

**Universidade Estadual de Campinas**

Instituto de Física Gleb Wataghin

**Rodrigo Eduardo Fraga Kumamoto**

**ESTUDO DE FORÇA FOTOELETROMOTRIZ DE UM  
PADRÃO LUMINOSO OSCILANTE DE SPECKLE E  
SUAS APLICAÇÕES**

Dissertação de Mestrado apresentada  
ao Instituto de Física Gleb Wataghin  
da UNICAMP para obtenção do Título  
de Mestre em Física.

**Orientador: Prof. Dr. Jaime Frejlich**

Este exemplar corresponde à versão final da Dissertação defendida pelo aluno Rodrigo Eduardo Fraga Kumamoto e orientada pelo Prof. Dr. Jaime Frejlich.

Campinas, 2011



FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

K96e	<p>Kumamoto, Rodrigo Eduardo Fraga Estudo de força fotoeletromotriz de um padrão luminoso oscilante de speckle e suas aplicações / Rodrigo Eduardo Fraga Kumamoto. – Campinas, SP: [s.n.], 2011.</p> <p>Orientador: Jaime Frejlich. Mestrado (dissertação) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".</p> <p>1. Materiais fotorrefrativos. 2. Força fotoeletromotriz. 3. Speckle. 4. Vibrações. I. Frejlich, Jaime. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.</p> <p>(smcc/ifgw)</p>
------	----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

- **Título em inglês:** Photoelectromotive force of an oscillating speckle pattern of light and its applications
- **Palavras-chave em inglês (Keywords):**
  1. Photorefractive materials
  2. Photoelectromotive force
  3. Speckle
  4. Vibration
- **Área de concentração:** Física da Matéria Condensada
- **Titulação:** Mestre em Física
- **Banca examinadora:**

Prof. Jaime Frejlich Sochaczewsky  
Profa. Lucila Helena Deliesposte Cescato  
Prof. Agnaldo Aparecido Freschi
- **Data da defesa:** 19-05-2011
- **Programa de Pós-Graduação em:** Física



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE **RODRIGO EDUARDO FRAGA KUMAMOTO - RA 046308**, APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA “GLEB WATAGHIN” DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 19/05/2011.

**COMISSÃO JULGADORA:**

---

Prof. Dr. Jaime Frejlich Sochaczewsky – DFMC/IFGW/UNICAMP  
(Orientador do Candidato)

---

Prof. Dr. Lucila Helena Deliesposte Cescato – DFMC/IFGW/UNICAMP

---

Prof. Dr. Agnaldo Aparecido Freschi - CECS/UFABC

Eu te amo Senhor,

Tu és minha rocha, Tu és meu libertador,

Tu és meu Deus.

2 Samuel 22:2-3



*Aos que primeiro me ensinaram: Mário e Helena, meus pais.*

*E também à minha noiva Heloisa.*

# Agradecimentos

Ao prof. Jaime Frejlich, meu orientador de mestrado e de iniciação científica, por todo o trabalho, ensinamento, apoio, paciência e cooperação. Minha sincera gratidão por todo esse período de trabalho, além é claro, da amizade.

Aos meus pais, Mário e Helena, os responsáveis por tudo que realizei e que tornaram possível a existência dessa dissertação;

À minha noiva Heloisa, que sempre me apoiou durante todos esses anos e com quem discuti Física inúmeras vezes.

Às minhas irmãs Josimeire e Juliana. Aos meus sobrinhos Gabriela, Lucas e Júlia por tornarem minha vida mais alegre.

Aos amigos do laboratório: Tatiane, pelos ensinamentos com a montagem do experimento; Renata, pela amizade e pela ajuda com o software *Mathematica*; Jacson e André, pela presença cotidiana e pelas piadas no laboratório. Agradeço também à professora Lucila Cescato pelas perguntas e sugestões construtivas para concretização deste trabalho.

Aos amigos César e Thales pelo apoio, pela ajuda em tirar minhas dúvidas de Física e, principalmente, pela amizade durante os anos de graduação e durante o período de realização de todo o trabalho dessa dissertação; ao amigo Eric Perim pelas discussões filosóficas, religiosas, políticas, econômicas, esportivas e demais durante as horas de almoço; e ao amigo Lucas pelo apoio nas matérias de engenharia. Agradeço também a Clara, Ricardo e Wellington pela amizade.

A Teroslau Perallis, Lau, por toda ajuda com a montagem dos circuitos eletrônicos e discussões dos mais variados assuntos. Agradeço ainda a del Carmen e a D. Neuza por cuidarem dos assuntos não relacionados à Física, mas muito importantes. Agradeço também ao Claudemir da eletrônica.

A todos do corpo docente e administrativo do Instituto de Física da Universidade Estadual de Campinas que colaboraram para a realização deste trabalho.

A todos meus irmãos da comunidade 12 (em 2011) da Igreja Nossa Senhora de Fátima de Jundiaí. Todos os momentos de convivência (e também pelas, às vezes, longas convivências) foram muito importantes para mim e muito agradáveis.

Somos gratos à FAPESP - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo e ao CNPq - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - pelo apoio financeiro concedido a este trabalho.

# RESUMO

Este trabalho apresenta um estudo sobre o efeito de força fotoeletromotriz produzida por um padrão de speckle espacialmente oscilante quando projetado sobre materiais fotocondutores ou fotorrefrativos. Dentre as contribuições desse trabalho podemos citar o aperfeiçoamento tanto do modelo teórico existente quanto do uso desse fenômeno para medida de vibrações mecânicas transversais.

Basicamente, o efeito de força fotoeletromotriz gera uma fotocorrente AC com a mesma frequência do padrão oscilante e uma magnitude que depende da amplitude com que o padrão luminoso oscila espacialmente. A partir de nosso modelo teórico foi possível prever a existência de um máximo valor para a fotocorrente, que ocorreria para uma determinada amplitude de vibração relacionada ao tamanho médio do speckle. Confirmamos experimentalmente a existência desse máximo, embora o valor seja um pouco diferente do esperado teoricamente. Medimos a resposta em frequência da fotocorrente e relacionamos os resultados com as respostas temporais características do material fotocondutor.

