.1 Modelo de transporte de banda ("BAND TRANSPORT MODEL")

O modelo de banda <sup>19</sup> universalmente aceito para os fotorrefrativos baseia-se na identificação de um centro luminescente, cuja excitação direta resulta numa forte banda centrada. E, este centro, sem dúvida, acredita-se participante no processo de transferência de carga. Tomando o BSO como exemplo, identifica-se um centro luminescente <sup>83</sup> que, quando excitado, resulta numa forte banda centrada em 2,25 eV, com uma densidade da ordem de  $10^{16} \text{cm}^{-3}$ . Este nível, que é participante no processo de transferência de cargas é utilizado na elaboração do modelo. Ainda no BSO, uma forte absorção é atribuída a vacância do silicato, este nível está situado 2,60 eV abaixo da banda de condução, quando ocupado por um elétron. A densidade deste defeito é de  $10^{19} \text{cm}^{-3}$ . Outros possíveis traps de elétrons possuem densidades pequenas e não são levados em conta no modelo.

#### 2.1.1.a. Descrição do modelo de bandas

O efeito fotorrefrativo é causado por portadores livres, no

caso elétrons<sup>o</sup>, que são liberados dos doadores. Para observação do fenômeno num material homogêneo é preciso provocar o surgimento de uma distribuição espacial de cargas no volume provocado por uma iluminação não-uniforme qualquer (uma imagem, franjas de interferência, etc). Para descrição matemática do modelo é usual considerar a projeção de um padrão de luz senoidal. Assim, a modulação espacial dá irradiância dá origem a uma correspondente modulação da densidade de elétrons e da densidade de doadores ionizados. Inicialmente, cargas elétricas negativas e positivas dos elétrons e doadores ionizados estão compensados, tal que não há carga resultante. Entretanto, os elétrons movem-se por difusão (ou sob ação de um campo elétrico externo, ou devido ao efeito fotovoltaico nos ferroelétricos) e são subsequentemente capturados por doadores vazios. Devido a este transporte, há uma diferença espacial na taxa de excitação de doadores ionizados e na taxa de captura de elétron, resultando numa densidade de carga espacialmente modulada.

Resumidamente: elétrons fotoexcitados são ejetados dos doadores, inicialmente cheios, para a banda de condução. Aqui há migração em direção a regiões escuras do cristal antes da recombinação em doadores vazios. Esta separação de cargas da origem ao campo elétrico de cargas espaciais, num esquema de níveis ilustrado na fig. 2.1.

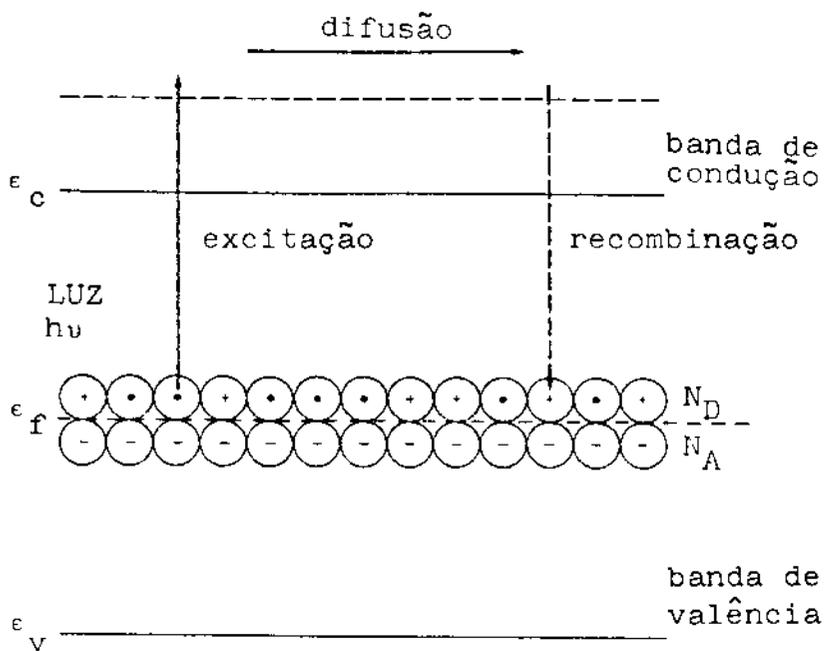


Figura 2.1 - Esquema de níveis de energia no modelo de bandas.

O esquema de formação do campo elétrico de cargas espaciais  $E_{SC}$  pelo processo de difusão, encontra-se na fig. 2.2. Este processo, que foi empregado durante todo este trabalho, é descrito da seguinte forma: A irradiância  $I$  excita doadores gerando elétrons. Em adição, pode haver uma densidade homogênea residual de elétrons (bastante provável na temperatura ambiente). Os elétrons se difundem, tal que a amplitude espacial da densidade de elétrons é reduzida quando comparada a densidade espacial dos doadores ionizados. Esta diferença de amplitude dá origem a distribuição de cargas modulada em fase com a intensidade de luz. A distribuição de campo elétrico  $E_{SC}$  fica deslocada por um quarto do período ( $\lambda/4$ ) do padrão projetado. Esta distribuição de campo elétrico provoca a modulação do índice de refração, via efeito eletroóptico.

#### 2.1.1.b. Equações do modelo

As equações materiais básicas, descrevendo o efeito foto-refrativo pelo modelo de bandas de Kuktarev e colaboradores<sup>19</sup> são:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial N_D^+}{\partial t} + 1/q \cdot \nabla \cdot \vec{J} \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = (sI + \beta) (N_D - N_D^+) - \gamma_R n N_D^+ \quad (2.2)$$

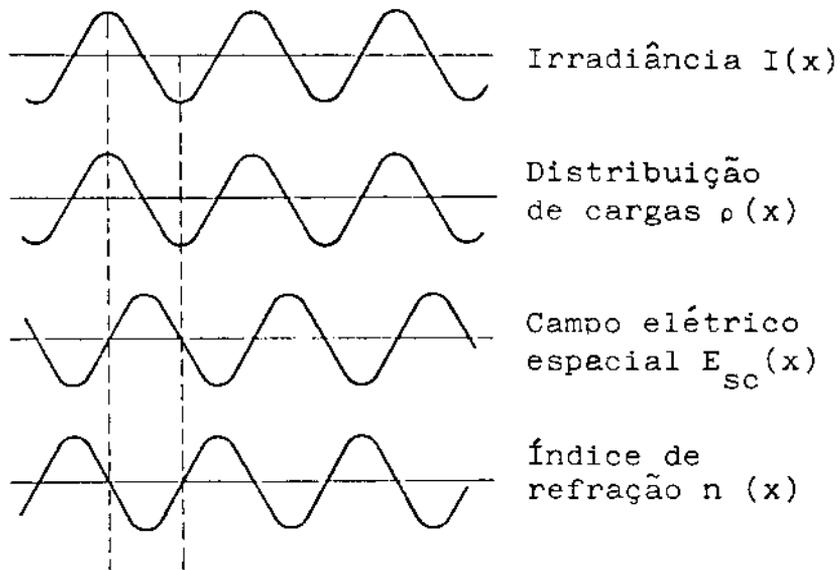


Figura 2.2 - Relações de fase entre as principais grandezas envolvidas no modelo de bandas, a partir do padrão de luz incidente.

$$\vec{J} = q\mu n\vec{E} + qD\nabla n + \vec{J}^{ph} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \rho / \epsilon \epsilon_0 \quad (2.4)$$

A equação (2.1) descreve a evolução das densidades de elétrons de doadores ionizados. A diferença é devido a densidade de corrente eletrônica  $\vec{J}$ . Esta é basicamente uma equação de continuidade para elétrons móveis na banda de condução, e

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = G - R \quad (2.5)$$

é uma equação de continuidade para os doadores imóveis. Nas equações (2.1) e (2.5), temos:

$n$  = densidade de elétrons livres,

$N_D^+$  = densidade de doadores ionizados,

$G$  = taxa de geração de elétrons livres,

$R$  = taxa de recombinação de elétrons livres.

e comparando (2.2) com (2.5), temos:

$$G = p \cdot (sI + \beta) \cdot (N_D - N_D^+) \quad (2.6)$$

$$R = \gamma_R N_D^+ \cdot n \quad (2.7)$$

pela equação (2.6), a taxa de geração é linearmente proporcional ao número de doadores ocupados, a probabilidade de um estado da banda ser ocupado ( $p=1$ ) é a taxa de probabilidade de ionização, onde:

- $N_D$  = densidade total de doadores,
- $sI$  = taxa de probabilidade de fotoexcitação,
- $s$  = constante de fotoexcitação,
- $I$  = irradiância total incidente,
- $\beta$  = taxa de probabilidade por excitação térmica.

Na equação (2.7), a taxa de recombinação é linearmente proporcional ao número de elétrons livres, ao número de armadilhas vazias, e a probabilidade para o qual uma armadilha (trap) deverá estar vazia, sendo  $\gamma_R$  uma constante de recombinação.

A equação (2.3), descreve a densidade de corrente total, levando-se em conta os efeitos de drift por um campo elétrico, difusão e o efeito fotovoltaico, onde  $\mu$  é a mobilidade,  $D$  coeficiente de difusão e  $J^{ph}$  componente fotovoltaico da densidade de corrente e,  $E = E_{SC} + V/L$ , é o campo elétrico total, onde  $E$  é o campo de cargas espaciais e  $V/L$  é o campo elétrico externo aplicado  $E_A$  sobre o cristal de espessura lateral  $L$ .

Finalmente, a equação (2.4) fornece a conexão entre o campo elétrico de cargas espaciais com a densidade de carga induzida,

através da lei de Gauss, onde  $\epsilon$  é permissividade relativa do meio. Nesta expressão o termo  $N_A$  representa o efeito de aceitadores compensativos imóveis, que são assumidos como sendo completamente ionizados (e portanto, negativamente carregados) e não tomando parte no processo de fotoionização. Sua presença, entretanto, garante que um grande número de doadores podem estar vazios no escuro, garantindo a neutralidade de cargas, quando não houver iluminação.

#### 2.1.1.c. Solução independente do tempo. Iluminação senoidal.

Iluminando o cristal com uma iluminação do tipo

$$I(x) = I_0 (1 + M \cos Kx) \quad (2.8)$$

onde:

$$I_0 = I_1 + I_2 \quad \text{irradiância total incidente}$$

$$M = 2\sqrt{I_1 I_2} / I_1 + I_2 \quad \text{taxa de modulação}$$

$$K = 2\pi / \Lambda \quad ; \quad \Lambda = \text{espaçamento da rede}$$

pretende-se induzir uma rede senoidal no volume do fotorrefrativo. Introduzindo (2.8) na equação (2.2), acrescido de algumas hipóte-

ses simplificadoras introduzidas por Moharam e colaboradores<sup>47</sup>, obtém-se o conjunto de equações

$$J(x,t) = qD \frac{\partial n}{\partial t}(x,t) + q\mu n(x,t) [E_{sc}(x,t) + V/L] + J^{ph} \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = g(x) - \frac{n(x,t) - N_D}{\tau} + 1/q \frac{\partial J(x,t)}{\partial x} \quad (2.10)$$

$$E_{sc}(x,t) = \frac{1}{\epsilon \epsilon_0} \int_0^t J(x,t') dx + G(t) \quad (2.11)$$

onde  $G(t)$  deve ser determinado de

$$\int_0^L E_{sc}(x,t) dx = 0 \quad (2.12)$$

A equação (2.9) corresponde a equação (2.3) assumindo que todas as quantidades variam na direção  $x$ , conforme padrão de luz projetado. A equação (2.10) é obtida pela combinação de (2.1) e (2.2), com a aproximação de densidade de doadores constante, onde  $N_D \gg N_D^+$ . O tempo de vida de portadores livres é dado por  $\tau$ , onde  $1/\tau = \gamma_R N_D^+ = \gamma_R N_A$ , se  $N_D^+ \approx N_A$  (geração e recombinação lineares). A concentração de portadores livres no escuro  $n_D = \beta N_D \cdot \tau$  e a taxa de geração é dada por  $g(x) = g_0 I(x)/I$ , onde  $g_0 = s I_0 N_D$ . E, a equação (2.12) é obtida de (2.4) utilizando a equação de continuidade

entre carga espacial e corrente,

$$q \frac{\partial}{\partial t} (N_D^+ - N_A - n) + \nabla J = 0 \quad (2.13)$$

Utilizando o conjunto de equações (2.9)-(2.13), podemos analisar as soluções para o caso de iluminação senoidal. Para o campo elétrico de cargas espaciais, em estado estacionário,  $\partial N_D^+ / \partial t = 0$ , e  $\partial n / \partial t = 0$ , que através de (2.13) fornece  $\partial J / \partial x = 0$ . Portanto da equação (2.10), tiramos

$$n(x) = n_D + \tau g(x) = (n_D + \tau g_0)(1 + m \cos Kx) \quad (2.14)$$

onde:

$$m = \frac{\tau g_0}{n_D + \tau g_0} \cdot M = \frac{M}{1 + \beta / s I_0} \quad (2.15)$$

e, como  $\partial J / \partial x = 0$  e  $J = \text{cte}$ , o campo de cargas espaciais pode ser calculado de (2.9), (2.12) e (2.14), resultando

$$E_{sc} = m E_D \frac{\text{sen} Kx}{(1 + m \cos Kx)} - E_A \left( 1 - \frac{\sqrt{1 - m^2}}{1 + m \cos Kx} \right) \quad (2.16)$$

se na equação (2.9) negligenciamos o termo que leva em conta a densidade de corrente fotovoltaica.  $E_D = \frac{K D}{\mu} = \frac{K (K_B T)}{q}$  é a amplitude do

campo elétrico em difusão, onde  $T$  é temperatura absoluta e  $K_B$  constante de Boltzmann, e é independente do material.

O campo elétrico de carga espacial dado pela expressão (2.16) é o valor do campo elétrico num regime estacionário, e é não-senoidal. Para o caso de difusão apenas, se a modulação  $m$  for pequena, podemos fazer a aproximação  $m \ll 1$ , tal que (2.16) se reduz a

$$E_{sc} = mE_D \text{ sen } Kx \quad (2.17)$$

que neste caso recupera o carácter senoidal e passa a representar uma resposta linear com a taxa de modulação no material. Na equação (2.16), se desenvolvida em série de Fourier,

$$E_{sc} = 2\sqrt{E_D + E_A} \cdot (-1)^l \left[ \frac{1 - \sqrt{1 - m^2}}{m} \right]^l \cos(Kx + \phi) \quad (2.18)$$

cuja componente fundamental vale

$$E_{sc}^{(1)} = -2\sqrt{E_D + E_A} \left[ \frac{1 - \sqrt{1 - m^2}}{m} \right] \cos(Kx + \phi) \quad (2.19)$$

$$\phi = \text{arctg} (E_D / E_A)$$

onde podemos observar os seguintes pontos :

- a fase varia de 0 a  $\pi/2$ , se respectivamente  $E_A \gg E_D$  ou  $E_A \ll E_D$

e

- a aproximação  $2 \left[ \frac{1 - \sqrt{1-m^2}}{m} \right] \approx m ; m \ll 1$

está dentro de um erro de 11% para  $m = 0,6$  e de 25% para  $m = 0,8$  e nestes casos

$$E_{sc}^{(1)} = -m \sqrt{E_A^2 + E_D^2} \cos(Kx + \phi) \quad (2.20)$$

ou para o caso de difusão apenas

$$E_{sc}^{(1)} = -m E_D \operatorname{sen} K_x \quad (2.21)$$

e, portanto, a resposta é aproximadamente linear com a taxa de modulação.

Uma vez estabelecido o campo elétrico na saturação, onde há independência do tempo na equação (2.16), permanecem gravadas as modificações espaciais no índice de refração, no volume do material, que não é senoidal para valores de modulação próximos de 1. Porém, a análise mostra que é possível resgatar o carácter senoidal de forma aproximada, sem incorrer em grandes erros numéricos. Por outro lado, do ponto de vista deste trabalho, nosso interesse

está, basicamente, no desenvolvimento temporal dos hologramas senoidais, que ao contrário dos valores de saturação que independem da forma como o campo se desenvolve com o tempo, permite obter importantes informações sobre as propriedades de transporte, e a possibilidade de usar estas relações para avaliar parâmetros, como comprimento de transporte em difusão ( $L_D$ ), densidade de traps ( $N_A$ ), e a eficiência quântica para o comprimento de onda utilizado ( $\phi$ ). Assim sendo, na próxima seção, vamos descrever o desenvolvimento temporal no decaimento de redes a partir da saturação, cuja constante de tempo determina as propriedades mencionadas acima.

#### 2.1.1.d. Decaimento de redes holográficas

Stepanov<sup>6,8</sup> utiliza o modelo de bandas de Kukhtarev, escrevendo as equações na forma complexa das séries de Fourier com a suposição de  $m \ll 1$ , portanto desprezando os harmônicos de alta ordem. Esta foi, basicamente, a técnica empregada por nós neste trabalho, para os estudos das propriedades de transporte.

Inicialmente, são descritas as principais grandezas do modelo de bandas com seus primeiros harmônicos de Fourier. Assim, a expressão

$$I(x) = I_0 + I_0/2(m e^{iKx} + m^* e^{-iKx}) \quad (2.22)$$

é o padrão de luz na forma complexa, onde  $m$  é a modulação que aqui também é um complexo,

$$n(x) = n_0 + n_0/2(a e^{iKx} + a^* e^{-iKx}) \quad (2.23)$$

descreve a densidade de fotoelétrons na banda de condução, onde  $n_0$  é a densidade média de fotoelétrons gerados com luz uniforme  $I_0$ ,

$$N(x) = N_A + N_A/2(A e^{iKx} + A^* e^{-iKx}) \quad (2.24)$$

é a densidade de centros aceitadores positivamente carregados e, finalmente,

$$E(x) = E_A + E_{sc}(x) = E_A + 1/2(E_{sc} e^{iKx} + E_{sc}^* e^{-iKx}) \quad (2.25)$$

é o campo elétrico sobre o material, sendo  $E_A$  campo elétrico externo e  $E_{sc}$  o campo elétrico de cargas espaciais.