Para realização das medidas experimentais desenvolvemos um sensor de vibração mecânica baseado no efeito de força fotoeletromotriz, demonstrando a aplicabilidade para medidas de amplitude e de frequência de oscilação de uma superfície vibrante. O sensor é constituído por um cristal fotocondutor e por uma eletrônica de amplificação. Um laser é direcionado até um alvo vibrante e a luz retroespalhada, na forma de um padrão de speckle, é focalizada sobre o cristal fotorrefrativo, gerando o efeito speckle-foto-fem. Os cristais utilizados foram o  $Bi_{12}TiO_{20}$  e CdTe:V sob iluminação de 532nm e 1064nm, respectivamente.

O sistema mostrou ser interessante tanto para a medida de vibrações mecânicas quanto para a caracterização dos materiais usados como sensores.

# ABSTRACT

This paper presents a study about photoelectromotive force effect produced by a spatially oscillating “speckle” pattern when projected onto photoconductive or photorefractive materials. Among the contributions of this paper we can mention the improvement of both the existing theoretical model and use this phenomenon to measure the transverse mechanical vibrations.

Basically, the effect of photoelectromotive force generates an AC photocurrent with the same frequency of the oscillating pattern and a magnitude which depends on the amplitude to which the light pattern varies spatially. From our theoretical model, we could predict the existence of a maximum value for the photocurrent, which occurs for a given vibration amplitude related to the average size of the “speckle”. We confirmed experimentally the existence of this maximum, but the value is a little different than theoretically expected. We measured the frequency response of the photocurrent and related the results with the temporal response characteristics of the photoconductive material.

To perform the experimental measurements we developed a mechanical vibration sensor based on photoelectromotive force effect, demonstrating the applicability for measurements of amplitude and frequency of a vibrating surface. The sensor consists of a photoconductive crystal and an electronic amplification. Light from a laser is directed to a target vibrant and the backscattered light in the form of a speckle pattern is focused on the photoconductive crystal. The crystals used were  $Bi_{12}TiO_{20}$  and CdTe:V under illumination of 532nm and 1064nm, respectively.

The system is interesting both for mechanical vibrations measurements and for materials characterization.

# Quadro de Símbolos

$\Delta$  Amplitude de oscilação (vibração)

$\delta$  Amplitude de oscilação reduzida

$\vec{E}$  Campo elétrico

$E_{SC}$  Campo espacial de cargas

$E_D$  Campo espacial de difusão

$q$  Carga elétrica

$\alpha$  Coeficiente de absorção

$D$  Coeficiente de difusão

$\sigma_d$  Condutividade no escuro

$k_B$  Constante de Boltzman

$\gamma_R$  Constante de recombinação de elétrons livres

$\epsilon$  Constante dielétrica

$h$  Constante de Plank

$L_S$  Comprimento de Debye

$L_D$  Comprimento de difusão

$\lambda$  Comprimento de onda

$\lambda_D$  Comprimento de onda do Velocímetro Doppler

$\vec{J}$  Densidade de corrente total

$j_0$  Densidade de corrente média

$\vec{j}$  Densidade de fotocorrente total

$N_D$  Densidade de doadores

$N_D^+$  Densidade de doadores ionizados  
 $N_E$  Densidade de armadilhas  
 $\mathcal{N}$  Densidade de elétrons livres  
 $\mathcal{N}_{ph}$  Densidade de elétrons livre foto-excitados  
 $\mathcal{N}_d$  Densidade de elétrons livres re-emitidos termicamente  
 $\Delta$  Deslocamento do padrão de speckle  
 $d_l$  Diâmetro de abertura da lente  
 $d_o$  Distância do plano principal de entrada da lente até a lâmina difusora  
 $d_i$  Distância do plano principal de saída da lente até o plano da imagem no cristal  
 $\Phi$  Eficiência quântica dos geradores de portadores de carga  
 $\sigma_{ph}$  Fotocondutividade  
 $i_{ph}$  Fotocorrente  
 $\nu$  Frequência da luz  
 $\Omega$  Frequência angular de vibração  
 $f$  Frequência de vibração  
 $I$  Intensidade da luz  
 $W$  Largura da gaussiana  
 $\ell$  Intervalo de integração em coordenada reduzida onde o campo de cargas não é nulo  
 $M_l$  Magnificação da lente  
 $\mu$  Mobilidade  
 $E_R$  Módulo do campo elétrico  
 $\nabla$  Operador diferencial



$\varepsilon_0$  Permeabilidade no vácuo

$R_S$  Raio médio do speckle

$s$  Secção transversal de foto-excitação

$G$  Taxa de geração de portadores livres

$\beta$  Taxa de excitação térmica

$R$  Taxa de recombinação de elétrons livres com os centros ionizados

$T$  Temperatura

$t$  Tempo

$\tau_{SC}$  Tempo de reconstrução do campo de cargas

$\tau_M$  Tempo de Maxwell ou tempo de relaxação dielétrica

$\tau$  Tempo de vida do elétron na banda de condução

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Teoria</b>	<b>3</b>
2.1	Efeito Fotorrefrativo . . . . .	3
2.2	Modelo de Um Centro . . . . .	5
2.3	Força Foeletromotriz . . . . .	8
2.3.1	Padrão de Franjas de Interferência . . . . .	9
2.3.2	Padrão de Speckle . . . . .	11
2.3.3	Revisão do Modelo Teórico . . . . .	18
2.4	Simulações do Efeito Foto-FEM por Speckle . . . . .	19
2.4.1	Simulação do Primeiro Harmônico . . . . .	19
2.4.2	Simulação do Segundo Harmônico . . . . .	22
2.4.3	Efeito de Campo Elétrico Externo Aplicado . . . . .	23
2.4.4	Principais Características das Simulações . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Descrição Experimental</b>	<b>25</b>
3.1	Cristais Fotorrefrativos . . . . .	25
3.1.1	Telureto de Cádmio Dopado com Vanádio (CdTe: V) . . . . .	25
3.1.2	Titanato de Bismuto ( $Bi_{12}TiO_{20}$ ) . . . . .	27
3.2	Circuito Amplificador de Transimpedância . . . . .	29
3.3	Tipos de Eletrodos . . . . .	31
3.4	Montagem Experimental . . . . .	31
3.4.1	Medida de Amplitude de Vibração . . . . .	32
3.4.2	Procedimento de Medida . . . . .	34