Nas expressões acima, estão sendo negligenciados os harmônicos de alta ordem nas distribuições, o que é válido para um padrão de gravação de baixo contraste, ou seja, produzindo peque-

nas modulações nestes parâmetros.

O conjunto de definições (2.22)-(2.25) deve ser utilizado juntamente com o conjunto de equações materiais (2.1)-(2.4) do modelo de bandas. Substituindo (2.24) em (2.2), e identificando os coeficientes das exponenciais, determinamos a expressão

$$\frac{\partial(A N_A)}{\partial t} = mg_0 - (a + A) n_0 / \tau \quad (2.26)$$

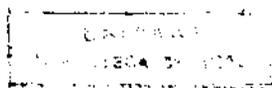
que é uma equação de balanço entre portadores imóveis, onde  $g_0 = n_0 / \tau$  é a taxa de geração sob iluminação uniforme  $I_0$  e, aplicando-se (2.24) na equação de Poisson (2.4), obtemos de forma análoga

$$i K \epsilon E_{SC} = A N_A \quad (2.27)$$

onde a contribuição dos portadores móveis (elétrons foto gerados) é desprezível, se comparada aos aceitadores (aqui, supõe-se que o tempo de vida  $\tau$  dos fotoelétrons seja muito pequeno, comparado a  $\tau_{SC}$  o tempo de gravação do holograma).

Por razões já apontadas ( $\tau \ll \tau_{SC}$ ) na equação (2.1) foi assumida condições quase-estacionárias, para geração de fotoelétrons,  $\partial n / \partial t = 0$ , e substituindo a equação (2.3) em (2.4), obtém-se

$$\frac{\partial N(x)}{\partial t} = - \frac{\partial J}{\partial x} - \frac{D \partial^2 n(x)}{\partial x^2} \quad (2.28)$$



onde  $J$  é a densidade de corrente devido ao campo e  $D$  coeficiente de difusão. Utilizando as definições das distribuições em (2.28), obtém-se

$$mg_0 - (A + a) n_0 / \tau = -iK\mu n_0 (E_{sc} + aE_A) + DK^2 a n_0 \quad (2.29)$$

e substituindo (2.26), (2.27) em (2.29), obtém-se uma expressão para derivada temporal da amplitude de campo elétrico de cargas espaciais,

$$\frac{\partial E_{sc}}{\partial t} = - \frac{m(E_A + iE_D) + E_{sc}(Kl_S^2 - iKl_E + 1)}{\tau_M (K^2 L_D^2 - iKl_E + 1)} \quad (2.30)$$

onde

$$L_D = \sqrt{D\tau}$$

$$L_E = \mu\tau E_A$$

] comprimentos de transporte

$$l_S = \sqrt{\epsilon K_B T / q^2 N_A}$$

comprimento de Debye

$$l_E = \epsilon E_A / q N_A$$

$$E_D = K D/\mu = K K_B T/q \quad e,$$

$$\tau_M = \frac{\epsilon}{q \mu n_0} \quad \text{tempo de relaxação de Maxwell.}$$

A título de ilustração, podemos utilizar a equação (2.30) para o caso de regime estacionário. Assim se  $\partial E_{sc}/\partial t=0$ , obtém-se imediatamente

$$E_{sc} = \frac{m(E_A + iE_D)}{1 + K^2 l_S^2 - iKl_E} \quad (2.31)$$

O campo de carga espacial foi definido na equação (2.25), o que resulta pela substituição de (2.31) com  $Kl_S$ ,  $Kl_E \ll 1$ ,  $m = |m| \cdot e^{i\tau_0}$  em

$$E_{sc}(x) = |m| [E_A \cos(Kx + \psi_0) + E_D \sin(Kx + \psi_0)] \quad (2.32)$$

onde para difusão apenas  $E_A = 0$ , e portanto

$$E_{sc}(x) = |m| E_D \sin Kx \quad (2.33)$$

que é exatamente (2.17), o valor do campo de cargas espaciais pa-

ra apenas difusão, no regime estacionário, baixa taxa de modulação.

A análise temporal que iremos fazer, está diretamente ligada ao decaimento da rede, o que corresponde a projetar apenas uma onda plana sobre a rede induzida no volume. Isto significa  $m = 0$  na equação (2.30), que irá representar uma expressão para o apagamento da rede senoidal,

$$\frac{\partial E_{sc}}{\partial t} = - \frac{E_{sc}}{\tau_M} \cdot \frac{(1 + K^2 l_s^2) - iKl_E}{(1 + K^2 L_D^2) - iKL_E} \quad (2.34)$$

e, reorganizando sua forma, obtemos:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} &= - \frac{E_{sc}}{\tau_M} \frac{(1+K^2 l_s^2)^2 (1+K^2 L_D^2) + K^2 L_E l_E + i (1+K^2 l_s^2) KL_E - (1+K^2 L_D^2) KL_E}{(1+K^2 L_D^2)^2 + (KL_E)^2} \\ &= - E_{sc} \cdot (S + iPt) \end{aligned} \quad (2.35)$$

cuja solução é:

$$E_{sc} = \text{cte} \cdot \exp(-St) \cdot \exp(-iPt) \quad (2.36)$$

e para  $t=0$ ,  $E_{sc} = E_{sc}^0$ .

$$E_{sc} = E_{sc}^0 \cdot \exp(-St) \cdot \exp(-iPt) \quad (2.37)$$

A equação (2.37) representa o decaimento da rede, dado pelo fator S, e contém uma fase que depende do tempo dado pelo fator P. Esta fase variável com o tempo está ligada à interpretação de redes móveis e só ocorre quando houver campo elétrico aplicado.

Assim, se

$$\tau_M = \frac{\epsilon h \nu d}{q \mu \tau I \phi}$$

onde  $I = I_0 \frac{\cos \theta_1}{\cos \theta_2} \frac{(1-R)(1-\tilde{e}^{-\alpha l})}{(1-R\tilde{e}^{-\alpha l})}$  é a irradiância efetiva sobre o cristal,

e,  $l = d/\cos \theta_2 =$  comprimento efetivo de absorção, sendo d a espessura do cristal,  $\theta_1$  é o ângulo de incidência e  $\theta_2$  o ângulo de refração no cristal,

$\alpha$  = coeficiente de absorção,

R = refletância para a interface entre o ar e o fotorefrativo  
 $\theta_1, \theta_2$  são os ângulos de incidência e refração, respectivamente, para os feixes que incidem sobre o material e

$\phi$  = eficiência quântica e

$$\mu \tau = L_D^2 / (K_B T / q)$$

temos para S e P os valores:

$$S = \frac{q \phi I L_D^2}{\epsilon \cdot h \nu \cdot d \left( \frac{K_B T}{q} \right)} \cdot \frac{(1 + K^2 l_s^2) (1 + K^2 L_D^2) + K^2 L_E l_E}{(1 + K^2 L_D^2)^2 + K^2 L_E^2} \quad (2.38)$$

$$P = \frac{q \phi I L_D^2}{\epsilon \cdot h \nu \cdot d \left( \frac{K_B T}{q} \right)} \cdot \frac{(1 + K^2 l_s^2)^2 K L_E - (1 + K^2 L_D^2) K l_E}{(1 + K^2 L_D^2)^2 + K^2 L_E^2}$$

O caso em que temos interesse é quando há apenas a difusão, logo, nas equações (2.40) o fator P se anula e

$$S = \frac{q \phi I L_D^2}{\epsilon \cdot h \nu \cdot d \left( \frac{K_B T}{q} \right)} \cdot \frac{(1 + K^2 l_s^2)}{1 + K^2 L_D^2} \quad (2.39)$$

é a taxa de decaimento da rede senoidal.

### 2.1.2 Modelo de saltos estatísticos ("HOPPING MODEL")

O modelo de saltos proposto por Feinberg <sup>21</sup> e col. um ano após a publicação do modelo de bandas de Kukhtarev <sup>19</sup> e col., tinha como objetivo tratar as propriedades de transporte em titanato de bário, mas foi usado mais tarde para avaliar estas propriedades em BSO <sup>76</sup>.

Embora não tenhamos nos utilizado do modelo de saltos durante o desenvolvimento deste trabalho, pretendemos dar uma breve explanação sobre o mesmo, devido a sua importância como um modelo alternativo, que apesar de bem estruturado, não teve o mesmo impacto que o modelo de bandas.

De um ponto de vista qualitativo, se no modelo de bandas o tempo de vida dos elétrons livres é bastante curto (ordens de grandeza menor do que o tempo de formação de uma rede) o tempo de vida destes portadores na banda de condução pode ser considerado desprezível, como se houvesse, efetivamente, apenas uma redistribuição de cargas entre as armadilhas (traps).

Assim, se o tempo de vida dos portadores livres for realmente curto, podemos pensar no processo de formação do campo de cargas espaciais tendo origem a partir de "saltos" das cargas entre as armadilhas (traps), induzido pela luz incidente. Esta é, de forma simplificada, a essência do modelo de Feinberg e col., ou seja, na definição destes autores, o modelo de saltos é justificado quando a migração fracional de cargas é pequena (curtos comprimentos de transporte) e todos os tempos característicos são longos,

comparados ao tempo de recombinação de elétrons excitados, caracterizando, desta forma, uma condição de regime "adiabático".

Na ref. 85, este modelo é amplamente desenvolvido, com uma extensa discussão do ponto de vista estrutural. Questões importantes da física do material como um todo foram levadas em conta na elaboração do modelo, a despeito da simples argumentação qualitativa apresentada acima. A apresentação detalhada dos cálculos envolvendo todos estes pontos, fugiria do propósito de apenas comentar o modelo de saltos neste trabalho.

No que diz respeito às propriedades de transporte, uma vez definido uma rede de fase senoidal em volume, ao projetar uma onda plana sobre o material (taxa de modulação  $m=0$ ), o modelo de saltos descreve, a exemplo do modelo de bandas, para uma única espécie fotoativa, um decaimento exponencial da rede gerada, cuja taxa de decaimento<sup>21</sup>

$$A = 2\Gamma(1 + \alpha^2) \quad (2.40)$$

depende de  $\Gamma = D_k I_0 K_0^2$ , que é a taxa característica dos saltos entre os traps, onde:

$D_k$  = uma taxa constante, que mede a tendência de salto de um site para outro,

$I_0$  = irradiância total sobre o material,

$K_0^2 = \rho W_0 q^2 / \epsilon \epsilon_0 K_B T$  define um vetor de onda característico, onde  $\rho W_0$  é a densidade média de cargas que migram, e

$\alpha = K/K_0$ , é o vetor de onda normalizado por  $K_0$ .

Neste modelo, a distância média de um "salto" ("range")  $r$ , de um portador de carga num processo simples de excitação-recombinação, sem aplicação de campo elétrico externo, é definido por<sup>7 6</sup>

$$r^2 = \mu \tau \frac{K_B T}{q} \quad (2.41)$$

envolvendo parâmetros já definidos anteriormente, e é análogo ao comprimento de transporte em difusão  $L_D$ , no modelo de bandas.

Utilizando a expressão (2.40), Mullen e Hellwarth<sup>7 6</sup> determinaram experimentalmente, a partir do decaimento de redes senoidais, o valor de  $r$  definido em (2.41) para o BSO, sem aplicação de campo elétrico externo, cujo resultado está indicado na tabela 3.1. Um exame desta mesma tabela, revela que o valor determinado está de acordo com resultados determinados por outros métodos que utilizam o modelo de bandas em difusão, onde a condição de curtos comprimentos de transporte não entra como uma hipótese básica do modelo. Como consequência imediata, torna-se impossível distinguir experimentalmente o modelo de bandas do modelo de saltos, apenas por estes dados. Neste sentido, o modelo de saltos pode ser encarado como um caso particular do modelo de bandas.

## 2.2 CONFIGURAÇÃO CRISTALOGRÁFICA E O EFEITO ELETROÓPTICO

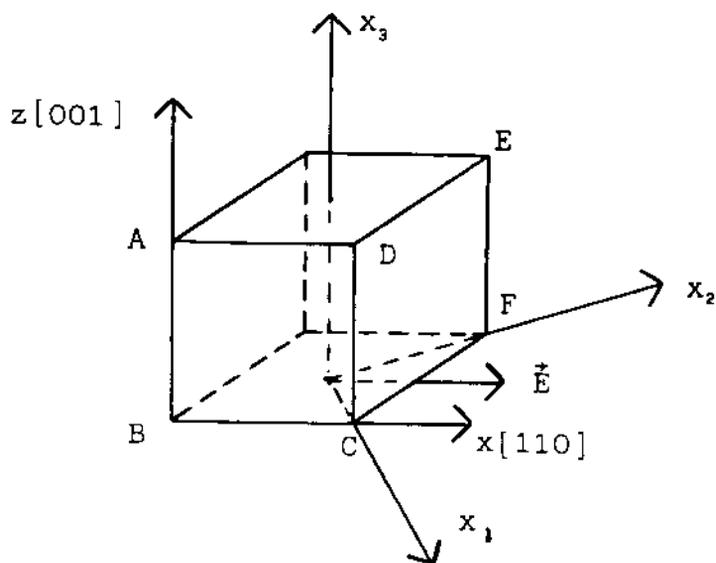
CONFIGURAÇÃO CRISTALOGRÁFICA. Os cristais fotorrefrativos utilizados neste trabalho, são cristais cúbicos isotrópicos (sem campo elétrico aplicado) do tipo BSO ( $\text{Bi}_{1,2}\text{SiO}_{2,0}$ ) e BTO ( $\text{Bi}_{1,2}\text{TiO}_{2,0}$ ). A configuração cristalográfica mais utilizada<sup>75</sup> é aquela que aparece com os índices de Miller<sup>87</sup> indicados na figura 2.3.

Nesta figura, os eixos principais são  $x_1, x_2$  e  $x_3$ . As franjas de interferência são projetadas sobre a face ABCD, que caracteriza o plano  $(1\bar{1}0)$  e o vetor da rede é paralelo ao eixo  $[110]$ . Portanto, o campo elétrico espacial fotoinduzido estará sendo aplicado na direção do eixo  $[110]$ .

EFEITO ELETROÓPTICO E BIRREFRINGÊNCIA INDUZIDA. Estes materiais apresentam efeito eletroóptico linear, e devido a esta característica, uma vez desenvolvido o campo elétrico de cargas espaciais gera-se uma rede de fase em volume nestes cristais. Assim sendo, é interessante estudar como se processa a formação da rede por uma análise bastante simples da propagação da luz, na configuração indicada na figura 2.3.

Os cristais do tipo BSO são isotrópicos quando não há campo elétrico aplicado, assim sua indicatriz óptica será

$$\frac{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}{n^2} = 1 \quad (2.42)$$



plano ABCD:  $(1\bar{1}0)$

plano DCFE:  $(110)$

Figura 2.3 - Configuração cristalográfica dos cristais tipo BSO, mostrando a direção do campo elétrico em relação aos eixos principais.

ou seja,

$$x_j a_{ij} x_i = 1 \quad (2.43)$$

onde  $a_{ij}$  são elementos da matriz coeficiente

$$\begin{bmatrix} 1/n^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n^2 \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

e  $n$  o índice de refração do material.

O tensor eletroóptico<sup>75</sup> destes materiais possui três componentes não-nulas e iguais, de tal forma que

$$R = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{52} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{bmatrix} ; r_{41} = r_{52} = r_{63} \quad (2.45)$$

e sua representação sob forma de matriz. Devido ao efeito eletroóptico precisamos determinar a nova indicatriz acrescida do efeito do campo elétrico,

$$\Delta \left( \frac{1}{n^2} \right) = r_{ij} E_j \quad (2.46)$$

onde  $r_{ij}$  são os elementos da matriz R e  $E_j$  são as componentes do campo aplicado na configuração da figura 2.3.

Assim,

$$RE = [ 0, 0, 0, r_{4,1} E_{x_1}, r_{5,2} E_{x_2}, 0 ] \quad (2.47)$$

e pela notação de Voigt "0", a nova matriz de coeficientes será

$$A' = \begin{bmatrix} 1/n^2 & 0 & r_{5,2} E_{x_2} \\ 0 & 1/n^2 & r_{4,1} E_{x_1} \\ r_{5,2} E_{x_2} & r_{4,1} E_{x_1} & 1/n^2 \end{bmatrix} \quad (2.48)$$

cujos elementos são  $a'_{ij}$ . Portanto, a nova indicatriz com o campo aplicado será,

$$x_j a'_{ij} x_i = \frac{x_1^2 + x_2^2 + x_3^2}{n^2} + 2r_{5,2} E_{x_2} x_1 x_3 + 2r_{4,1} E_{x_1} x_3 x_2 = 1 \quad (2.49)$$

A fim de introduzir uma simetria interessante, podemos fazer uma rotação levando o sistema de  $x_1, x_2$  e  $x_3$  para  $xyz$  através de uma rotação de  $\pi/4$ ,

$$\begin{aligned} x_1 &= x \cos \pi/4 - y \sin \pi/4 \\ x_2 &= x \sin \pi/4 + y \cos \pi/4 \\ x_3 &= z \end{aligned} \quad (2.50)$$

substituindo (2.50) em (2.49), obtemos a indicatriz

$$\frac{x^2 + y^2 + z^2}{n^2} + 2r_{*1} E \cdot x \cdot z = 1 ; x_j b_{ij} x_i = 1 \quad (2.51)$$

onde  $b_{ij}$  são os elementos da matriz de coeficientes

$$B = \begin{bmatrix} 1/n^2 & 0 & r_{*1} E \\ 0 & 1/n^2 & 0 \\ r_{*1} E & 0 & 1/n^2 \end{bmatrix} \quad (2.52)$$

Diagonalizando a matriz B através de  $|B - \lambda I| = 0$ , obtém-se a matriz diagonal

$$D = \begin{bmatrix} 1/n^2 + r_{*1} E & 0 & 0 \\ 0 & 1/n^2 - r_{*1} E & 0 \\ 0 & 0 & 1/n^2 \end{bmatrix} \quad (2.53)$$

e portanto uma nova indicatriz

$$(1/n^2 + r_{e,1} E) x'^2 + (1/n^2 - r_{e,1} E) y'^2 + z'^2/n^2 = 1 \quad (2.54)$$

como  $\Delta(1/n^2) = r_{ij} E_j$ , então  $\Delta n_i = -\frac{n^3}{2} \cdot r_{ij} E_j$

o que imediatamente nos fornece:

$$\begin{aligned} n_{x'} &= n + \Delta n = n - \frac{n^3}{2} r_{e,1} E \\ n_{y'} &= n - \Delta n = n + \frac{n^3}{2} r_{e,1} E \end{aligned} \quad (2.55)$$

$$n_{z'} = n$$

o que representa uma birrefringência induzida pelo campo elétrico aplicado. Observe que o sistema foi levado de  $xyz$  para  $x'y'z'$ , e a matriz  $P$ , tal que  $P^T A P = D$ , ou seja, que

$$(A - \lambda_j I) P_j = 0 ; j = 1, 2, 3 \quad (2.56)$$

é a matriz

$$P = \begin{bmatrix} 1/\sqrt{2} & -1/\sqrt{2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1/\sqrt{2} & 1/\sqrt{2} & 0 \end{bmatrix} \quad (2.57)$$

portanto a transformação  $x = Px'$  será

$$\begin{aligned}
 x &= x' / \sqrt{2} - y' / \sqrt{2} \\
 y &= z' \\
 z &= x' / \sqrt{2} + y' / \sqrt{2}
 \end{aligned}
 \tag{2.58}$$

isto significa que os eixos  $x'y'$  estão determinando o plano  $(1\bar{1}0)$  e o eixo  $z'$  é ortogonal a este plano (fig. 2.4).