<b>4</b>	<b>Resultados</b>	<b>37</b>
4.1	Escolha da Configuração de Eletrodos . . . . .	37
4.2	Validade do Modelo: Alterando o Tamanho do Speckle . . . . .	39
4.3	Medidas com $Bi_{12}TiO_{20}$ . . . . .	41
4.4	Medidas com CdTe:V . . . . .	44
4.5	Resposta em Frequência . . . . .	46
<b>5</b>	<b>Conclusões Gerais e Perspectivas</b>	<b>52</b>
<b>A</b>	<b>Aproximação Gaussiana</b>	<b>54</b>
<b>B</b>	<b>Coordenadas Reduzidas</b>	<b>57</b>
B.1	Vetor Posição em Coordenadas Reduzidas . . . . .	58
B.2	Gradiente em Coordenadas Reduzidas . . . . .	58
B.3	A Equação de Densidade de Corrente . . . . .	59
<b>C</b>	<b>Participações em Congressos</b>	<b>60</b>
<b>D</b>	<b>Primeiro Harmônico x Amplitude de Vibração</b>	<b>61</b>
<b>E</b>	<b>Simulação do Campo Espacial de Cargas</b>	<b>64</b>
<b>F</b>	<b>Ajuste dos Dados Experimentais</b>	<b>65</b>

# Lista de Tabelas

2.1	Valores Utilizados nas Simulações . . . . .	19
3.1	Propriedades Físicas do Telureto de Cádmio (CdTe) . . . . .	26
3.2	Propriedades Físicas do Titanato de Bismuto ( $Bi_{12}TiO_{20}$ ) . . . . .	28

# Lista de Figuras

2.1	Mecanismo do Efeito Fotorrefrativo . . . . .	4
2.2	Modelo de Um Centro de Transporte por Bandas . . . . .	6
2.3	Efeito de Força Fotoeletromotriz Gerado por um Padrão de Interferências . . . . .	10
2.4	Campo Espacial de Cargas . . . . .	17
2.5	Gradiente da Densidade de Elétrons Livres . . . . .	18
2.6	Dependência da Posição do Máximo em Função de $R_d$ . . . . .	20
2.7	Simulação do Primeiro Harmônico . . . . .	21
2.8	Simulação do Segundo Harmônico . . . . .	22
2.9	Simulação do Efeito de Campo Elétrico Externo Aplicado . . . . .	23
3.1	Níveis de Energia do CdTe:V . . . . .	26
3.2	Níveis de Energia do $Bi_{12}TiO_{20}$ . . . . .	27
3.3	Circuito de Amplificação . . . . .	29
3.4	Análise AC do Circuito de Amplificação . . . . .	30
3.5	Diferentes Configurações de Eletrodos . . . . .	31
3.6	Esquema da Montagem Experimental . . . . .	32
3.7	Housing e Placa . . . . .	33
3.8	Medida do Efeito Foto-Fem em BTO . . . . .	36
4.1	Comparação de Eletrodos . . . . .	38
4.2	Comparação de Distâncias . . . . .	40
4.3	BTO . . . . .	41
4.4	Normalização das Curvas do BTO . . . . .	42
4.5	Efeito Foto-Fem em BTO em Diversas Frequências . . . . .	43
4.6	CdTe:V . . . . .	44
4.7	Efeito Foto-Fem em CdTe:V em Diversas Frequências . . . . .	45

4.8	Resposta em Frequência do Cristal BTO . . . . .	47
4.9	Resposta em Frequência do Cristal CdTe:V . . . . .	47
4.10	Resposta em Frequência para o BSO . . . . .	48
4.11	Simulação da Resposta em Frequência para um Padrão de Franjas . . . . .	50
4.12	Tempos de Resposta do BTO . . . . .	51
A.1	Comparação Entre Função de Airy e Gaussiana . . . . .	55

# Capítulo 1

## Introdução

A incidência de luz em um material fotocondutor aumenta a condutividade devido ao aumento de portadores de cargas livres para condução. O fenômeno ocorre se os fótons possuem energia suficiente para ionizar impurezas presentes na banda proibida do material. Se esta condição é satisfeita, os portadores fotoionizados vão para a banda de condução e/ou valência onde podem se mover, seja por arraste ou difusão. É interessante pensarmos em um padrão luminoso de intensidade espacialmente modulada - como por exemplo um padrão de franjas claras e escuras - incidindo sobre o fotocondutor. Nesse caso, portadores serão excitados de regiões claras, deixando para trás impurezas ionizadas de cargas opostas. Progressivamente, esses portadores ficam aprisionados em armadilhas profundas de regiões escuras gerando uma modulação de cargas e, por consequência, uma modulação de campo elétrico [1–4].

Um efeito muito interessante ocorre quando o padrão luminoso é deslocado. Quando isso acontece, as cargas livres tendem a acompanhar o movimento da luz quase que simultaneamente. Porém, o campo elétrico não consegue acompanhar esse movimento. O movimento de cargas perante um campo elétrico estacionário gera um pulso de corrente. No entanto, se o padrão é deslocado continuamente, em um movimento oscilatório de certa frequência, então surgirá uma corrente AC de mesma frequência e cuja magnitude está relacionada com a amplitude de oscilação (isso ocorre somente se a frequência for maior que o inverso do tempo de resposta da formação do campo espacial de cargas). A esse fenômeno dá-se o nome de efeito foto-fem ou de força fotoeletromotriz [5].

O efeito foto-fem foi predito teoricamente em 1975 com a publicação de Vinetskii e Kukhtarev [6] acerca de voltagens fotoinduzidas as quais seriam produzidas por um rápido deslocamento de um padrão de interferências sobre uma amostra fotocondutora. Em seguida, em 1986, começaram a surgir os primeiros trabalhos conduzidos por Stepanov [7,8] sobre o uso do fenômeno para aplicações



diversas. No Brasil, os primeiros trabalhos envolvendo o fenômeno surgiram na década de 2000 [9,10].

Como a corrente gerada pelo efeito de força fotoeletromotriz possui a mesma frequência do padrão luminoso oscilante e sua magnitude é dependente da amplitude de oscilação, uma das aplicações mais óbvias é o uso do fenômeno para medida de vibrações, que é o objeto de estudo desse trabalho. Também apresentamos o uso do fenômeno para caracterização dos materiais, no que diz respeito às características de respostas temporais. Foram estudados cristais fotocondutores (mais precisamente fotorrefrativos) de  $Bi_{12}TiO_{20}$  e CdTe:V.

Este trabalho está organizado como descrito a seguir. Este primeiro capítulo apresenta uma introdução geral ao assunto e sobre o tema principal do estudo, que consiste no uso de força fotoeletromotriz para medida de vibração. O capítulo 2 aborda a fundamentação teórica do efeito fotorrefrativo, a explicação sobre o efeito foto-fem quando gerado por um padrão de interferências e quando gerado por um padrão de speckle e simulações da corrente gerada através desse fenômeno. No capítulo 3 estão descritos os cristais fotorrefrativos estudados, a montagem experimental e as técnicas envolvidas. Em seguida, no capítulo 4, apresentamos os resultados dos experimentos e a comparação com a previsão teórica das simulações. Por fim, o capítulo 5 apresenta as conclusões gerais do trabalho.

# Capítulo 2

## Teoria

Neste capítulo serão apresentados os fundamentos teóricos sobre o efeito fotorrefrativo bem como um breve histórico do descobrimento e de todo desenvolvimento do modelo padrão utilizado para entendimento de todo processo fotorrefrativo. Em seguida será apresentado o efeito de voltagem fotoinduzida - efeito de força fotoeletromotriz - que foi previsto teoricamente após o desenvolvimento do modelo padrão.

### 2.1 Efeito Fotorrefrativo

O efeito fotorrefrativo caracteriza-se por uma mudança do índice de refração local devido a incidência sobre o material de um padrão luminoso com variação espacial de intensidade [3,4]. Este efeito foi descoberto em 1966 por Ashkin *et al* em cristais ferroelétricos [11].

Um material é fotorrefrativo se é fotocondutor e eletro-óptico [1]. O efeito eletro-óptico, também conhecido como efeito Pockels, consiste em uma mudança do índice de refração do material devido a presença de um campo elétrico estático ou de baixa frequência. Sendo assim, o efeito fotorrefrativo também é uma alteração no índice de refração do material. Contudo, no caso de fotorrefrativos, essa alteração é devida a uma redistribuição de cargas que dá origem a um campo elétrico espacial dentro do material [12].

Considerando que um padrão de interferências esteja incidindo em um cristal fotorrefrativo, ocorrerá a excitação de elétrons (provenientes de centros doadores das regiões iluminadas) para a banda de condução, caso o comprimento de onda seja adequado, isto é, capaz de ionizar elétrons de centros fotoativos presentes na banda proibida. Esses elétrons irão se mover na banda de condução devido a um gradiente de difusão ou a um campo elétrico externo, podendo ser aprisionados nas regiões

escuras ou excitados novamente em regiões claras, de forma que todo esse processo ocorra de modo contínuo. Progressivamente esses elétrons se acumulam nas regiões escuras do material deixando para trás centros ionizados. Isto gera uma modulação espacial de cargas que dá origem a um campo elétrico dentro do material. Este, por sua vez, através do efeito eletro-óptico, altera o índice de refração do material. O raciocínio para o caso de buracos é análogo [1,3,12]. A figura 2.1 ilustra o mecanismo do efeito fotorrefrativo.

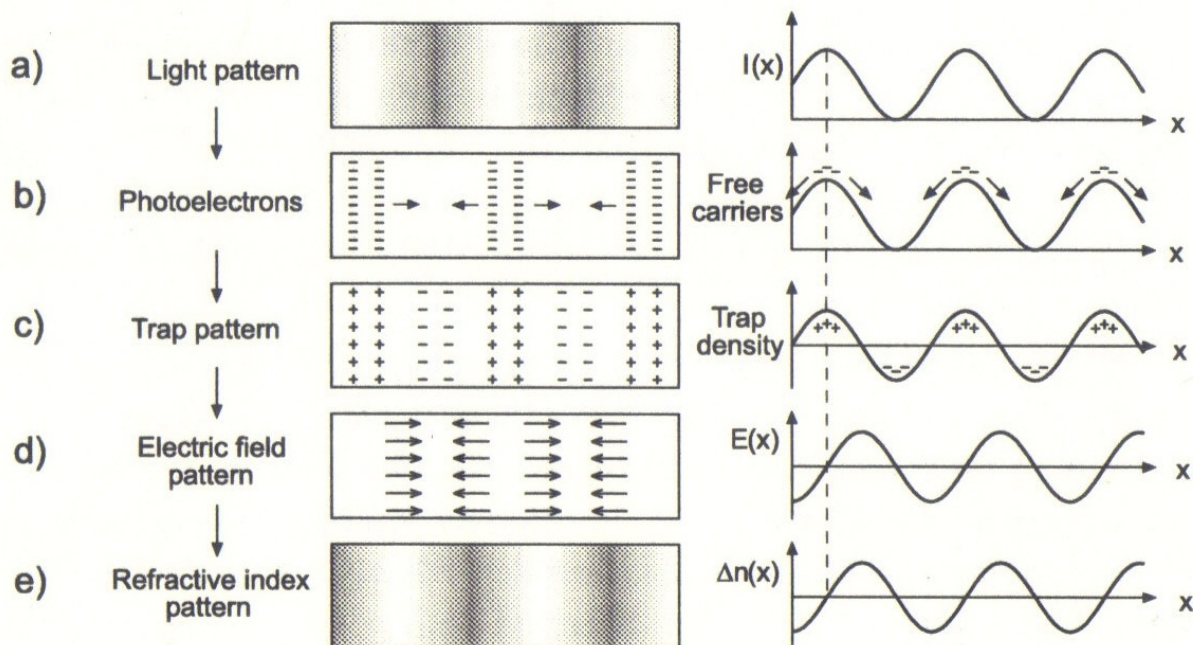


Figura 2.1: Mecanismo do Efeito Fotorrefrativo. (a) Padrão luminoso de franjas de interferência incide sobre a amostra. (b) Ionização de impurezas (centros doadores) e geração de fotoelétrons. (c) Migração de elétrons para regiões escuras e consequente surgimento de uma modulação de cargas. (d) Campo elétrico associado. (e) Modulação do índice de refração induzido pelo efeito eletro-óptico. Extraído de [13].