A amplitude de modulação no plano  $x'y'$  será

$$\begin{aligned}
 \delta &= n + 1/2 \cdot n^3 r_{41} E - n + 1/2 \cdot n^3 r_{41} E \\
 &= n^3 r_{41} E
 \end{aligned}
 \tag{2.59}$$

Pelas equações (2.55) e (2.58) concluímos que a aplicação de um campo elétrico na direção  $x$  variando espacialmente nesta direção, devido por exemplo a  $E_{sc} = \frac{mKD}{\mu} \text{sen } Kx$ , irá provocar uma birrefringência induzida que terá como consequência, pela expressão (2.59), o surgimento de uma modulação espacial no índice de refração, gerando uma rede de difração de fase em volume. Podemos entender cada meio período da rede, onde o campo elétrico troca de sinal, como um retardador, cujos eixos lento e rápido vão trocando de posição (eq. 2.55), de  $x'$  para  $y'$  e vice-versa, ao longo da direção  $x$ , definindo desta forma uma rede de fase.

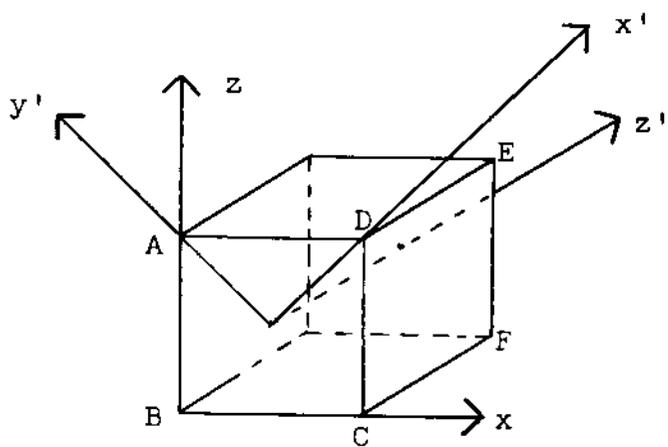


Figura 2.4 - Eixos induzidos pelo campo elétrico em um cristal do tipo BSO.

## 2.3 MISTURA DE DUAS ONDAS NOS FOTORREFRATIVOS

ANÁLISE DE ONDA ACOPLADA. Os fotorrefrativos que utilizamos, do tipo BSO e BTO, possuem interessantes propriedades anisotrópicas<sup>55</sup> que fornecem uma técnica poderosa para a realização de holografia em tempo real<sup>56</sup>, dentre outras aplicações. Estes fatos, mais a transferência de energia são descritos através da teoria de onda acoplada de Kogelnik<sup>12</sup> aplicada aos fotorrefrativos.

Assim sendo, se duas ondas luminosas coerentes

$$R = R_0 \exp(-i\vec{\rho} \cdot \vec{r}) \quad (2.60)$$

$$S = S_0 \exp(-i\vec{\sigma} \cdot \vec{r})$$

correspondendo respectivamente as irradiâncias  $I_1$  e  $I_2$ , na face de entrada de um cristal (fig. 2.5), interferem no meio provocando uma modulação senoidal no índice de refração, estes feixes se autodifratam e o campo elétrico na rede em volume será dado por

$$E = R(z) \exp(-i\vec{\rho} \cdot \vec{r}) + S(z) \exp(-i\vec{\sigma} \cdot \vec{r}) \quad (2.61)$$

onde é satisfeita a condição de Bragg  $\vec{\rho} = \vec{K} + \vec{\sigma}$ , sendo  $\vec{K}$  vetor da rede.  $R(z)$  e  $S(z)$  neste caso devem satisfazer as equações de onda acoplada<sup>12</sup>.

$$\frac{dR(z)}{dz} = -i \times S(z) \quad (2.62)$$

$$\frac{dS(z)}{dz} = -i \times R(z)$$

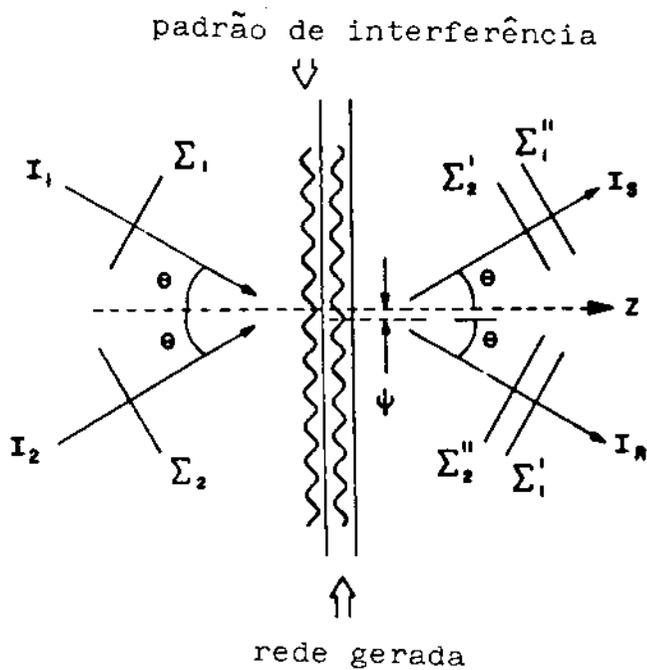


Figura 2.5 - Mistura de duas ondas no fotorefrativo.

com as condições iniciais

$$R(0)=R_0; S(0)=S_0 \exp(-i\psi) \quad (2.63)$$

e  $\psi$  é a diferença de fase entre o padrão de interferência e a rede gravada (fig. 2.5). Resolvendo (2.62) com as condições (2.63) temos a solução

$$\begin{aligned} R(z) &= R_0 \cos \chi z - i S_0 \exp(-i\psi) \sin \chi z \\ S(z) &= S_0 \exp(-i\psi) \cos \chi z - i R_0 \sin \chi z \end{aligned} \quad (2.64)$$

onde ambos feixes estão acoplados pelo parâmetro  $\chi$  e oscilam periodicamente no volume da rede gerada. As irradiâncias correspondentes são

$$I_R(z) = R_0^2 \cos^2 \chi z + S_0^2 \sin^2 \chi z - 2R_0 S_0 \sin \chi z \cos \chi z \sin \psi \quad (2.65)$$

$$I_S(z) = S_0^2 \cos^2 \chi z + R_0^2 \sin^2 \chi z + 2R_0 S_0 \sin \chi z \cos \chi z \sin \psi$$

cuja eficiência de difração em  $z = 1$  e  $S_0 = 0$  vale

$$\eta = \frac{S(1)^2}{R(0)^2} = \sin^2 \chi l \quad (2.66)$$

Porém, assumindo que a rede é induzida num meio cristalino, a modulação de índice e conseqüentemente da constante dielétrica, dependem da direção do campo elétrico de cargas espaciais em

relação aos eixos cristalográficos. Assim, de forma mais realista devemos tratar a constante dielétrica como um tensor e levar em conta a polarização dos feixes incidentes em relação a configuração transversa ( $K // [110]$  na figura 2.6). Esta anisotropia depende do campo de cargas espaciais no efeito eletroóptico, e a constante dielétrica será

$$\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_0 + \hat{\epsilon}_1 = \begin{bmatrix} \epsilon - \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_0 + \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{bmatrix} \quad (2.67)$$

onde

$$\epsilon_1 = 1/2 \cdot n^* \cdot r_{41} \cdot m E_{SC}$$

$n^*$  = índice de refração

$r_{41}$  = constante eletroóptica

$m$  = taxa de modulação

$E_{SC}$  = amplitude do campo de cargas espaciais,

onde  $\epsilon_1$  é a amplitude de modulação da constante dielétrica do meio, considerando-se que a constante de acoplamento é definida por<sup>12,13</sup>

$$\chi = \frac{\pi \epsilon_1}{\sqrt{\epsilon_0} \cdot \lambda \cdot \cos \theta} \quad (2.68)$$

$\epsilon_0$  = constante dielétrica efetiva

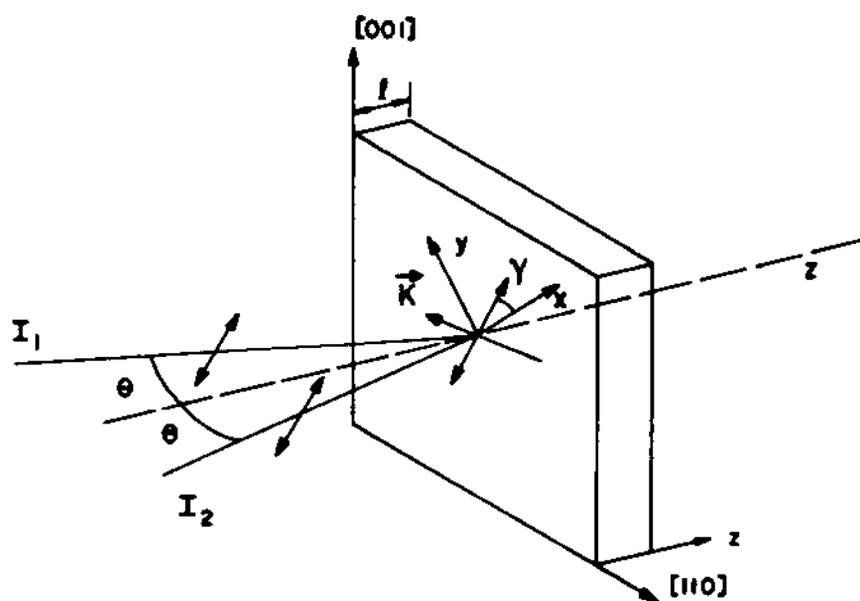


Figura 2.6 - Feixes de luz incidentes em relação a configuração transversa.

do meio

$\lambda$  = comprimento de onda da luz

no meio

$\theta$  = ângulo de incidência (fig. 2.5)

portanto, utilizando (2.67) com a definição (2.68),

$$\hat{\chi} = \begin{bmatrix} -\chi_0 & 0 & 0 \\ 0 & \chi_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (2.69)$$

onde

$$\chi_0 = \frac{m \pi n^3 r_4 E_{SC}}{2\lambda \cos \theta}$$

Agora, as equações de onda acoplada necessitam levar em conta as direções de polarização  $\vec{\xi}$  e  $\vec{\delta}$  (unitários transversais),

$$\begin{aligned} \frac{dR(z)}{dz} &= -i(\vec{\xi} \cdot \hat{\chi} \vec{\delta}) S(z) \\ \frac{dS(z)}{dz} &= -i(\vec{\delta} \cdot \hat{\chi} \vec{\xi}) R(z) \end{aligned} \quad (2.70)$$

onde

$$\vec{\xi} \cdot \hat{\chi} \vec{\delta} = [\cos \gamma, \sin \gamma, 0] \cdot \hat{\chi} \begin{bmatrix} \cos \beta \\ \sin \beta \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.71)$$

e para que o acoplamento seja máximo, de (2.71)

$$\vec{\xi} \cdot \hat{\chi} \vec{\delta} = \chi_0 \quad \text{com } \beta = -\gamma \quad (2.72)$$

Significando que um feixe incidente R linearmente polarizado na direção  $\vec{\xi}$ , incidindo com um ângulo de polarização  $\gamma$  (fig. 2.6), irá difratar na direção de S com um ângulo de polarização  $-\gamma$ , simetricamente em relação ao eixo induzido x. Levando em conta este fato, temos dois conjuntos de equações acoplados

$$\frac{dR_{\gamma}(z)}{dz} = i\chi_0 S_{\gamma}(z) ; \quad \frac{dS_{\gamma}(z)}{dz} = -i\chi_0 R_{\gamma}(z) \quad (2.73)$$

$$S_{\gamma}(0) = S_0 \exp(i\psi) ; \quad R_{\gamma}(0) = R_0 ; \quad S_{\gamma}(1) = 0 ; \quad R_{\gamma}(1) = 0$$

e

$$\frac{dR_{-\gamma}(z)}{dz} = -i\chi_0 S_{-\gamma}(z) ; \quad \frac{dS_{-\gamma}(z)}{dz} = -i\chi_0 R_{-\gamma}(z) \quad (2.74)$$

$$S_{-\gamma}(0) = 0 ; \quad R_{-\gamma}(0) = 0$$

cada um com suas respectivas condições de contorno. A solução de (2.73) e (2.74) é

$$R_{\gamma}(z) = R_0 \cos \chi_0 z ; \quad S_{\gamma}(z) = S_0 \cos \chi_0 z$$

$$R_{-\gamma}(z) = -iS_0 \exp(i\psi) \sin \chi_0 z ; \quad S_{-\gamma}(z) = -iR_0 \sin \chi_0 z \quad (2.75)$$

Neste ponto estamos aptos a introduzir a influência da atividade óptica na difração anisotrópica. O BSO e BTO possuem fortes coeficientes de atividade óptica específica<sup>55</sup> ( $7,85 \text{ cm}^{-1}$  e

$2 \text{ cm}^{-1}$ ) e precisamos levar este fato em conta. Supondo que o cristal de espessura  $l$  seja dividido em fatias infinitesimais  $dz$ , para um feixe incidente  $R_Y(z) = R_0 \cos \chi_0 z$ , temos uma difração

$$\begin{aligned} dS_{-\gamma}(z) &= -iR_0 \chi_0 \cos \chi_0 z \, dz \\ &= -i\chi_0 R_Y(z) \, dz \end{aligned} \quad (2.76)$$

Se a atividade óptica esta presente pelo coeficiente  $\rho$ , então o ângulo em cada posição  $z$  será <sup>55</sup>

$$\gamma(z) = \gamma_0 + \rho z \quad ; \quad \gamma(0) = \gamma_0 \quad (2.77)$$

substituindo (2.77) e (2.76), decompondo nas duas direções  $x$  e  $y$  na fig. 2.5, temos

$$dS_{-\gamma_x}(z) = -iR_0 \chi_0 \cos \chi_0 z \cos [-\gamma + \rho(1-z)] \, dz \quad (2.78)$$

$$dS_{-\gamma_y}(z) = -iR_0 \chi_0 \cos \chi_0 z \sin [-\gamma + \rho(1-z)] \, dz$$

que integrados de  $z = 0$  até  $z = l$ , resultam

$$S_{-\gamma_x} = -i \frac{R_0 \chi_0}{2\rho} (\cos \chi_0 l \sin(\gamma_0 - \rho l) + \sin(\rho l - \gamma_0)) \quad (2.79)$$

$$S_{-\gamma_y} = -i \frac{R_0 \chi_0}{2\rho} (\cos \chi_0 l \cos(\gamma_0 + \rho l) - \cos(\rho l - \gamma_0))$$

como

$$S_{-\gamma}^2(1) = S_{-\gamma_x}^2 + S_{-\gamma_y}^2 = \frac{R_0^2 \chi_0^2}{\rho^2} \sin^2 \rho l,$$

desde que  $l$  é pequeno nos fotorrefrativos, a eficiência de difração será

$$\eta = \frac{S_{-\gamma}^2(1)}{R_0^2} = \chi_0^2 \frac{\text{sen}^2 \rho l}{\rho^2} \quad (2.80)$$

e utilizando o valor de  $\chi_0$  de (2.69), para o caso em que não há campo externo aplicado, (2.80) será

$$\eta = \left( \frac{\pi n^3 r_{41} E_{sc}}{2\lambda \cos \theta} \right)^2 \cdot m^2 \cdot \left( \frac{\text{sen} \rho l}{\rho} \right)^2 \quad (2.81)$$

onde observamos que um dos efeitos da atividade óptica é diminuir a eficiência de difração da rede fotoinduzida.

Calculando a irradiância total em ambas direções, na face de saída do cristal, temos

$$I_R(1) = (R_{-\gamma_x}(1) + R_{\gamma_x}(1))^2 + (R_{-\gamma_y}(1) + R_{\gamma_y}(1))^2 \quad (2.82)$$

$$I_S(1) = (S_{-\gamma_x}(1) + S_{\gamma_x}(1))^2 + (S_{\gamma_y}(1) + S_{-\gamma_y}(1))^2$$

o que resulta,

$$I_R(1) = I_1 + I_2 \eta - 2 \sqrt{I_1 I_2} \cdot \eta^{1/2} \cos 2\alpha \cdot \text{sen} \psi \quad (2.83)$$

$$I_S(1) = I_2 + I_1 \eta + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cdot \eta^{1/2} \cos 2\alpha \cdot \text{sen} \psi$$

onde  $\psi = \pi/2$  para difusão apenas <sup>13</sup>,  $I_1 = R_0^2$ ,  $I_2 = S_0^2$ ,

$$\eta^{1/2} = \chi_0 \frac{\text{sen} \rho l}{\rho}; \quad \chi_0 = \frac{\pi n^3 r_{41} E_{sc}}{2\lambda \cos \theta} \quad \text{e} \quad \alpha = \gamma_0 + \frac{\rho l}{2}$$

Nas equações (2.83), o fator  $\cos 2\alpha$  depende dos estados de polarização dos feixes incidentes e da atividade óptica do meio e se  $2\alpha = \pi/2$ , não haverá termo de interferência, ou seja, os feixes transmitido e difratado na saída do cristal possuem polarizações cruzadas, e podem ser facilmente separados por um simples polarizador, o que constitui uma técnica de reconstrução holográfica interessante, utilizada pela primeira vez por Kamshilin e Petrov<sup>55</sup>. Para o caso em que  $2\alpha = 0$  ou  $\pi$ , o termo de interferência é máximo, o que significa que os feixes possuem polarizações paralelas e que tem como consequência uma transferência de energia entre  $I_R$  e  $I_S$ . A transferência de energia nos fotorrefrativos foi inicialmente descrita por Stabler e Amodei<sup>13</sup>, possui fortes implicações experimentais e será descrita a seguir.

TRANSFERÊNCIA DE ENERGIA. Na equação (2.83) observamos que há transferência de energia do feixe  $I_R(1)$  para o feixe  $I_S(1)$ , desde que todas as grandezas no termo de interferência sejam ocasionalmente positivas. Portanto, o sentido da transferência depende não apenas da polarização inicial dos feixes, mas do sinal de  $\sin \psi$ . Este último fator para a difusão vale  $\pm 1$ , sendo que os sinais dependem da natureza dos portadores majoritários. Se conhecemos todos os sinais, exceto de  $\psi = \pm \pi/2$  pela direção da transferência, podemos determinar o sinal destes portadores. Assim, para determinar este sinal, inicialmente é preciso verificar a relação de fase entre a densidade de cargas e a modulação de índice, que diretamente depende do sinal de  $r_4$ , que pode ser determinado facilmente por um experimento auxiliar<sup>69</sup>. Devemos também levar em conta que para máxima transferência temos duas possibilidades para  $\cos 2\alpha$ , que são  $\pm 1$ . Usando a convenção de Nye<sup>68</sup>, que coloca o observador recebendo os feixes atrás do cristal ao longo da direção  $z'$ ,

o valor  $\cos 2\alpha = +1$  corresponde a polarização paralela ao eixo  $x'$  na fig. 2.4 (pag. 59) e  $\cos 2\alpha = -1$  polarização paralela a  $y'$  também na fig. 2.4.

Para facilitar, fazemos  $I_1 = I_2 = I_0$ , e assim

$$I_R(1) = I_0 (1+\eta) - 2I_0 \eta^{1/2} \cos 2\alpha \sin \psi \quad (2.84)$$

$$I_S(1) = I_0 (1+\eta) + 2I_0 \eta^{1/2} \cos 2\alpha \sin \psi$$

Na fig. 2.2 (pag. 33) temos as relações de fase entre densidade de carga e a modulação de fase com  $r_{e1} > 0$  para o caso de portadores elétrons, com  $\psi = +\pi/2$ , o que corresponderia à transferência  $I_R + I_S$  em (2.84). Assim, se  $r_{e1} < 0$  portanto, utilizando a configuração em que  $\cos 2\alpha = +1$ , se a transferência é de  $I_R + I_S$  (figura 2.5, pag. 61), então  $\psi = -\pi/2$  e os portadores são elétrons. Ou utilizando a outra configuração  $\cos 2\alpha = -1$ , a transferência será de  $I_S + I_R$ , então continua  $\psi = -\pi/2$  e concluímos que os portadores são elétrons. Determinamos  $r_{e1} < 0$ , e pelo sentido da transferência  $\psi = -\pi/2$ , donde concluímos que nas amostras utilizadas, os portadores são elétrons.

Estes fatos são os mesmos indicados por Stepanov<sup>90</sup>, utilizando a mesma configuração cristalográfica e convenção de sinais utilizados aqui. Desta forma, o método descrito acima, indicou que nas amostras utilizadas neste trabalho, os portadores são portanto, elétrons.

## 2.4 CARACTERÍSTICAS TEMPORAIS DOS HOLOGRAMAS ELEMENTARES (SENOIDAIS)

CICLO DE ESCRITA E APAGAMENTO. Distinguimos como ciclo de escrita e apagamento a evolução temporal completa do registro holográfico de uma rede senoidal. Experimentalmente, este ciclo corresponde ao registro da luz difratada na escrita da rede, passando por uma etapa independente do tempo, onde a rede atinge o máximo de sua eficiência de difração e em seguida, se eliminarmos um dos feixes de escrita, o feixe remanescente encarrega-se de provocar o decaimento da rede. Um ciclo de escrita e apagamento, dependendo da escala de tempo envolvida, já que a constante de tempo da rede (ver expressão 2.39) depende da irradiância total incidente sobre o material, pode ser verificado em um registrador gráfico (fig 2.7), quando este registro for lento, isto é, para irradiâncias incidentes da ordem de  $10 \text{ mW/cm}^2$ , a dependência temporal será da ordem de segundos (fig. 2.7). Basicamente, este ciclo contém todas as informações interessantes para o estudo dos parâmetros que intervêm no comportamento dos fotorrefrativos, no processamento óptico em tempo real. Assim, por exemplo, o decaimento da rede que corresponde a última fase do ciclo, foi utilizado por nós para calcular a constante de tempo em varias frequências espaciais para determinar as propriedades de transporte nos fotorrefrativos.

Nestes ciclos, a luz difratada  $I_D$  selecionada por difração anisotrópica é, na verdade,

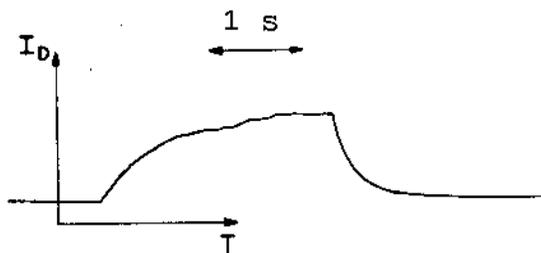


Figura 2.7 - Ciclo de escrita e apagamento.

$$I_D = \eta I_1 \quad (2.85)$$

e  $\eta$  é dada pela expressão (2.81), ou seja,

$$\eta = \left( \frac{\pi n^3 r_{u1} E_{SC}}{2 \Lambda \cos \theta} \right)^2 \cdot m^2 \cdot \left( \frac{\sin \rho l}{\rho} \right)^2 \quad (2.86)$$

A amplitude do campo elétrico de cargas espaciais, transfere a dependência para a eficiência de difração. Assim, o decaimento exponencial da amplitude do campo de cargas espaciais é calculado através de  $\eta^{1/2}$ , que decai com a mesma constante, em ciclos do tipo ilustrado na fig. 2.7.

DEPENDÊNCIA TEMPORAL NO REGISTRO HOLOGRÁFICO. Assumindo que o tempo de vida dos fotoelétrons seja bem menor que o tempo de formação da rede ( $\tau \ll \tau_{SC}$ ) numa aproximação quase-estática,  $\partial n / \partial t \approx 0$ , como foi feito no decaimento de redes, pela equação (2.10) determinamos a distribuição destes fotoelétrons,

$$n(x) = \tau g_0 (1 + m \cos Kx) \quad (2.87)$$

para a formação de um registro senoidal, substituindo a expressão (2.87) em (2.9) em difusão apenas, determina-se a densidade de corrente elétrica gerada. Substituindo-se este valor na equação (2.11), determina-se a equação diferencial

$$\frac{\partial E_{sc}(x,t)}{\partial t} + \frac{q}{\epsilon} \tau g_0 (1+m \cos Kx) E_{sc}(x,t) = \frac{qDKm}{\epsilon} \tau g_0 \sin Kx \quad (2.88)$$

que para  $t = 0$ ;  $E(x,0) = 0$ , tem como solução

$$E(x,t) = E_D \frac{m \sin Kx}{1+m \cos Kx} [1 - \exp(-((1+m \cos Kx)St))] \quad (2.89)$$

onde

$$S = \frac{q \phi I}{\epsilon \cdot h\nu \cdot d \left( \frac{K_B T}{q} \right)} \cdot \frac{L_D^2}{1 + K^2 L_D^2} \quad ; I = \text{irradiância total incidente}$$

os parâmetros físicos em  $S$  são os mesmos já definidos anteriormente, e para  $m \ll 1$ , baixas taxas de modulação

$$E(x,t) = mE_D [1 - \exp(-St)] \sin Kx \quad (2.90)$$

Na equação (2.89), o campo elétrico cresce exponencialmente com o tempo, porém dependendo da posição em cada período da rede. Já na aproximação de baixos valores de modulação, o crescimento é regido pela expressão (2.90). A constante de tempo  $S$  envolve todas as propriedades de transporte interessantes, como o comprimento de difusão, a eficiência quântica, etc.

SENSIBILIDADE. Observando a expressão (2.90), para a escrita da rede, na aproximação de baixas taxas de modulação, vemos que esta possui a parte temporal separada da dependência espacial.

Assim, se tomamos

$$E_{sc}(t) = \frac{mKD}{\mu} (1 - \exp(-St)) \quad (2.91)$$

então, a derivada

$$\frac{\partial E_{sc}(t)}{\partial t} = \frac{mKD}{\mu} \cdot \exp(-St) \cdot S \quad (2.92)$$

que para  $t=0$ , define a sensibilidade

$$\Sigma = \left. \frac{\partial E_{sc}(t)}{\partial t} \right|_{t=0} = \frac{mKD}{\mu} \cdot S \quad (2.93)$$

e se  $D/\mu = 25,5 \text{ mV} = K_B T/q$ , então

$$\Sigma = 25,5 \cdot mK \cdot S \quad (2.94)$$

Portanto, tendo em conta a expressão (2.94) é razoável pensar que, para um dado comprimento de transporte em difusão dos portadores, deve haver um valor de parâmetro de rede, tal que a sensibilidade seja ótima. Assim, se pensarmos na dependência de  $\Sigma$  com  $K(2\pi/\Lambda = K$ , onde  $\Lambda$  é o espaçamento da rede), temos:

$$\Sigma = 25,5 \cdot mK \cdot S = \frac{m \cdot q \cdot \phi \cdot I}{\epsilon \cdot h \cdot v \cdot d} \cdot \frac{KL_D^2}{1 + K^2 L_D^2} \quad (2.95)$$

que para ser máxima na dependência em K,

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial K} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{KL_D^2 \cdot 2KL_D^2 - L_D^2 [1+K^2 L_D^2]}{(1+K^2 L_D^2)^2} \quad (2.96)$$

e daí calculamos

$$KL_D = 1 \quad (2.97)$$

A relação (2.97), deduzida pela primeira vez por Moharam<sup>47</sup> e colaboradores indica, na verdade, uma forma alternativa de avaliarmos o comprimento de transporte em difusão. A função  $\Sigma$ , normalizada pelos diferentes valores de irradiância incidente, possui um máximo correspondente a  $KL_D = 1$ . Construindo a função com dados experimentais, temos um método alternativo à expressão (3.2) para verificar o valor de  $L_D$ . Além disto, o conhecimento de  $L_D$ , permite utilizar o cristal em condições de máxima rapidez no processo de registro, bastando para isto utilizar  $K = 2\pi / \Lambda$  ( $\Lambda$  = espaçamento da rede), avaliado pela expressão (2.97). Esta questão é muito interessante, principalmente em aplicações em tempo real, onde haja necessidade de máxima rapidez no registro holográfico no fotorrefrativo. Caso seja interessante, pode-se também utilizar esta condição no sentido oposto, ou seja, a fim de se afastar o cristal da condição  $KL_D = 1$ , diminuindo a rapidez no registro óptico.

CAPÍTULO III  
PROPIEDADES DE TRANSPORTE

Este capítulo contém um estudo experimental de propriedades de transporte. Existem diferentes métodos (tab. 3.1), porém, nossa contribuição consiste em ter desenvolvido um, que é interessante, pois permite de maneira bastante simples, a partir da constante de tempo de decaimento exponencial, no apagamento de redes senoidais, determinar separadamente, o comprimento de transporte em difusão ( $L_D$ ) e a eficiência quântica ( $\phi$ ) no caso em que o material está longe das condições de saturação dos traps; e  $N_A$  (densidade dos traps) quando este se encontra dentro das condições de saturação dos traps. Estes experimentos foram feitos com a projeção de padrões senoidais nos fotorrefrativos, com altas taxas de modulação ( $m=1$ ), cujos resultados estão de acordo com as previsões teóricas, onde assumiu-se que  $m \ll 1$ . Assim, elaboramos uma explicação para este fato, baseado nas condições de Bragg e no princípio de superposição.

PROPRIEDADES DE TRANSPORTE. O efeito fotorrefrativo depende, basicamente, da distribuição espacial de cargas, que por sua vez é um fenômeno dominado pelas propriedades de transporte dos fotoportadores. Assim, propriedades intrínsecas importantes como a difusão, mobilidade e tempo de vida dos portadores, dependem dos comprimentos de transporte. Todos estes parâmetros estão relacionados, de maneira geral, à concentração dos traps no material.

Outra questão importante está relacionada com a sensibilidade, que é máxima para  $KL_D = 1$  (equação (2.97)), em uma curva do tipo sensibilidade  $\times K$  ( $K = 2\pi / \Lambda$ ,  $\Lambda =$  espaçamento da rede senoidal), e como comentamos no capítulo anterior, se constitui numa forma alternativa de avaliar o próprio comprimento de transporte  $L_D$ , além de ser extremamente importante na avaliação do desempenho do cristal, como material de registro holográfico.

Utilizando a expressão (2.31), vemos também que a máxima eficiência de difração, variando com  $K$ , ocorre quando  $KL_S = 1$ , onde  $l_S$  é o comprimento de Debye, portanto dependente do número total de traps  $N_A$ . Assim, pelo que foi dito acima, concluímos que as propriedades de transporte incidem de forma decisiva no processamento óptico em tempo real.

MÉTODO. Avaliamos o comprimento de transporte em difusão  $L_D$ , a eficiência quântica  $\phi$ , para geração de fotoelétrons e a densidade de traps  $N_A$  numa amostra de BSO, utilizando a evolução temporal da eficiência de difração durante o apagamento de redes senoidais, para diferentes espaçamentos da rede. A luz difratada é selecionada através do uso das propriedades da difração anisotrópi-

ca<sup>55</sup>, o que permite uma montagem experimental extremamente simples de ser operada

A essência do método aqui proposto, consiste em observarmos que a expressão

$$S = \frac{q \phi \cdot I \cdot L_D^2}{K_B T \cdot \epsilon h \nu \cdot d \left( \frac{B}{q} \right)} \cdot \frac{(1 + K^2 l_S^2)}{(1 + K^2 L_D^2)} \quad (2.39)$$

pode ser escrita da seguinte forma:

$$I/S = \frac{\epsilon h \nu d}{q \cdot \phi \cdot L_D^2} \cdot \left( \frac{K_B T}{q} \right) \cdot \frac{1 + K^2 L_D^2}{1 + K^2 l_S^2} \quad (3.1)$$

onde podemos distinguir dois casos:

1. Se  $K^2 l_S^2 \ll 1$ , chegamos a relação

$$I/S = \frac{\epsilon h \nu d}{q \phi} \cdot \left( \frac{K_B T}{q} \right) \cdot \left( \frac{1}{L_D^2} + K^2 \right) \quad (3.2)$$

2. Para grandes valores de K, onde  $K^2 L_D^2, K^2 l_S^2 \gg 1$ ,

$$I/S = \frac{\epsilon h \nu d}{q \phi} \cdot \left( \frac{K_B T}{q} \right) \cdot \frac{1}{l_S^2} \quad ,$$

com a definição de  $l_s^2$ , temos

$$I/S = \frac{h \nu d}{\phi} \cdot N_A \quad (3.3)$$

Construindo-se uma curva  $I/S \times K$ , onde  $I$  é a irradiância incidente,  $S$  a constante de decaimento da rede e  $K$  o vetor da rede, a partir de uma regressão linear de dados experimentais e comparando com a equação (3.1) para  $K^2 l_s^2 \ll 1$ , calcula-se  $L_D^2$  e  $\phi$ . Para o caso de saturação,  $K^2 l_s^2 \gg 1$ , que ocorre para grandes valores de  $K$ , que podem ser obtidos incidindo-se feixes em contra-propagação (na fig. 3.1), e utilizando-se da equação (3.3), determina-se a densidade de traps,  $N_A$ .

EXPERIMENTO. A montagem experimental utilizada (fig. 3.2) é capaz de produzir dois feixes colimados, filtrados, de área  $5 \text{ mm}^2$ , que são projetados sobre a amostra de BSO ( $10 \times 5,8 \times 1,71 \text{ mm}^3$ ), de um laser de  $\text{Ar}^+$  ( $\lambda = 0,514 \text{ }\mu\text{m}$ ) com irradiâncias aproximadamente iguais, portanto com  $m \approx 1$ . Os ciclos de escrita e apagamento (figura 2.7) são realizados a partir do controle do feixe  $I_2$  por um obturador ("shutter"), operado manualmente.