Desde a descoberta do efeito fotorrefrativo por Ashkin *et al* em 1966 [11], quando foi observado o efeito eletro-óptico em cristais ferroelétricos, passando pela demonstração por Chen e por Peterson *et al* da possibilidade de usar este fenômeno para fins de armazenamento holográfico volumétrico por volta de 1970 [14,15], seguido pelo desenvolvimento do modelo teórico para o transporte de portadores segundo Kukhtarev *et al* [16], até os dias atuais, muitas pesquisas foram feitas buscando materiais que apresentassem melhores qualidades em relação ao efeito fotorrefrativo. Diversas aplicações utilizando esses materiais foram reportadas, entre as quais, pode-se citar contribuições feitas nas áreas de caracterização de cristais fotorrefrativos, no uso de memórias holográficas, em interferometria

holográfica [17] e etc.

## 2.2 Modelo de Um Centro

Vimos que o movimento de portadores fotoexcitados gera uma modulação de cargas o que resulta em uma modulação do campo elétrico dentro do material. Isto significa que todo o fenômeno é controlado por equações referentes à variação temporal desses portadores.

A descoberta de Ashkin levou à necessidade de um modelo matemático que explicasse o efeito fotorrefrativo. Por analogia ao modelo de transporte por banda em semicondutores, Kukhtarev *et al* iniciaram a formulação de um modelo para o transporte de cargas em fotorrefrativos que culminou com a publicação de um trabalho em 1979 que é aceito até hoje [16].

Em relação ao efeito fotorrefrativo, consideremos que os portadores excitados devido à iluminação sejam provenientes de um único local presente entre a banda de condução e a banda de valência, isto é, de um único centro na banda proibida do material (vide figura 2.2). Nesse caso, pode-se dizer que a densidade total de centros doadores será  $N_D$ . Além disso, tem-se que a densidade de doadores ionizados é  $N_D^+$  (aceitador). Assim, a taxa de geração  $G$  de portadores livres dependerá dos doadores não ionizados ( $N_D - N_D^+$ ), isto é, daqueles que estão disponíveis para ionização. Essa dependência entre  $G$  e ( $N_D - N_D^+$ ) é linear e apresenta componentes devido a geração pela iluminação e pelo efeito térmico segundo [3, 12]:

$$G = \frac{sI}{h\nu}(N_D - N_D^+) + \beta(N_D - N_D^+) \quad (2.1)$$

em que  $s$  é a seção de choque efetiva para portadores de carga gerados por luz de energia fotônica  $h\nu$ ,  $I$  é a intensidade da luz e  $\beta$  é a taxa de geração térmica (conhecida também como geração no escuro).

Além da taxa de geração, tem-se a taxa de recombinação  $R$  dada por:

$$R \equiv \gamma_R N_D^+ \mathcal{N} \quad (2.2)$$

em que  $\gamma_R$  é um parâmetro de recombinação e  $\mathcal{N}$  é a densidade de elétrons livres na banda de condução.

A variação da densidade de doadores ionizados  $N_D^+$  depende exclusivamente da diferença entre a geração e a recombinação:

$$\frac{\partial N_D^+}{\partial t} = G - R \quad (2.3)$$

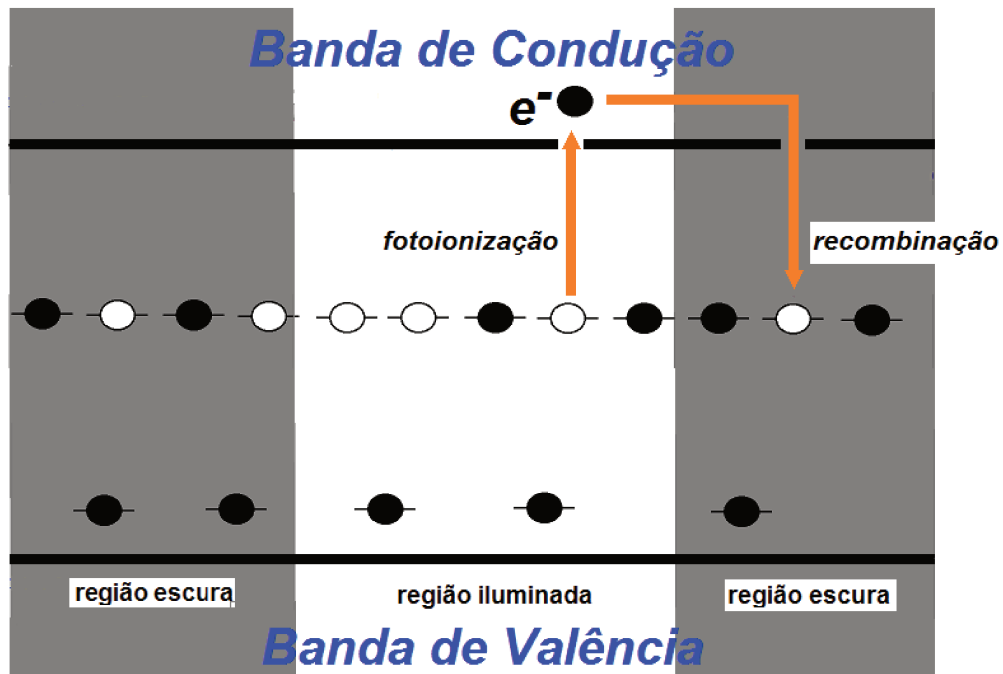


Figura 2.2: Modelo de Um Centro de Transporte por Bandas. Ocorre fotoionização de impurezas de um único centro, isto é, um único nível, presente na banda proibida do material gerando elétrons para a banda de condução. Posteriormente esses elétrons migram para regiões mais escuras, na banda de condução, e se recombinam.

Já a densidade de elétrons livres  $\mathcal{N}$  depende não só da geração e recombinação, mas também do movimento dos portadores. Assim, levando em conta esses três parâmetros temos, segundo a equação da continuidade:

$$\frac{\partial \mathcal{N}}{\partial t} = G - R - \frac{1}{q} \nabla \cdot \vec{J} \quad (2.4)$$

em que  $q$  é a carga do portador e  $\vec{J}$  é a densidade de corrente.

Considerando o caso de iluminação uniforme e estado estacionário, isto é, quando o tempo de gravação do material  $\tau_{SC}$  (ou tempo de reconstrução do campo de cargas) é maior do que a escala temporal associada à vibração espacial do padrão luminoso, e este por sua vez muito maior que o tempo de vida média do fotoelétron  $\tau$ , teremos que tanto a variação temporal da densidade de elétrons livres  $\mathcal{N}$  quanto gradiente da densidade de corrente  $\nabla \cdot \vec{J}$  serão nulos. Sendo assim, a taxa de geração de elétrons livres  $G$  (2.1) é igual a taxa de recombinação (2.2) das equações (2.3) e (2.4) tem-se:

$$\gamma_R N_D^+ \mathcal{N} = \left( \frac{sI}{h\nu} + \beta \right) (N_D - N_D^+) \quad (2.5)$$

O tempo de vida média do fotoelétron é dado por:

$$\frac{1}{\tau} = \gamma_R N_D^+ \quad (2.6)$$

Nesse caso, a equação (2.5) pode ser escrita da seguinte maneira:

$$\mathcal{N} = \tau (N_D - N_D^+) \left( \frac{sI}{h\nu} \right) + \tau (N_D - N_D^+) \beta \quad (2.7)$$

Na equação (2.7) é possível distinguir duas contribuições distintas: uma devida à fotogeração e outra à geração térmica para os elétrons livres. A primeira está relacionada a intensidade da luz  $I$  e a segunda à taxa de geração térmica no escuro  $\beta$ . Nesse caso, podemos escrever  $\mathcal{N} = \mathcal{N}_{ph} + \mathcal{N}_d$  tal que:

$$\mathcal{N}_{ph} = \tau (N_D - N_D^+) \left( \frac{sI}{h\nu} \right) \quad (2.8)$$

$$\mathcal{N}_d = \tau (N_D - N_D^+) \beta \quad (2.9)$$

em que  $\mathcal{N}_{ph}$  é a densidade de elétrons livres fotoexcitados e  $\mathcal{N}_d$  é a densidade de elétrons livres reemitidos termicamente.

Uma outra forma de escrever o termo  $\mathcal{N}_{ph}$  é colocá-lo em função da luz absorvida de tal forma que:

$$\mathcal{N}_{ph} = \tau(\alpha\Phi\frac{sI}{h\nu}) \quad (2.10)$$

em que  $\alpha$  é o coeficiente de absorção e  $\Phi$  é a eficiência quântica para a geração de elétrons livres.

A partir das equações (2.8) e (2.9) é possível obter a condutividade do material:

$$\sigma = q\mu\mathcal{N} = q\mu(\mathcal{N}_{ph} + \mathcal{N}_d) = \sigma_{ph} + \sigma_d \quad (2.11)$$

em que “q” é a carga do portador,  $\mu$  é a mobilidade do portador,  $\sigma_{ph}$  é a fotocondutividade e  $\sigma_d$  é a condutividade no escuro do material.

Em experimentos de registro holográfico utilizando cristais fotorrefrativos, a fotocondutividade e a condutividade no escuro determinam a viabilidade prática do material. A fotocondutividade, que está relacionada com a quantidade de portadores gerados por iluminação, determina a densidade desses portadores na banda de condução e, portanto, a velocidade de registro holográfico. Por sua vez, a condutividade no escuro refere-se à redistribuição das cargas na ausência de luz (efeito térmico), e nesse sentido, determina o tempo de apagamento do registro óptico. Como se vê, esses dois parâmetros, fotocondutividade e condutividade no escuro, desempenham um papel fundamental em holografia. Na teoria de foto-fem por speckle que será apresentada, esses dois parâmetros também são de grande relevância e influenciam a corrente fotoinduzida [1, 18].

## 2.3 Força Fotoeletromotriz

Em 1975 Vinetskii e Kukhtarev publicaram um trabalho teórico acerca de voltagens fotoinduzidas que seriam produzidas em resposta a um rápido deslocamento de um padrão de interferências sobre uma amostra fotorrefrativa [5,6]. Onze anos depois deste trabalho, apareceram os primeiros resultados experimentais, feitos por Stepanov *et al* em 1986, relatando medidas de correntes holográficas em cristais de  $Bi_{12}SiO_{20}$  [7,8]. Hoje em dia, essas correntes holográficas constituem o fenômeno conhecido como força fotoeletromotriz ou efeito foto-fem (do inglês “photoelectromotive force”) [5].



Diversas aplicações fundamentadas no efeito de voltagens fotoinduzidas foram desenvolvidas desde sua descoberta. Entre algumas das aplicações, podemos citar o uso para detecção de vibrações transversais e deslocamentos de superfícies difusoras, “phase-locking” de lasers, detecção de ondas ultra-sônicas induzidas por laser, aplicações em fibras ópticas, caracterização de materiais, etc [5].

Uma força fotoeletromotriz surge em um material fotocondutor devido a oscilação de um padrão espacialmente periódico de luz como, por exemplo, padrão de franjas de interferências ou padrão de speckle [1, 4, 5]. Considerando que a luz que atinge o material possui comprimento de onda capaz de ionizar as impurezas presentes no band-gap, então haverá surgimento de portadores livres. Esses portadores poderão se mover nas bandas de condução e/ou valência, podendo também ser aprisionados em armadilhas de regiões escuras e, posteriormente, serem excitados novamente. Ao longo do tempo, haverá um acúmulo de portadores nas regiões escuras. Essa distribuição de cargas dá origem a um campo elétrico. Se o padrão de luz se move mais rápido do que a resposta do campo espacial de cargas e mais lento do que o tempo de vida médio dos portadores nos estados estendidos, as cargas livres seguirão o movimento do padrão de luz, mas o campo elétrico não. Dessa forma, os portadores livres não estarão mais em equilíbrio e como consequência, haverá o aparecimento de uma corrente elétrica.