O cristal BSO foi utilizado na configuração eletroóptica transversa (fig. 2.3), que corresponde a franjas de interferência projetadas sobre o plano  $(\bar{1}10)$  e o vetor  $\vec{K}$  da rede paralelo ao eixo  $[110]$ . A amostra é colocada entre dois polarizadores  $P$  e  $A$  pa-

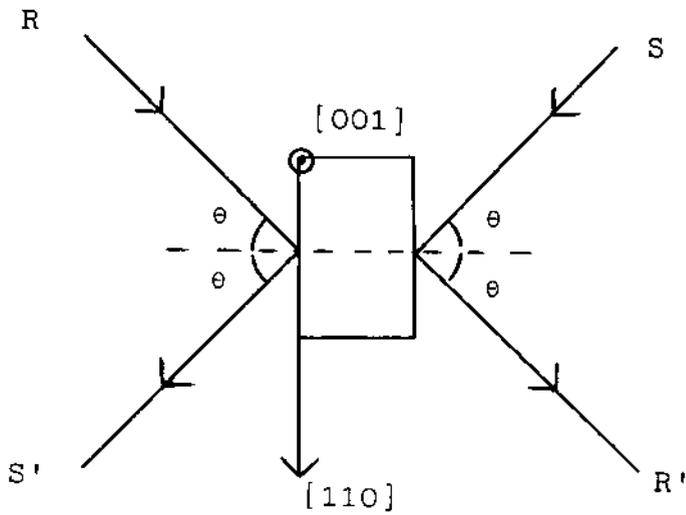


Figura 3.1 - Feixes incidentes em contra-propagação no cristal. (R e S).

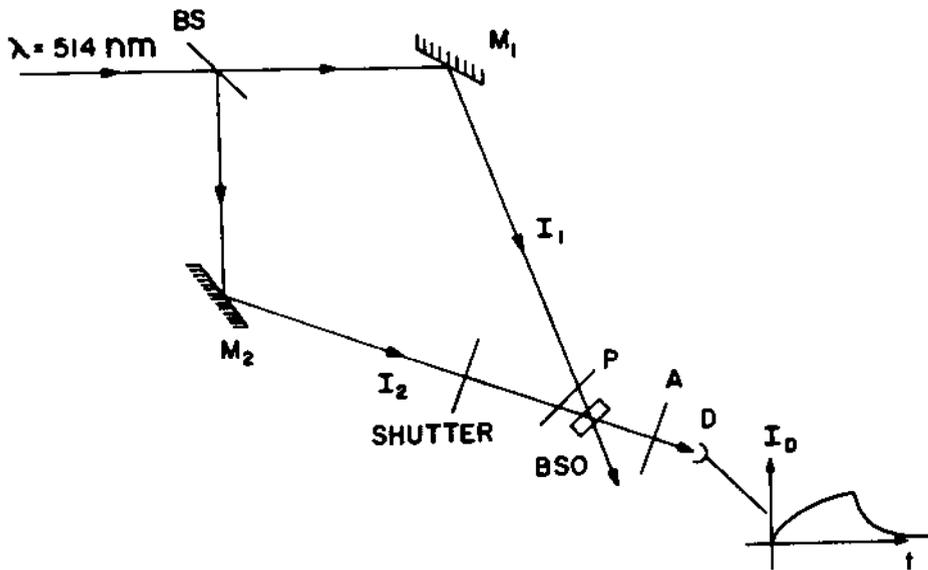


Figura 3.2 - Montagem experimental para determinação das propriedades de transporte.

ra controle da polarização dos feixes incidentes, pois de acordo com a teoria de difração anisotrópica<sup>55</sup>, quando ambos feixes estão polarizados paralelos ao eixo [001] (fig. 2.6) no centro da amostra, o feixe difratado está polarizado linearmente em 90° em relação ao feixe transmitido nesta direção, podendo ser facilmente selecionado por um simples polarizador (A, fig. 3.2), incidindo no detector D, um diodo PIN (PIN-10, UDT) linear para as faixas de irradiâncias que utilizamos (1-100 mw/cm<sup>2</sup>). Este sinal é registrado num registrador gráfico (Hewlett Packard 7.100BM), resultando num tempo de resposta para o conjunto de detecção menor que 20 ms, sendo 6 a 45 vezes mais rápido do que os tempos de decaimento das redes envolvidas no experimento.

Assim, o decaimento das redes, avaliado pela difração do feixe  $I_1$ , na direção do feixe transmitido  $I_2$ , permite avaliar  $n^{1/2} \times t$  (fig. 3.3) para cada frequência espacial utilizada. Esta curva, mostra excelente concordância com o decaimento exponencial das redes, previsto no capítulo anterior. Os últimos pontos da curva são eliminados, pois além de não seguirem o comportamento exponencial, correspondem a valores menores que 0,05% do feixe transmitido, sendo praticamente uma luz de fundo na montagem, não tendo a ver com a difração.

Através dos pontos de  $n^{1/2} \times t$ , obtém-se a constante de decaimento exponencial S, para valores correspondentes de I e K. Assim, os valores de I/S são determinados e colocados sob forma de I/S x K<sup>2</sup> na fig. 3.4. Uma regressão linear destes dados permite calcular, através da equação (3.1), os valores de  $L_D$  e  $\phi$ , para  $K^2 l_S^2 \ll 1$ , condição que acreditamos, corresponde a  $K^2 < 500 \times 10^{12} \text{ m}^{-2}$ .

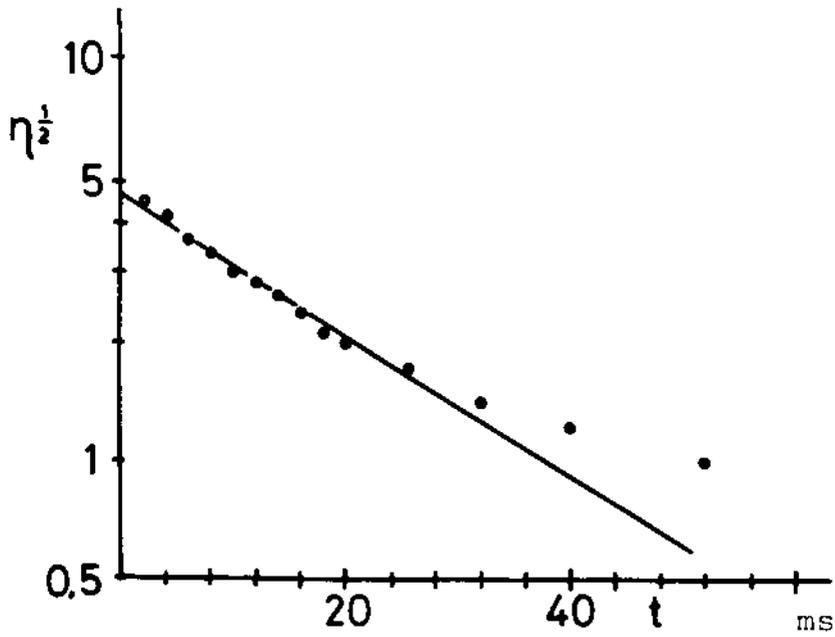


Figura 3.3 - Raiz quadrada da eficiência de difração (unidades arbitrárias) versus tempo.

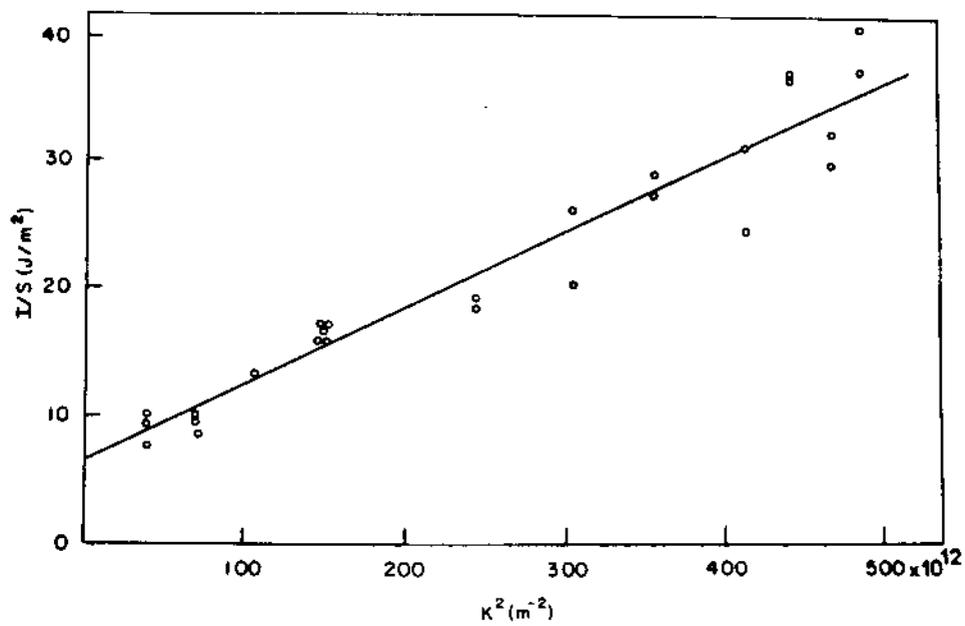


Figura 3.4 - Curva  $I/S$  versus  $K^2$ .

Desta forma, para este caso, calculamos  $\phi = 0,89$  e  $L_D = 0,1 \mu\text{m}$ . Com o resultado de  $L_D$  experimental, o "comprimento específico de arrastamento"

$$\frac{L_E}{E} = \mu\tau = \frac{L_D^2}{\frac{K_B T}{q}} = 0,04 \mu\text{m} \cdot (\text{KV/cm})^{-1} \quad (3.4)$$

foi também calculado.

Com a configuração indicada na fig. 3.1, é possível alcançar grandes valores de vetores de onda, o suficiente para atingir a condição de I/S assintótico na equação (3.2). Este caso introduz algumas dificuldades experimentais para a determinação  $n^{1/2} \times t$ , como por exemplo, baixas eficiências de difração, devido a difícil implementação das condições de difração anisotrópica nesta configuração, resultando em baixas irradiâncias difratadas e daí, dificuldades de detecção. Contornando tais dificuldades, obtivemos para  $K^2 = 4090 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ ,  $I/S = 48 \text{ J/m}$ . Assim, pela expressão (3.2) e a relação entre  $N_A$  e  $l_S$ , calculamos

$$l_S = 0,036 \mu\text{m} \quad (3.5)$$

$$N_A = 6,3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$$

completando o conjunto de propriedades de transporte avaliado por nós. Estes valores são comparados a outros valores na literatura, utilizando-se diferentes métodos (tab. 3.1).

COMENTÁRIOS. Pela tabela 3.1, o valor  $N_A = 6,3 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$  está de

Método	$L_D$ ( $\mu\text{m}$ )	$\tau_\mu$ ( $\mu\text{m}/\text{KV}/\text{cm}$ )	$\phi$	$\alpha$ ( $\text{cm}^{-1}$ )	$N_A$ ( $10^{16} \text{cm}^{-3}$ )
Fotocorrentes <sup>7,2</sup> transientes	1,47	8,5	--	4,5	--
Fotocorrentes <sup>7,3</sup>	0,60	1,4	--	2,1	--
Eficiência de <sup>7,4</sup> difração*	0,3	0,35	--	9	1,6
Transiente óptico <sup>7,5</sup> associado a mudan- ça de polariza- ção	3,6	52	0,85	2,5	--
Eficiência de <sup>7,6</sup> difração Apagamento	3,9	62	0,86	1,4	1,4
Eficiência de <sup>7,7</sup> difração Apagamento	3,4	45	--	1,67	0,8
Eficiência de <sup>7,8</sup> difração Apagamento	0,1	0,04	0,89	3,0	6,3

\*para  $\text{Bi}_{1,2}\text{TiO}_{2,0}$

Tabela 3.1 - Resultados experimentais de diferentes fontes para  $\text{Bi}_{1,2}\text{SiO}_{2,0}$  em

$\lambda = 0,514 \mu\text{m}$ .

acordo com a ordem de grandeza dos valores da literatura para o BSO, porém o valor de  $L_D = 0,1 \mu\text{m}$  é bem menor do que os valores apresentados nesta tabela. Mas, este valor de  $L_D$  foi confirmado usando um método aproximado, que consiste em encontrar a condição  $KL_D = 1$ , numa curva de sensibilidade  $\varepsilon = \frac{\partial E_{sc}}{\partial t} \Big|_{t=0} \times K$ , representada na fig. 3.5, e que indica um valor máximo para  $L_D = 0,1 \mu\text{m}$ . Desta forma, este baixo valor de  $L_D$  comparado a literatura, imediatamente levanta a suspeita de que buracos e não elétrons poderiam ser os portadores majoritários na amostra de BSO utilizada. Um experimento auxiliar muito simples<sup>99</sup> determinou que na amostra utilizada, o coeficiente eletroóptico  $r_{11} < 0$ . Assim, nas equações (2.84), sabendo-se qual o sentido da transferência de energia, determina-se o sinal da defasagem entre o padrão de luz e a rede induzida no fotorrefrativo, em difusão. Neste caso, concluímos que a fase é  $-\pi/2$  e os portadores majoritários são elétrons, de pleno acordo com a análise de Stepanov<sup>90</sup>, que utiliza uma amostra de BSO na mesma configuração eletroóptica transversa em difusão, o que descarta a possibilidade de utilizarmos a ocorrência de buracos para justificar o baixo valor do comprimento de difusão  $L_D$  que determinamos.

Nas equações utilizadas para avaliar as propriedades de transporte, foi incluída a hipótese de que todas as distribuições (densidades de traps, densidades de fotoportadores, campo elétrico espacial, etc.) podiam ser escritas somente com o primeiro termo do desenvolvimento em série destas grandezas, ou seja, numa aproximação de baixas taxas de modulação  $m \ll 1$ , a partir dos feixes de luz projetados sobre o cristal. Mas, na verdade, utiliza-

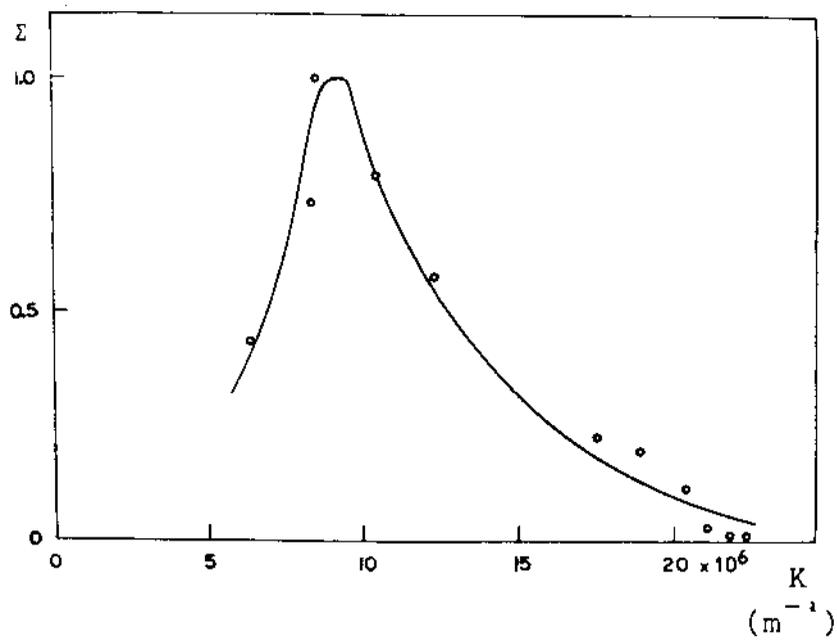


Figura 3.5 - Sensibilidade (unidades arbitrárias) versus  $K$ .

mos altas taxas de modulação ( $m \approx 1$ ). Acreditamos que, devido às rígidas condições de Bragg, determinadas automaticamente nestes materiais em volume, somente o primeiro termo de Fourier é significativo para o fenômeno de difração, mesmo para  $m \approx 1$ , neste caso prevalecendo um princípio de superposição linear, o que explica o excelente acordo entre dados experimentais tomados para  $m \approx 1$ , por um lado, e as equações com  $m \ll 1$  por outro.

Finalmente, poderíamos indagar que, ainda sobre o baixo valor de  $L_D$  avaliado, se o cristal utilizado tivesse sofrido algum tipo de tratamento físico logo após o seu crescimento. Este fato, poderia, de alguma forma, se traduzir nas suas propriedades de transporte.

CAPÍTULO IV  
APLICAÇÕES

Neste capítulo descreveremos duas aplicações específicas, ambas referem-se ao processamento óptico em tempo real, utilizando fotorrefrativos do tipo BSO ( $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ). Estas aplicações, como veremos adiante, são basicamente técnicas holográficas. Inicialmente, apresentaremos os resultados ligados a holografia em tempo real, e holografia de objetos vibrantes, conhecida como holografia em média temporal. E, em seguida, resultados ligados ao registro holográfico auto-estabilizado, que envolve os fundamentos da estabilização holográfica.

A holografia em tempo real, aplicada a testes não-destrutivos, vem despertando um crescente interesse industrial. Tanto que já existem disponíveis comercialmente, equipamentos que utilizam os dispositivos fototermoplásticos para esse objetivo. Tendo em vista este interesse, estudamos a holografia em tempo real e holografia em média temporal<sup>5 6</sup> (holografia de objetos vibrantes), utilizando uma montagem bastante simples e principalmente fazendo um estudo do desempenho dos fotorrefrativos comparados aos fototermoplásticos. Neste estudo comparativo, apontamos as principais qualidades e limitações dos fotorrefrativos.

Comprovamos que, numa mistura de duas ondas auto-estabilizadas em tempo real<sup>6 1</sup>, utilizando como meio holográfico um fotorrefrativo, permite não apenas a auto-estabilização da própria montagem holográfica, como também a medida simultânea do termo de interferência que contém, basicamente, informações relevantes sobre o mecanismo de registro no fotorrefrativo. O método original, consiste em modular a fase através de um dos braços do interferômetro, o qual gera o padrão de luz que irá induzir a rede de índi-

ces, no volume do fotorrefrativo, com significativas vantagens sobre a técnica de modulação de amplitude, como descreveremos em detalhes a seguir.

#### 4.1 HOLOGRAFIA EM TEMPO REAL E HOLOGRAFIA EM MÉDIA TEMPORAL

A realização de holografia com os fotorrefrativos é algo que fascina, principalmente aquele pesquisador que já tenha feito holografia, utilizando materiais holográficos convencionais. Isto porque, por não necessitarem de processamento químico, os fotorrefrativos não possuem o inconveniente do reposicionamento, além da óbvia vantagem da reversibilidade (o mesmo material ser reutilizado após o apagamento de um registro anterior) sem apresentar sinais de resíduos de informações já gravadas (fadiga). E, principalmente porque o registro da informação é obtido praticamente no momento da exposição do material. A velocidade do registro depende da irradiância total incidente sobre o cristal, e é este fato que determina a escala temporal da utilização. Na maioria das aplicações interferométricas, tempos da ordem de milissegundos até alguns segundos são fáceis de serem obtidos com a utilização de Laser  $Ar^+$  para  $\lambda = 0,514 \mu m$ , o que é bem mais rápido que a escala de tempo da ordem de dezenas de minutos, necessários para o processamento químico das emulsões tradicionais. Em compensação, os fotorrefrativos apresentam-se em amostras de pequenas dimensões ( $10 \times 8 \times 1,5 \text{ mm}^3$ ), frente aos vários cm das emulsões fotográficas, o que requer algum "malabarismo" para holografar objetos de maiores dimensões. A seguir, passaremos a descrever os deta-

lhes da confecção de hologramas propriamente ditos e da interferometria em média temporal no BTO.

Utilizamos a configuração eletroóptica transversa (ver fig. 2.3) para realizarmos holografia em tempo real nos fotorefrativos, aproveitando das propriedades de difração anisotrópica, também já descritas anteriormente, e que fornecem uma poderosa técnica de reconstrução, ou seja, separa o feixe de luz difratado do feixe de luz transmitido, através da polarização destes feixes, que convenientemente estarão com  $90^\circ$  entre si, se no centro do cristal ambos tiverem polarizações paralelas ao eixo [001] do cristal (fig. 2.3), conforme discutido na seção 2.3.

Como utilizamos o BTO sem aplicação de campo elétrico externo, apenas em difusão, as eficiências de difração ficam em torno de 1%. Neste caso, é conveniente maximizar esta eficiência de difração através de uma espessura ótima do cristal<sup>55</sup>

$$l_0 = 1/\rho \operatorname{arctg} \left( \frac{2\rho}{\alpha} \right) \quad (4.1)$$

onde  $\rho$  = atividade óptica específica

$\alpha$  = coeficiente de absorção

e de uma razão ótima entre os feixes de referência e objeto a partir do separador de feixes,<sup>55</sup>

$$\gamma_0 = \frac{(\beta^2 + 8\beta) \eta^{1/2} - 3\beta}{2(1-\beta)} \quad (4.2)$$

onde  $\beta$  é a fração de luz incidente, proveniente do objeto que irá ser holografado.

**HOLOGRAFIA EM MÉDIA TEMPORAL.** Em hologramas de objetos vibrantes, como um alto-falante (fig. 4.3), registra-se a média temporal da frente de onda refletida pelo objeto que vibra. Ao vibrar, o objeto possui regiões quase-estáticas (nodos), que aparecerão brilhantes na reconstrução, pois correspondem a hologramas eficientes, ao passo que as regiões em movimento aparecerão mais ou menos escuras, dependendo da amplitude de vibração. Nas condições experimentais acima, um ciclo de escrita e apagamento (como na fig. 2.7, do cap. 2) tem a duração completa de um período ( $T = 15$  ms). Para que ocorra a "média temporal", este período necessita ser bastante maior que o período do objeto vibrante, isso limita as frequências de vibração a  $\nu > 600$  Hz (supondo que, no mínimo, a duração do ciclo seja  $T = 10T_0$ , onde  $T_0$  é o período de vibração do objeto). Caso seja necessário visualizar modos de vibração com frequências menores, pode-se diminuir a irradiância total nos feixes (ver equação (2.123), cap. 2), diminuindo a velocidade de escrita e apagamento, ou seja, períodos maiores, o que permite a "média temporal" de períodos de vibração maiores do objeto. No caso de um objeto vibrando senoidalmente numa frequência  $\nu$ , as franjas escuras no holograma em média temporal reconstruído (como o alto-falante na fig. 4.3), correspondem as amplitudes de vibração  $\delta$  do objeto, que anulam a função de Bessel de ordem zero<sup>94</sup>

$$J_0^2\left(\frac{4\pi\delta}{\lambda}\right) = 0 \quad (4.3)$$

ou seja, para cada frequência de vibração do objeto, é possível a visualização dinâmica dos modos de vibração, incluindo uma estimativa do valor da amplitude de vibração, se houver um modelo prévio da estrutura vibrante.

**MONTAGEM EXPERIMENTAL.** Na fig. 4.1, encontra-se o esquema da montagem básica proposta<sup>5,6</sup>, que permite fazer hologramas com fotorrefrativos, quer para reconstrução de imagens simplesmente, quer para interferometria. Para divisão do feixe de luz em feixe de referência e feixe objeto, utilizou-se uma lâmina de vidro (BS) com uma camada anti-refletora na segunda superfície. Estes feixes de luz são provenientes de um Laser Ar<sup>+</sup> operando em  $\lambda = 0,514 \mu\text{m}$  com uma potência efetiva de 660 mW. O objeto é iluminado por um feixe expandido (sem filtragem espacial) através de uma objetiva comum de microscópio de 10X, ao passo que o feixe refletido por BS, feixe de referência, não sofre expansão. Uma objetiva de 50 mm, de máquina fotográfica (OB<sub>1</sub>) projeta a imagem de vários cm<sup>3</sup> do objeto sobre a face do cristal de alguns mm<sup>3</sup>. O ângulo entre o feixe objeto e o feixe referência é  $2\theta = 60^\circ$ , e o caminho óptico de ambos deve ser o mesmo para melhorar a estabilidade da montagem holográfica<sup>9,1</sup>. Uma segunda objetiva de máquina fotográfica, MACRO de 20 mm (OB<sub>2</sub>), projeta a imagem da face do cristal ampliada, sobre uma tela ou sobre o corpo de uma máquina fotográfica. Em se-

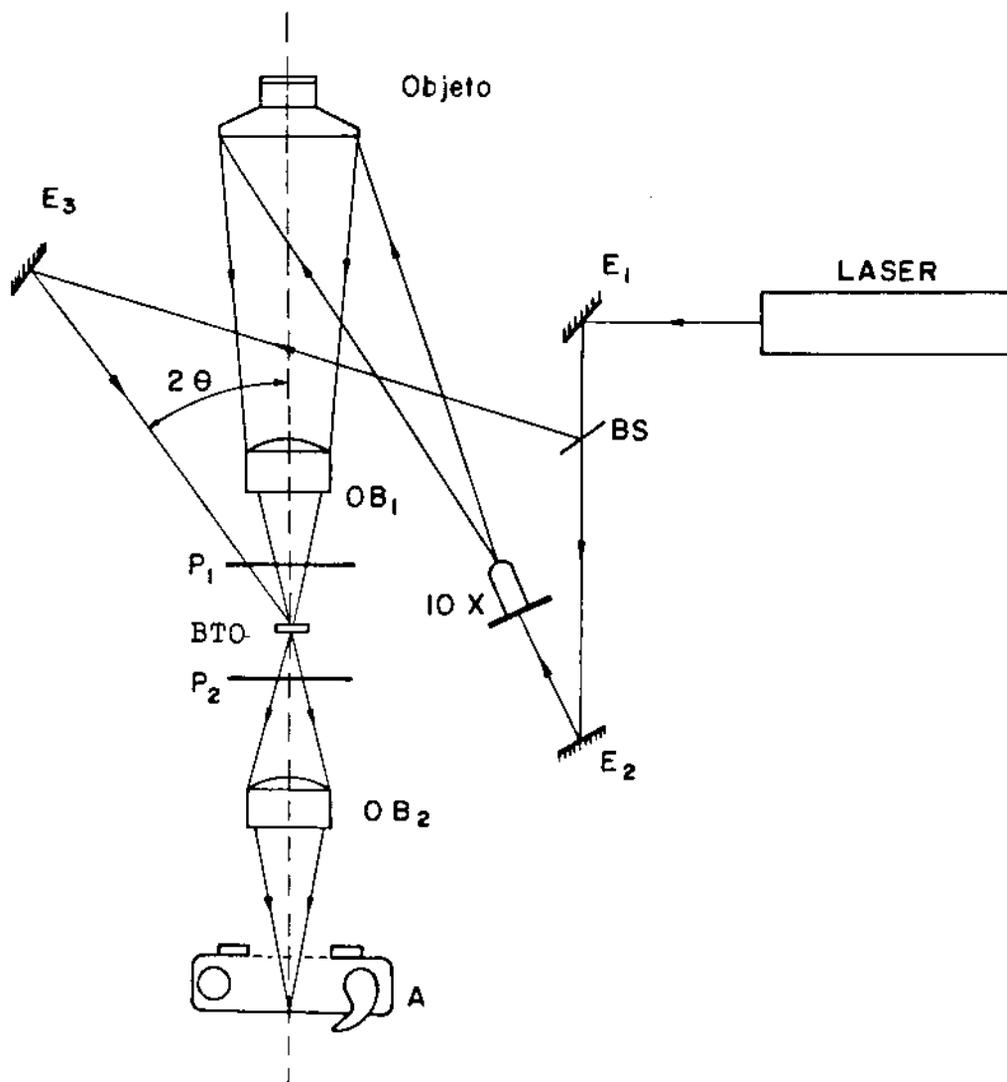


Figura 4.1 - Montagem experimental para holografia em tempo real com cristais fotorrefrativos.

guida, após o ajuste dos planos objeto-imagem com as objetivas fotográficas, são colocados o polarizador ( $P_1$ ) e o analisador ( $P_2$ ), que são simples lâminas polaróides, levando-se em conta a atividade óptica do BTO ( $\rho = 2 \text{ cm}^{-1}$ ), de tal forma que a luz incidente na amostra tenha polarização vertical (paralela ao eixo [001]) no centro do cristal. As polarizações dos feixes transmitido e difratado na face de saída do cristal são ortogonais, e separados facilmente pelo analisador ( $P_2$ ). As objetivas de fotografia foram utilizadas por possuírem grande abertura e pequena distância focal e, conseqüentemente pouca profundidade e foco, o que facilita a seleção dos planos objeto, diminuindo a quantidade de luz parasita que introduziria ruídos na imagem reconstruída. A distância do objeto até o cristal foi de 60 cm.

Foi utilizada uma amostra de BTO ( $\text{Bi}_{1,2}\text{TiO}_{2,0}$ ) nas dimensões  $10 \times 8 \times 1,50 \text{ mm}^3$ , coeficiente de absorção  $\alpha = 9 \text{ cm}^{-1}$  para  $\lambda = 0,514 \text{ }\mu\text{m}$ . Foram dois tipos de hologramas realizados. Inicialmente objetos estáticos, tais como os logotipos da UNICAMP e da UFF (fig. 4.2) e os hologramas interferométricos de um alto-falante pintado de branco ( $\beta = 10^{-3}$  na expressão (4.2)) para várias frequências de vibração (fig. 4.3), o que é conhecido como holografia em média temporal<sup>55,92,93</sup>.

COMENTÁRIOS. Existem diversos materiais que permitem o registro em tempo real<sup>95</sup>, reversíveis. Por exemplo, hoje, encontra-se disponível comercialmente câmeras holográficas completas<sup>96</sup>, que utilizam dispositivos fototermoplásticos como meio holográfico. Estes materiais são reversíveis, e permitem realizar hologramas



Figura 4.2 - Holograma em tempo real dos logotipos da UNICAMP e UFF, respectivamente.

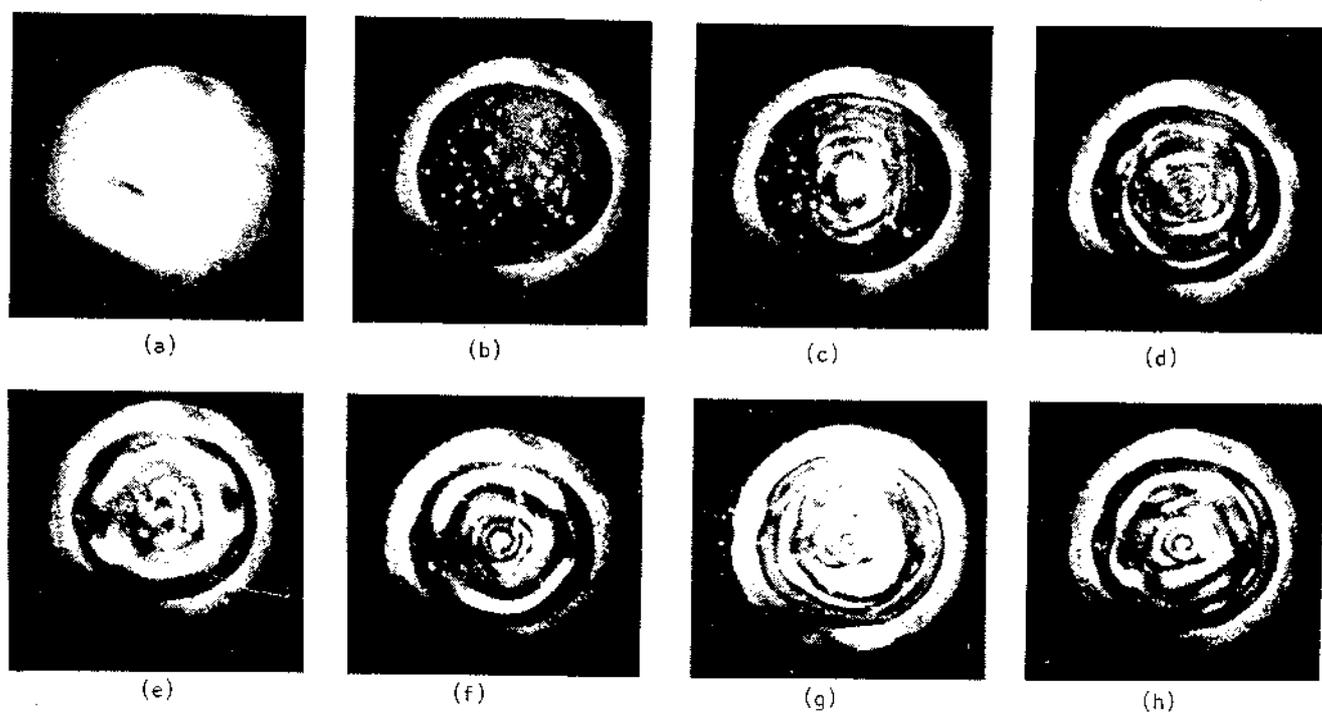


Figura 4.3 - Visualização dos modos de vibração de um alto-falante plano (holografia em média temporal) utilizando  $\text{Bi}_{1,2}\text{TiO}_{2,0}$  para: a) repouso; b) 1KHz ; c) 2KHz; d) 3KHz; e) 4KHz; f) 5KHz; g) 6KHz ; h) 7KHz.

"in situ" <sup>98,99</sup>, mas apresentam fadiga temporária após alguns ciclos de registro e apagamento, e fadiga definitiva após algumas centenas de ciclos<sup>97</sup>. Na tab. 4.1, algumas características do BSO e BTO são comparadas aos fototermoplásticos para holografia e suas aplicações a testes não-destrutivos. Os fotorrefrativos possuem algumas limitações importantes, como sua menor sensibilidade, faixa espectral bastante estreita, baixas eficiências de difração (da ordem de 1%), e pequeno tamanho útil do cristal. Possuem também baixa sensibilidade para o comprimento de onda  $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$  do Laser de He-Ne, ao contrário dos termoplásticos, o que limita suas aplicações tecnológicas, devido aos custos que se elevariam razoavelmente pela aquisição e instalação de um Laser de  $\text{Ar}^+$ , de alta potência. Por outro lado, numa estimativa grosseira, a baixa sensibilidade para o Laser de He-Ne em  $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$  está relacionado com o coeficiente de absorção dez vezes menor, se comparado ao BTO em  $\lambda = 0,524 \mu\text{m}$ . Estes valores dão aproximadamente, pela expressão (4.1), uma espessura ótima para a máxima eficiência em torno de  $l_0 = 10 \text{ mm}$  para  $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$ , frente a  $l_0 = 2,0 \text{ mm}$  em  $\lambda = 0,514 \mu\text{m}$ , o que no mínimo encareceria bastante o valor das amostras, um fator limitante a mais, no aspecto comercial, além de alguns problemas eventuais, de ordem física, que possam surgir do uso de uma espessura tão maior do que a que utilizamos em  $\lambda = 0,514 \mu\text{m}$ . Os cristais, por outro lado, apresentam maior resposta as altas frequências espaciais <sup>101</sup>, o que significa melhor resolução. Porém, a característica mais importante destes fotorrefrativos repousa no fato de não apresentarem fadiga ao registro holográfico, que pode ser repetido inúmeras vezes, e de

Característica	BSO/BTO	Fototermoplástico
Tempo do ciclo Registro/apagamento	10-50 ms	2 min <sup>96</sup>
Fadiga do material	não	4-5 ciclos (passageira) 300 ciclos (permanente)
Natureza da difração	Anisotrópica	Isotrópica
Eficiência de difração	1% para: I = 500-3000 $\mu\text{J}/\text{cm}$ $\lambda = 0,514 \mu\text{m}$	7% para: I = 100 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ <sup>100</sup> $\lambda = 0,633 \mu\text{m}$
Modulação	Índice de refração $\Delta n = 0,25\%$ (*)	Relevo
Dimensões típicas	10x10x1 mm <sup>3</sup>	40x40x2 mm <sup>3</sup>
SNR		15 dB  ( $n = 2\%$ , I = 40 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ ) <sup>100</sup>

(\*) Estimado a partir de dados experimentais

Tabela 4.1 - Cristais fotorrefrativos e fototermoplásticos:  
principais dados comparativos.

possuírem um ciclo de escrita e apagamento, cujas constantes de tempo podem ser controlados de forma bastante razoável, pela irradiação total incidente sobre o cristal, o que permite acompanhar de forma contínua a evolução temporal de processos em várias escalas. No processo ilustrado na fig. 4.3, foi possível observar em poucos minutos, os modos de vibração do alto-falante continuamente, desde  $\nu = 0$  até 15 KHz, para então escolhermos quais os padrões mais interessantes e fotografá-los. A maior parte dos inconvenientes para uso dos fotorrefrativos, além dos mencionados, são relativos ao tipo de aplicação, pois as pequenas dimensões do cristal não impede, como demonstramos, a realização de hologramas de objetos bem maiores, da ordem de dezenas de  $\text{cm}^2$  na face holografada (o alto-falante plano na fig. 4.3) e os logotipos na fig. 4.2). E, a baixa eficiência de difração não é um fator limitante, se utilizamos uma técnica de reconstrução apropriada, aproveitando as propriedades de difração anisotrópica.