A força fotoeletromotriz não está necessariamente ligada a holografia no que diz respeito a modulação de índice de refração. O efeito foto-fem está ligado com a projeção de um padrão luminoso qualquer, seja de franjas, de speckle ou holográfico, sobre uma amostra fotocondutora. O tão conhecido termo foto-fem holográfica surge de uma modulação de fase em uma configuração interferométrica. Assim, um modo relativamente fácil de se observar este efeito é através da utilização de um padrão de speckle, que não necessita de um aparato interferométrico cujo alinhamento preciso pode ser complicado. Nas seções a seguir, serão discutidos os casos de força fotoeletromotriz produzida por um padrão de franjas e por um padrão de speckle [1].

### 2.3.1 Padrão de Franjas de Interferência

A Figura 2.3 apresenta um esquema de força fotoeletromotriz induzida por um padrão de interferências (foto-fem interferométrica).

Um padrão de franjas de interferências, cuja intensidade é espacialmente modulada e descrita por  $I(x)$ , é projetado sobre um fotocondutor. Conforme descrito no Modelo de Um Centro, essa distribuição luminosa dá origem a uma modulação de cargas  $\sigma(x)$  dentro do material a qual está em fase com  $I(x)$ . Essa distribuição de cargas, por sua vez, gera um campo elétrico  $\vec{E}_{SC}$  defasado de um quarto do período espacial de  $I(x)$ , isto é, defasado de  $\Lambda/4$ . Considera-se ausência de campo elétrico

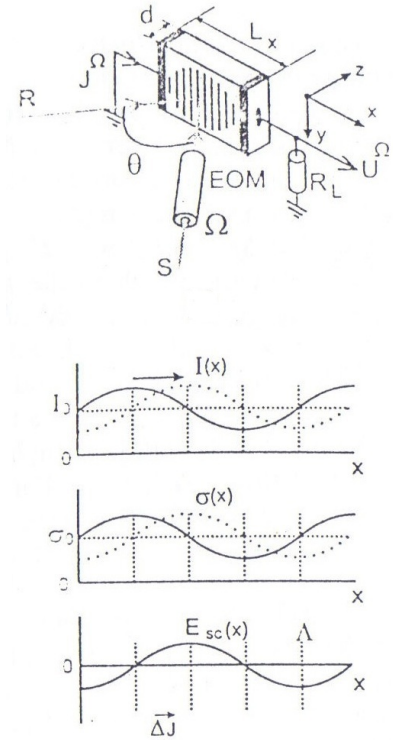


Figura 2.3: *Efeito de força fotoeletromotriz gerado por um padrão de interferências. Um padrão luminoso incidente sobre o material gera uma densidade de cargas, que por sua vez gera um campo elétrico espacial de cargas associado. A densidade de cargas está em fase com o padrão luminoso e o campo elétrico está defasado de  $\Lambda/4$ . Se houver um deslocamento rápido das franjas, haverá um deslocamento rápido das cargas. No entanto, o campo elétrico permanece estacionário. Nessa nova situação, os máximos de todas essas grandezas coincidem e há geração de um pulso de corrente  $\Delta j$ . Extraído de [5].*

externo. Dessa forma, devido fato de as cargas e o campo estarem em equilíbrio, então não haverá corrente elétrica. Neste caso, os máximos da densidade de cargas coincidem com a posição onde o campo elétrico  $E_{SC}$  é igual a zero.

Se o padrão luminoso é deslocado rapidamente de  $\Lambda/4$ , então a densidade de cargas livres também se deslocará o mesmo tanto. Porém, devido ao fato de o tempo de resposta  $\tau_{SC}$  do campo  $E_{SC}$  ser maior do que o tempo de resposta da geração de cargas (recombinação e acumulação de elétrons nas regiões escuras e geração de novas cargas na região iluminada), este campo permanece estático perante o movimento das cargas. Nessa nova situação, os pontos de máximo positivo da distribuição  $\sigma(x)$  coincidem com os pontos de máximo  $E_{SC}$ , produzindo um pulso positivo de corrente aproximadamente igual a  $\Delta j \approx \sigma_0 E_D$ , em que  $\sigma_0$  é a condutividade e  $E_D$  é o campo de difusão no material. Um raciocínio análogo para um deslocamento do padrão luminoso em sentido contrário gera um pulso negativo de corrente com a magnitude citada.

Fica claro que se introduzirmos um deslocamento periódico desse padrão luminoso - oscilações espaciais com frequência  $\Omega$  - iremos obter uma corrente AC de mesma frequência  $\Omega$  e cuja magnitude é aproximadamente  $\Delta j \approx \sigma_0 E_D$ . Note que esse raciocínio só é válido para um tempo de resposta do campo elétrico  $\tau_{SC}$  maior do que o período da vibração  $2\pi\Omega^{-1}$ . Quando essa condição não é satisfeita, a defasagem entre a densidade de cargas e o campo elétrico é sempre a mesma, coincidindo o máximo do primeiro com o valor zero do outro, nunca resultando em pulso de corrente [5].

### 2.3.2 Padrão de Speckle

Um padrão de speckle nada mais é do que uma distribuição randômica de intensidade luminosa que é gerado pela reflexão de luz coerente quando esta incide em uma superfície rugosa ou quando se propaga através de um meio cujo índice de refração possui variações aleatórias. Estes padrões podem ser vistos, mesmo a olho nu (dependendo das condições experimentais), formando pequenos grãos de luz. Também é possível a formação para outras regiões do espectro eletromagnético, como infravermelho, ultra-violeta, raios-X e etc. Em geral, as propriedades estatísticas de um padrão de speckle dependem tanto da coerência da luz utilizada quanto da superfície refletora ou do meio de propagação. Atualmente, há pesquisas utilizando speckle em áreas como propriedades estatísticas, sistemas holográficos, medida de rugosidade, processamento de imagens, metrologia e interferometria estelar [19].