## 4.2 REGISTRO HOLOGRÁFICO AUTO-ESTABILIZADO EM TEMPO REAL

A medida direta do termo de interferência em tempo real, em mistura de duas ondas num fotorrefrativo é muito importante, pois permite não apenas a auto-estabilização de uma montagem holográfica<sup>80</sup>, mas também fornece informações sobre a diferença de fase entre o padrão de luz e a rede gerada, eficiência de difração, atividade óptica e propriedades de difração anisotrópica nestes materiais<sup>79</sup>. A essência do método consiste em introduzir artificialmente uma diferença de fase controlável, que se manifesta no termo de interferência na mistura de duas ondas no meio holográfico.

O método aqui desenvolvido oferece a possibilidade de, simultaneamente, eliminar as mudanças de fase aleatórias, devido a perturbações externas<sup>81</sup> e avaliar parâmetros característicos, que intervêm na transferência de energia na mistura de duas ondas em fotorrefrativos. A seguir, descreveremos o método que permite o registro holográfico auto-estabilizado em tempo real e uma aplicação direta que confirma sua viabilidade experimental.

**MÉTODO.** Num fotorrefrativo do tipo BSO, em configuração transversa (fig. 2.6), apresentando baixas eficiências de difração ( $\eta \ll 1$ ) e atividade óptica, a mistura de duas ondas (fig. 2.5) para dois feixes incidentes  $I_1$  e  $I_2$  é descrita pelas equações (2.113), na face de saída do cristal,

$$I_R = I_1 + I_2 n^{-2} \sqrt{I_1 I_2} \cdot n^{1/2} \cos 2\alpha \cdot \text{sen } \Psi \quad (2.113)$$

$$I_S = I_2 + I_1 n + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cdot n^{1/2} \cos 2\alpha \cdot \text{sen } \Psi$$

onde vemos que o fenômeno de transferência de energia é basicamente um fenômeno de interferência entre os feixes transmitido e difratado em cada uma das direções de  $I_1$  e  $I_2$ . Utilizando o fotorrefrativo sem aplicação de campo elétrico externo, a diferença de fase entre padrão e rede gerada será

$$\Psi = \phi + \pi/2 \quad (4.4)$$

onde  $\phi$  = fase aleatória, devido a perturbações externas

$\pi/2$  = fase intrínseca do fotorrefrativo em difusão apenas

se detectamos um dos feixes, na direção  $I_1$ , substituindo a fase  $\Psi$  por  $\Psi + \Psi_d \text{ sen } \Omega t$ , onde  $\Psi_d \text{ sen } \Omega t$  é uma modulação artificialmente introduzida por um espelho (PZT, na fig. 4.4), que está acoplado a uma base piezoelétrica controlada ( $\Psi_d$  e  $\Omega$  são bem conhecidos), onde  $\Omega$  é uma alta frequência e  $\Psi_d \ll 1$ . Assim

$$I_R = I_1 + I_2 n^{-2} \sqrt{I_1 I_2} \cdot n^{1/2} \cos 2\alpha \cdot \text{sen}(\Psi + \Psi_d \text{ sen } \Omega t) \quad (4.5)$$

onde  $\Psi = \phi + \pi/2$

e expandindo  $\text{sen}(\psi + \psi_d \text{sen } \Omega t)$ , obtemos

$$I_R = I_0 + \epsilon + I_\Omega \text{sen } \Omega t + I_{2\Omega} \cos 2\Omega t \quad (4.6)$$

onde:

$$\begin{aligned} I_0 &= I_1 + I_2 \eta - 2I \eta^{1/2} \cos 2\alpha \cdot \cos \phi \\ \epsilon &= 2I \eta^{1/2} (\psi_d/2)^2 \cos 2\alpha \cdot \cos \phi \\ I_\Omega &= -2I \eta^{1/2} \psi_d \cos 2\alpha \cdot \text{sen } \phi \\ I_{2\Omega} &= 2I \eta^{1/2} (\psi_d/2)^2 \cos 2\alpha \cdot \cos \phi \\ I &= \sqrt{I_1 I_2} \end{aligned} \quad (4.7)$$

Nas equações (4.7) identificamos um primeiro harmônico, tal que

$$I_\Omega \propto \frac{\partial I_0}{\partial \phi} \quad (4.8)$$

o qual representa a derivada de  $I_0$  em relação a fase, um termo independente e um termo em  $2\Omega$ .

$$I_{2\Omega} \propto \frac{\partial^2 I_0}{\partial \phi^2} \quad (4.9)$$

que representa a segunda derivada do termo independente  $I_0$ .

O termo na frequência  $\Omega$ ,  $I_\Omega$ , é detectado sincronicamente, usando um lock-in sintonizado em  $\Omega$  e depois de amplificado é utilizado para o controle do espelho PZT (fig. 4.4) na montagem holográfica. A ação sobre o piezoelétrico sendo proporcional a  $I_\Omega$ , faz com que a estabilização opere sobre detecção nula (ou seja,

detecção de um mínimo), tal que o equilíbrio ocorre para  $I_{\Omega} = 0$ , o que significa  $\phi = 0$  ou  $\pi$ , depende de qual destas fases fornece uma condição de equilíbrio estável, sendo que esta condição depende do sinal de  $\partial I_0^2 / \partial \phi^2$ . Como o meio holográfico é um fotorrefrativo, portanto um meio holográfico dinâmico, a estabilização só é possível se a posição de equilíbrio para  $\phi$  corresponde a um valor não perturbado, neste caso  $\phi = 0$ .

Usando o termo em  $\Omega$  para a estabilização, a medida simultânea do termo  $2\Omega$  necessita um segundo amplificador lock-in colocado no mesmo detector (fig. 4.4) e sintonizado em  $2\Omega$ . Para a posição estabilizada em  $\phi = 0$ , a amplitude de  $I_{2\Omega}$  é

$$I_{2\Omega}(\phi=0) = 2(\psi_d/2)^2 \cdot I \cdot \eta^{1/2} \cos 2\alpha \quad (4.10)$$

que contém todas informações de termo direto da mistura de ondas  $I_R$  (equação (4.4)).

**RESULTADOS.** Um esquema da montagem experimental utilizada encontra-se na fig. 4.4. Utilizou-se um cristal de BTO ( $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ) nas dimensões já descritas anteriormente (mesma amostra utilizada em "Holografia em média temporal"). A amplitude da fase artificial foi  $\psi_d = 0,06$  rad e  $\Omega/2\pi = 1750$  Hz, com  $\cos(2\alpha) = 1$ , definido pela polarização incidente dos feixes  $I_1$  e  $I_2$ . O tempo de integração do lock-in  $\Omega$  foi de  $\tau_{\Omega} = 300$  ms para estabilização e para o lock-in  $2\tau_{2\Omega} = 100$  ms.

A figura 4.5 mostra a evolução do termo  $2\Omega$ , onde o registro nas condições de estabilização em  $\phi = 0$ , vale

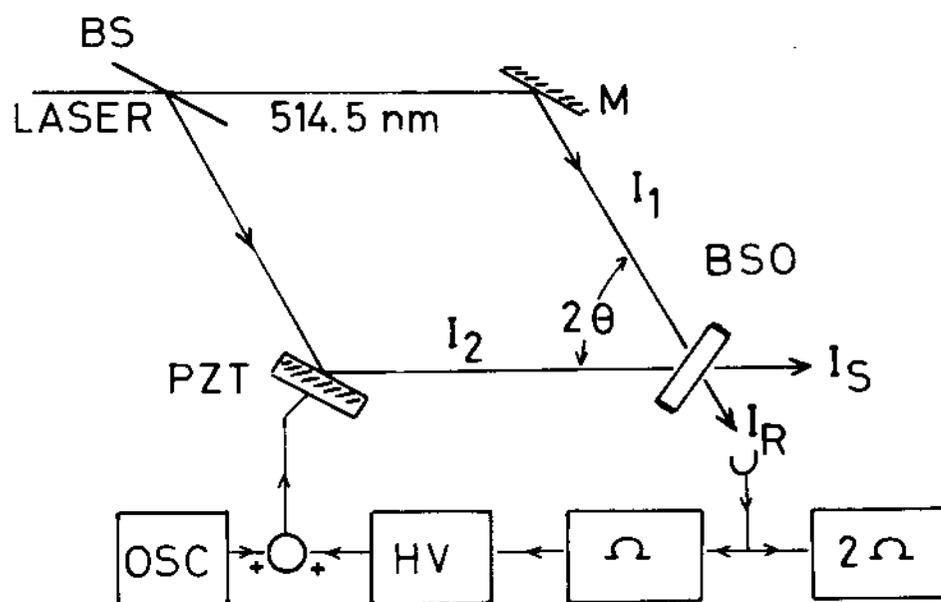


Figura 4.4 - Montagem experimental que permite a auto-estabilização de uma mistura de duas ondas em tempo real num fotorrefrativo.

$$I_{2\Omega}(\phi=0) \propto \eta^{1/2} \quad (4.11)$$

que no fotorefrativo corresponde a  $\eta^{1/2} \propto (1 - e^{-st})$  (eq. 2.27). Já na fig. 4.6, em condições de não-estabilização, a evolução do termo  $2\Omega$ , para  $\phi \neq 0$  vale

$$I_{2\Omega}(\phi) \propto \eta^{1/2} \cos \phi \quad (4.12)$$

representa um registro irregular, dominado pelas mudanças aleatórias da fase, provenientes de perturbações mecânicas sobre a montagem holográfica, as mesmas presentes no registro da fig. 4.5 que resulta em  $\eta' \ll \eta$ , já que o registro é dinâmico. O tempo de resposta dos registros foram  $\tau = 1/S = 9,2$  s.

COMENTÁRIOS. Do ponto de vista da estabilização holográfica, o uso do fotorefrativo como meio onde se produz a mistura de ondas, elimina o inconveniente de ter que produzir uma nova rede de controle para produzir a mistura de ondas, quando se usa um material de registro permanente, se a geometria ou a montagem ou ambas sofrem mudanças significativas<sup>80</sup>. Além disso, o método pode ser extremamente útil para processamento de sinais que requeiram condições ótimas de estabilidade mecânica. Na fig. 4.5, por exemplo, durante o registro que é lento, da ordem de dezenas de segundos, haviam fortes turbulências devido ao sistema de ar condicionado, e que mantivemos para o registro na fig. 4.6, ilustrando que para processos lentos a estabilização é determinante.

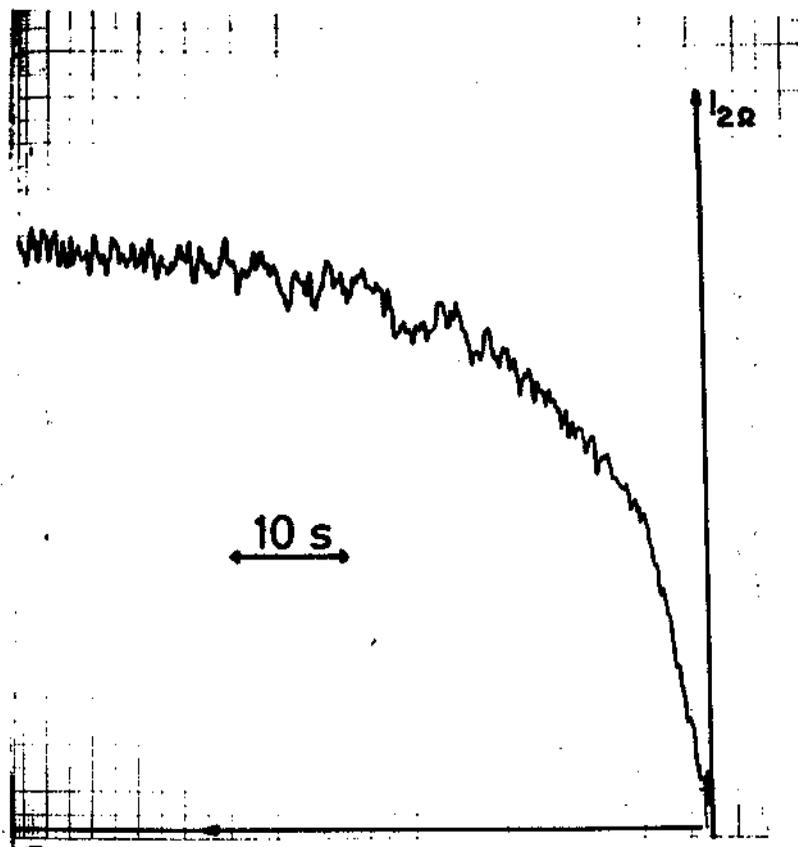


Figura 4.5 - Evolução temporal do registro holográfico auto-estabilizado pela montagem esquematizada na fig. 4.4.

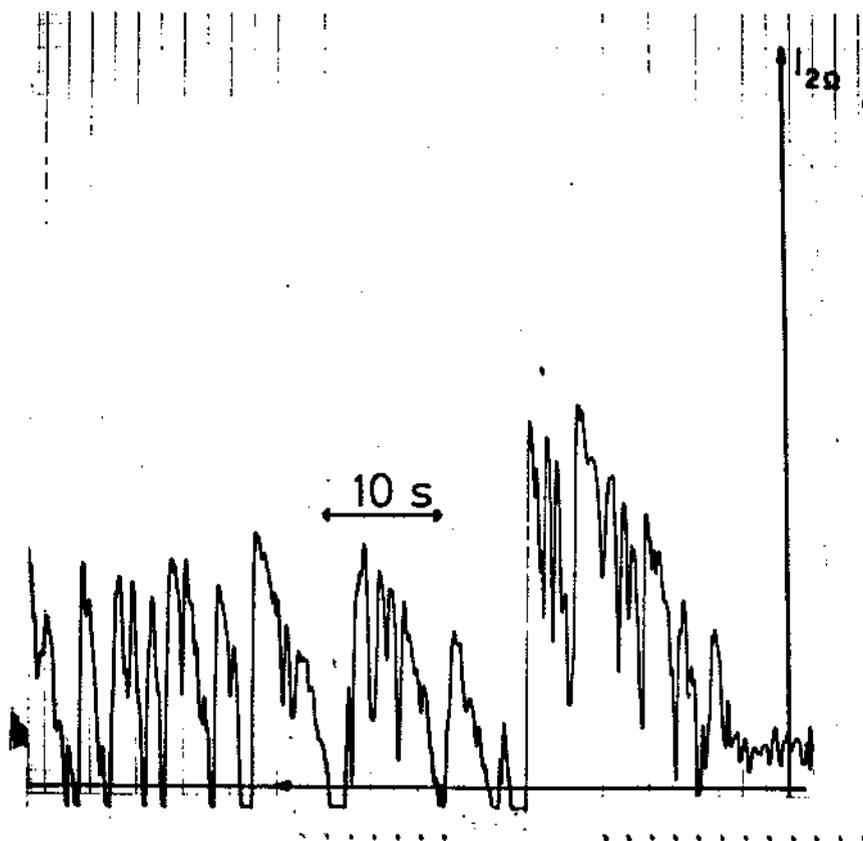


Figura 4.6 - Registro holográfico não-estabilizado apresentando irregularidades, devido a perturbações mecânicas externas sobre a montagem holográfica da fig. 4.4.

Mas, a grande importância do método reside na possibilidade de medir em tempo real o termo de interferência da mistura de duas ondas. E a detecção deste termo por modulação de fase possui vantagens sobre medidas recentes feitas com modulação de amplitude  $10^2, 10^3$ . A primeira vantagem é que apenas o termo de interferência é modulado em fase, e pode ser medido diretamente da irradiância de saída selecionado pelo amplificador lock-in, o que não ocorre com a modulação de amplitude. E na segunda vantagem reside a essência deste método, ou seja, o termo de interferência tem uma relação não-linear entre fase e irradiância, que decomposto em frequências ( $\Omega$  e  $2\Omega$ ), permite simultaneamente medir parâmetros físicos contidos no termo de interferência e estabilizar o sistema.

Ainda que o holograma estabilizado possa estar se deslocando suavemente sobre o cristal, devido por exemplo, aos lentos "drifts" térmicos sobre a montagem, este se mantém estável em termos da evolução da eficiência de difração, como mostra a fig.4.5.

Além do que já foi mencionado, destaca-se que o método é muito interessante para experimentos, como o caso presente, em que a eficiência de difração  $n \ll 1$ , pois neste caso  $n^{1/2}$  será algumas ordens de grandeza maior, e pode ser mais facilmente avaliada (ver eq. (4.11)) do que  $n$ .

CONCLUSÕES  
E

PERSPECTIVAS

No presente trabalho de tese, cujo tema é "Registro óptico em tempo real, utilizando cristais fotorrefrativos", foram abordados os seguintes aspectos:

- Estudo das propriedades de transporte (cap. 3);
- Holografia dinâmica para testes não-destrutivos (cap. 4) e
- Mistura de duas ondas auto-estabilizada em tempo real (cap.4)

Na abordagem experimental dos pontos citados acima, residem as contribuições resultantes deste trabalho. Assim sendo, no primeiro item mencionado, desenvolvemos uma alternativa simples<sup>7 8</sup> para determinar diretamente, a partir do apagamento de redes senoidais opticamente induzidas, em cristais fotorrefrativos do tipo BSO, os principais parâmetros físicos envolvidos nas propriedades de transporte nestes materiais: o comprimento de transporte em difusão ( $L_D$ ), a eficiência quântica para o comprimento de onda usual ( $\phi$ ) e a densidade de traps ( $N_A$ ). Em segundo lugar, avaliamos o desempenho destes materiais em holografia dinâmica<sup>5 6</sup>, tendo em vista o interesse industrial em testes não-destrutivos, apontando suas principais qualidades e limitações, comparadas aos dispositivivos fototermoplásticos já comercializados para estes objetivos. E, finalmente comprovamos que, numa mistura de duas ondas auto-estabilizadas em tempo real<sup>9</sup>, utilizando como meio holográfico um fotorefrativo, permite a auto-estabilização da própria montagem holográfica, como também a medida simultânea do termo de interferência, que contém informações relevantes sobre o mecanismo de registro no material fotorrefrativo.

Desde que foi observado pela primeira vez em 1966, e tratado na época como "dano óptico", o efeito fotorrefrativo foi observa

vado numa grande variedade de cristais, desde os ferroelétricos ( $\text{LiNbO}_3$ ,  $\text{KNbO}_3$  e  $\text{BaTiO}_3$ ), em cristais cúbicos ( $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$  e  $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ) e em semicondutores ( $\text{GaAs}$ ,  $\text{InP}$  e  $\text{CdTe}$ ). A maioria destes materiais encontram-se disponíveis comercialmente.

Mas, o desenvolvimento que atingiu esta área, provocou uma intensa diversidade de aplicações, com um aumento significativo de centros de pesquisa e de pesquisadores envolvidos, o que podemos atestar facilmente pelo pequeno intervalo de tempo entre publicações de revisão<sup>30,85</sup> ou específicas<sup>103</sup> da área. Diante deste quadro, é difícil criar prognósticos realísticos dos possíveis rumos que irão se interpor a área dos fotorrefrativos nos próximos anos. É, seguramente, uma importante área de pesquisa em Física da atualidade. Porém podemos fazer alguns comentários.

Basicamente, a pesquisa de materiais fotorrefrativos esta centrada em três aspectos: (1) na busca de novos materiais e no melhoramento da qualidade de materiais já conhecidos, (2) em explorar novos efeitos que envolvam cristais fotorrefrativos e determinar sua relação com outros processos ópticos não-lineares e eletroópticos, e (3) no desenvolvimento de novos dispositivos, técnicas e aplicações que envolvam o efeito fotorrefrativo de maneira geral.

O método aqui desenvolvido, relacionado às propriedades de transporte em cristais fotorrefrativos tipo BSO é simples, preciso e interessante, pelo número de dados relevantes que fornece ( $L_D$ ,  $\phi$ ,  $N_A$ ) e pelo impacto destas grandezas no processamento óptico. Esta técnica pode ser estendida a novos materiais, onde já se tenha comprovado a possibilidade de formação de redes holográficas, permitindo desta forma, caracterizá-los opticamente, o que

seguramente irá influir na avaliação do potencial do material fotorrefrativo analisado. E, como esta técnica não é a única existente (ver tab. 3.1), pode ser confrontada a outras, tornando-se uma alternativa interessante no estudo das propriedades de transporte envolvidas.

Existe o interesse tecnológico, ainda não explorado efetivamente, por testes não-destrutivos, envolvendo holografia dinâmica com fotorrefrativos. A única tentativa neste sentido, foi feita com equipamentos que utilizavam o fototermoplástico<sup>96</sup> como meio holográfico e ao que pudemos observar, não teve uma boa receptividade. Acreditamos que, do ponto de vista de testes não-destrutivos na indústria, a técnica de holografia dinâmica pode ser aplicada, por exemplo, a resistência de materiais (observação de desgastes e esforços mecânicos em tempo real, etc.), usinagem e controle de qualidade (diagnóstico seletivo). Assim, nosso trabalho, envolvendo a holografia de objetos vibrantes, visa ao estudo e divulgação de uma técnica poderosa para testes não-destrutivos, que pode ser feita numa montagem experimental simples, com a qual se obtém hologramas de boa qualidade, reunindo as vantagens já mencionadas de se utilizar como meio holográfico um fotorrefrativo, explorando as propriedades da difração anisotrópica.

A estabilização holográfica com fotorrefrativos teve sua base fundamentada recentemente<sup>104</sup>. O passo seguinte seria viabilizar a possibilidade interessante de produzir uma mistura de duas ondas no cristal e, simultaneamente estabilizar holograficamente a montagem experimental, e desta forma obter dados a partir do próprio termo de interferência. Este termo, por sua vez, possui

informações relevantes sobre o mecanismo de registro no fotorrefrativo. E, inclui não apenas parâmetros relacionados à eficiência de difração e as propriedades de anisotropia, mas principalmente à diferença de fase entre o padrão de luz projetado sobre o cristal e a rede de difração induzida. Assim, uma importante continuidade deste trabalho seria estudar experimentalmente as relações de fase que estão intimamente ligadas as propriedades que intervem no mecanismo de registro no fotorrefrativo. Utilizando a variação desta fase, devido a aplicação de campo elétrico externo <sup>10<sup>5</sup></sup>, que dependem de propriedades de transporte, Frejlich e col., utilizando a técnica descrita acima, determinaram experimentalmente <sup>10<sup>6</sup></sup> pela primeira vez, estas relações de fase em fotorrefrativos tipo BSO. Portanto, esta técnica é promissora e acreditamos, possui perspectivas interessantes no estudo do mecanismo de registro destes materiais.

Acreditamos que a área de pesquisa envolvendo materiais fotorrefrativos desfruta de um grande interesse científico e tecnológico na atualidade, e é nesse sentido, uma área de pesquisa ainda em ascensão. Os pontos que foram abordados nesta tese estão em aberto e permitem gerar possíveis linhas de pesquisa, e desejamos que sejam encarados como contribuições efetivas na área dos fotorrefrativos.

REFERÊNCIAS  
BIBLIOGRÁFICAS

## REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

1. A. Ashlin, G.D. Boyd, J.Dziedzic, R.G.Smith, A.A. Ballman e K. Nassan, Appl. Phys. Lett. 9, 72 (1966).
2. F.S.Chen, J.T. La Macchia e D.B. Fraser, Appl.Phys.Lett. 13, 223 (1968).
3. F.S. Chen, J.Appl.Phys. 40, 3389 (1969).
4. J.B.Taxter, Appl. Phys. Lett. 15, 210 (1969).
5. R.L. Townsend e J.T. La Macchia, J. Appl. Phys. 41, 5188 (1970).
6. J.J. Amodei, Appl. Phys. Lett. 18, 22 (1971).
7. S.L.Hou, R.B. Lauer e R.E. Aldrich, J.Appl.Phys. 44, 2652 (1973).
8. R.E.Aldrich, S.L. Hou e M.L. Harvill, J. Appl.Phys. 42, 493 (1971).
9. R.B.Lauer, J.Appl. Phys. 45, 1794 (1974).
10. D.L.Staebler e W. Phillips, Appl. Opt. 13, 788 (1974).
11. D.L.Staebler e W. Phillips, Appl. Phys. Lett. 24, 268 (1974).
12. H.Kogelnik, Bell System Tech. J. 48, 2909 (1969).
13. D.L. Stabler e J.J. Amodei, J.Appl.Phys. 43, 1042 (1972).
14. J.P.Huinard e F. Micheron, Appl.Phys.Lett. 29, 591 (1976).
15. J.P.Huinard e J.P. Herriau, Appl. Opt. 16, 1807 (1977).
16. R.W.Hellwarth, J.Opt. Soc. Am. 67, 1 (1977).
17. A. Yariv, Opt. Comm. 25, 23 (1978).
18. J.P.Huinard, J.P. Herriau, P.Aubourg e E. Spitz. Opt. Lett.

- 4, 21 (1979).
19. N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov e Vinetskii, *Ferroelectrics* 22, 949 (1979).
  20. N.V. Kukhtarev, V.B. Markov, S.G. Odulov e Vinetskiim *Ferroelectrics* 22, 961 (1979).
  21. J. Feiberg, D.Heiman, A.R. Tanguay Jr. e R. W. Hellwarth *J. Appl. Phys.* 51, 1297 (1980).
  22. J.P. Huignard e A. Marrakchi, *Opt. Comm.* 38, 249 (1981).
  23. F.M. Kuchel e H.J. Tiziani, *Opt. Comm.* 38, 17 (1981).
  24. Y.H. Ja, *Opt. Comm.* 44, 24 (1982).
  25. A. Marrakchi, J.P.Huignard e J. Herriau, *Opt. Comm.* 34, 15, (1980).
  26. J.O. White e A. Yariv, *Appl. Phys. Lett.* 37, 5 (1980).
  27. M.P. Petrov, V.I.Marakhonov, V.I. Berezkin, M.V. Krasin'kova e A.V. Khomenko, *Sov. Tech. Phys. Lett.* 11, 106 (1985).
  28. S. Ducharme e J. Feinberg, *J.Appl. Phys.* 56, 839 (1984).
  29. A.M. Glass, A.M. Johnson, D.H.Olson, W. Simpson e A. A. Ballman, *Appl. Phys. Lett.* 44, 948 (1984).
  30. Ver por exemplo, a interessante revisão da área feita por P.Gunter, *Phys. Reports* 93, 199 (1982), ilustrando já nesta época a diversidade alcançada pela área dos fotorrefrativos.
  31. A. Yariv and P. Yeh, "Optical waves in crystals" (Wiley, New York, 1984).
  32. P.V. Lenzo, E.G. Spencer e A.A. Ballman, *Appl. Opt.* 5, 1688 (1966).
  33. A.J. Fox e T.M. Bruton, *Proc. Electrooptics Laser Int.* (U.K.) 18, 131 (1976).

34. Avaliado por nós através de reflexão e propriedades de polarização.
35. Utilizando o valor de  $n^3 r_{e1} = 85,8 \times 10^{-12}$  (m/V) da ref. 4 e  $n_0 = 2,5$  da ref. 5.
36. P. Yeh, Appl. Opt. 26, 602 (1987).
37. M.B. Klein, Opt. Lett. 9, 350 (1984).
38. G. Albanses, J. Kumar e W.H. Steier, Opt. Lett. 10, 650 (1986).
39. D. Rak, I. Ledoux e J.P. Huignard, Opt. Comm. 49, 302 (1984).
40. Ph. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenback e J.P. Huignard, J. Appl. Phys. 58, 45 (1985).
41. Citado por P. Yeh na ref. 36 como ref. 11, em comunicação privada.
42. F. Micheron, C. Mayeux e J. C. Trotier, Appl. Opt. 13, 784 (1974).
43. J.J. Amodei, W. Phillips e D.L. Stabler, Appl. Opt. 11, 390 (1972).
44. G.A. Alphense, R.C. Alig, D.L. Stabler e W. Phillips, RCA Rew 36, 213 (1975).
45. W. Phillips e D.L. Stabler, J. Electronic Mat. 3, 601 (1974).
46. A.M. Glass, D.Von Der Linde e J.T. Negran, Appl.Phys.Lett. 25, 233 (1974).
47. M.G. Moharam, T.K. Gaylord e R. Magnussum, J. Appl. Phys. 50, 564 (1979).
48. A. Yarig, "Quantun Eletronics", (New York: John Wiley 1972), tab. 18.1, pag. 302.

49. I.P. Kaminow e E.H. Turner, "Linear Eletrooptical Materials" in Handbook of Lasers, ed. by R.J. Pressley (Chemical Rubber, 1971).
50. P.V. Lenzo, E.G. Spencer e K. Nassau, J. Opt. Soc. Am. 56, 633 (1966).
51. E.H. Turner, Appl. Phys. Lett. 8, 303 (1966).
52. J.P. Herriau, J.P. Huignard e P. Aubourg, Appl. Opt. 17, 1851 (1978).
53. M.P. Petrov, S.R. Miridonov, S.I. Stepanov e V.V. Kulikov, Opt. Comm. 31, 301 (1979).
54. M.P. Petrov, T.G. Pencheva e S.I. Stepanov, J. Opt. 12, 287 (1981).
55. A.A. Kamshilin e M.P. Petrov, Opt. Comm. 53, 23 (1985).
56. Paulo Acioly M. dos Santos e Jaime Frejlich, Rev. Fís. Apl. Instr. 2, 64 (1986).
57. S.I. Stepanov, V.V. Kulikov e M.P. Petrov, Opt. Comm. 44, 19 (1982).
58. J.P. Herriau, J.P. Huignard, A.G. Apostolidis e S. Mallick, Opt. Comm. 56, 141 (1985).
59. S.I. Stepanov e M.P. Petrov, Opt. Comm. 53, 292 (1985).
60. R.E. Aldrich, S.L. Hou e M.L. Harvill, J. Appl. Phys, 42, 493 (1971).
61. A. Marrakchi, J.P. Huignard e P. Gunter, Appl. Phys. 24, 131 (1981).
62. P. Pella-Finet, Opt. Comm. 50, 275 (1984).
63. M. Henry, S. Mallick e D. Rouede, J. Appl. Phys. 59, 2650 (1986).

64. F. Vachss e L. Hesselink, *Opt. Comm.* 62, 159 (1987).
65. P. Bayvel, M. MacCall e R.V. Wright, *Opt. Lett.* 13, 27 (1988).
66. R. Orłowski e E. Kratzig, *Sol. Stat. Comm.* 27, 1351 (1978).
67. G.C. Valley, *Appl. Opt.* 22, 3160 (1983).
68. S.I. Stepanov e G.S. Trofimov, *Sov. Phys. Tech. Phys.* 30, 331 (1985).
69. G.C. Valley, *J. Appl. Phys.* 59, 3363 (1986).
70. F.S. Strohkendl, J.M.C. Jonathan e R.W. Hellwarth, *Opt. Lett.* 11, 312 (1986).
71. F.S. Strohkendl e R.W. Hellwarth, *J. Appl. Phys.* 62, 2450 (1987).
72. S.L. Hou, R.B. Lauer e R.E. Aldrich, *J. Appl. Phys.* 44, 2652 (1973).
73. J.P. Huignard e F. Micheron, *Appl. Phys. Lett.* 29, 591 (1976)
74. G.S. Trofimov e S.I. Stepanov, *Sov. Tech. Phys. Lett.* 11, (1985).
75. R. Grousson, M. Henry e S. Mallick, *J. Appl. Phys.* 56, 224 (1984).
76. R.A. Mullen e R.W. Hellwarth, *J. Appl. Phys.* 58, 40 (1985).
77. G. Pauliat, J.M. Choen-Jonathan, M. Allain, J.C. Launay e G. Roosen, *Opt. Comm.* 59, 266 (1986).
78. Paulo Acioly M. dos Santos, Paulo Magno P. Garcia e Jaime Frejlich, *J. Appl. Phys.* (aceito).
79. Paulo Acioly M. dos Santos, L. Cescato e Jaime Frejlich, *Opt. Lett.* 13, 1014 (1988).
80. Os fundamentos da teoria de auto-estabilização está bem des-

- crita em: J. Frejlich e colaboradores, Appl. Opt. 27, 1967 (1988).
81. A.A. Kamshilin, J. Frejlich e L. Cescato, Appl. Opt. 25, 2375 (1986).
82. G. Hamel de Monchenault e J.P. Huignard, J. Appl. Phys. 63, 624 (1988).
83. M. Peltier e F. Micheron, J. Appl. Phys. 48, 3683 (1977).
84. O efeito fotorrefrativo é explicado como sendo provocado pelo movimento de elétrons livres na banda de condução na maioria dos trabalhos, mas buracos devem ser considerados em materiais com uma grande densidade inicial de traps, como foi considerado na ref. 66.
85. T.J. Hall, R. Jaura, L.M. Connors e P.D. Foote, Prog. Quant. Electr. 10, 77 (1985).
86. P. Gunter e F. Micheron, Ferroelectrics 18, 27 (1978).
87. C. Kittel, "Introduction to Solid State Physics", (New York: John Wiley, 1967).
88. J.F. Nye, "Physical Properties of Crystals", (Oxford: University Press, 1957).
89. S.R.M. Robertson, Appl. Opt. 22, 2213 (1983).
90. T.G. Pencheva e S.I. Stepanov, Sov. Phys. Solid State 24, 687 (1982).
91. L.F. Mollenauer e W.J. Tomlinson, Appl. Opt. 16, 555 (1977).
92. J.P. Huignard, J.P. Herriau e T. Valentin, Appl. Opt. 16, 2796 (1977).
93. A. Marrakchi, J.P. Huignard e J.P. Herriau, Opt. Comm. 34, 15 (1980).

94. R.L. Powell e K.A. Stetson, J. Opt. Soc. Am. 55, 1593 (1965).
95. "Holographic Recording Materials", Topics in Applied Physics, vol. 20, Editor H.M. Smith, Springer Verlag (1977).
96. "Holographic Camera System, model HC 1000, catalogo 1983-84, Newport Corporation, pag. 188.
97. J.C. Urbach e R.W. Meier, Appl. Opt. 5, 666 (1966).
98. L.J. Parker, Optica Acta, 787 (1978).
99. S. Weha, N. Kobayashi, T. Saito e J. Tsujiuchi, Opt. Comm. 34, 340 (1980).
100. Technical Report - Holographic Recording Materials, Rome Air Development Center, Electro-Optics Operation, Contract number F30602-74-0030, July (1974).
101. A. Marrakchi, J.P. Huignard e P. Gunter, Appl. Phys, 24, 131 (1981).
102. G. Hamel de Montchenaut, B. Loiseaux and J.P. Huignard, Appl. Phys. Lett. 50, 1794 (1987).
103. "Photorefractive Materials, Effects and Devices, J. Opt. Soc. Am. B., vol. 5, Editors: G.C.Valley and P.Yeh (1988).
104. A.A. Kamshilin, J. Frejlich e L. Cescato, Appl. Opt. 25, 2375 (1986).
105. "Photorefractive Materials and their Applications I", Topics in Applied Physics, vol. 61, Editors: P. Gunter and J. P. Huignard, Springer Verlag (1988), cap. 9.
106. Paulo Magno P. Garcia, L. Cescato e J. Frejlich, J. Appl. Phys. (submetido).
107. E. Moya, L. Contreras e C. Zaldo, J. Opt. Soc. Am. B.,

5, 1737 (1988).