O modelo do efeito de força fotoeletromotriz produzido por um padrão de speckle foi desenvolvido por Mosquera e Frejlich [9, 20] e aperfeiçoado recentemente por T. O. Santos e Frejlich [10, 21]. Este

último é apresentado a seguir.

## Padrão de Speckle Estacionário

Nas equações desenvolvidas para o modelo de centro único aparece o termo devido a intensidade  $I$  da luz. Como estamos trabalhando com padrão de speckle, que consiste em uma distribuição aleatória de intensidade, não podemos parametrizar diretamente a intensidade do feixe que atinge a amostra. Entretanto, é possível parametrizar cada grão de forma que eles sejam descritos por discos de Airy. Assim, cada speckle terá um raio médio  $R_S$  dado por [19, 22]:

$$R_S = 1,22 \frac{d_i}{d_l} \lambda \quad (2.12)$$

em que  $d_i$  é a distância do plano principal de saída da lente focalizadora até o plano de imagem projetado sobre o cristal,  $d_l$  é o diâmetro de abertura da lente e  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz geradora de speckle.

É conveniente utilizarmos funções gaussianas, em vez de funções de Airy, pelo fato de a primeira possuir facilidades matemáticas óbvias e relevantes. A função de Airy representando a intensidade de luz em cada grão pode ser substituída por uma gaussiana da forma [10, 20, 21]:

$$I = I_0 e^{-\frac{X^2+Y^2}{W^2}} \quad (2.13)$$

em que  $W = R_S/2$  e que  $X$  e  $Y$  são as coordenadas espaciais do grão. Vale ressaltar que os discos de Airy foram aproximados por uma gaussiana<sup>1</sup>. Nesse caso, a região de aproximação válida corresponde a  $\sqrt{\frac{X^2+Y^2}{W^2}} \leq 2$ .

Por simplicidade, consideremos que  $x = X/W$  e  $y = Y/W$  e vamos nos referir a  $x$  e  $y$  como coordenadas reduzidas. Assim, a equação (2.13) fica:

$$I = I_0 e^{-(x^2+y^2)} \quad (2.14)$$

Substituindo a equação (2.14) na equação (2.7), referente a densidade de portadores livres, temos, em coordenadas reduzidas :

---

<sup>1</sup>Para maiores detalhes, consulte o Apêndice A

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}_0 e^{-(x^2+y^2)} + \mathcal{N}_d \quad (2.15)$$

$$\mathcal{N}_0 \equiv \tau(N_D - N_D^+) \left( \frac{sI_0}{h\nu} \right) \quad (2.16)$$

$$\mathcal{N}_d \equiv \tau(N_D - N_D^+) \beta \quad (2.17)$$

A densidade de corrente fotogerada em coordenadas reduzidas é dada por <sup>2</sup>:

$$\vec{j}_r = q\mu\mathcal{N}\vec{E}_r + \frac{qD}{W}\vec{\nabla}_r\mathcal{N} \quad (2.18)$$

em que  $q$  é a carga do portador,  $\mu$  é a mobilidade desse portador e  $D$  é o coeficiente de difusão. O índice subscrito “r” significa que se trata de coordenada reduzida.

O gradiente da densidade de elétrons livres, em coordenadas reduzidas, é dado por:

$$\vec{\nabla}_r\mathcal{N} = (\hat{x}\frac{\partial}{\partial x} + \hat{y}\frac{\partial}{\partial y})(\mathcal{N}_0 e^{-(x^2+y^2)} + \mathcal{N}_d) \quad (2.19)$$

$$\vec{\nabla}_r\mathcal{N} = -2\mathcal{N}_0 e^{-(x^2+y^2)}(x\hat{x} + y\hat{y}) \quad (2.20)$$

## Padrão de Speckle Oscilante

Consideremos a situação em que o feixe de luz coerente esteja incidindo em uma superfície rugosa que esteja vibrando. Nesse caso, o padrão de speckle produzido também será oscilante e possuirá as mesmas características da superfície vibrante, no que diz respeito a amplitude de oscilação  $\Delta$  e a frequência angular  $\Omega$ . Assim, se a vibração da superfície rugosa ocorre somente ao longo da coordenada  $X$  (vibração transversal em relação ao feixe incidente), teremos, em relação ao padrão estacionário, as seguintes substituições:

$$X \rightarrow X + \Delta \text{sen}(\Omega t) \quad (2.21)$$

ou no caso da coordenada reduzida, isto é, dividindo por  $W$ :

---

<sup>2</sup>A densidade de corrente é dada pela expressão  $\vec{j} = q\mu\mathcal{N}\vec{E} + qD\vec{\nabla}\mathcal{N}$ . Na equação 2.18 aparece o fator  $W$  no denominador. Isso ocorre devido ao artifício matemático de se introduzir coordenadas reduzidas. No Apêndice B há um detalhamento maior.

$$x \rightarrow x + \delta \text{sen}(\Omega t) \quad (2.22)$$

em que  $\delta$  é a amplitude de oscilação reduzida.

Para a intensidade da luz que atinge o cristal, substituindo a equação (2.22) na equação de intensidade (2.14), teremos:

$$I = I_0 e^{-y^2} e^{-(x + \delta \text{sen}(\Omega t))^2} \quad (2.23)$$

Utilizando identidades trigonométricas é possível escrever esta última equação da seguinte forma:

$$I = I_0 e^{-(r^2 + \delta^2/2)} I_1(x, \delta, \Omega, t) \quad (2.24)$$

em que  $r^2 \equiv x^2 + y^2$  e

$$I_1(x, \delta, \Omega, t) \equiv e^{-[2x\delta \text{sen}\Omega t - (\delta^2/2)\cos 2\Omega t]} \quad (2.25)$$

Tendo a equação (2.24) para a intensidade de luz no caso de padrão de luz oscilante, podemos substituí-la na equação de portadores livres (2.7) que fica:

$$\mathcal{N} = \mathcal{N}_0 I_1 e^{-(r^2 + \delta^2/2)} + \mathcal{N}_d \quad (2.26)$$

O interesse em se calcular a equação (2.26) é para sabermos a corrente ou a densidade de corrente gerada pelo efeito foto-fem devido ao padrão de luz oscilante, isto é, estamos interessados em saber a equação (2.18). Tendo já a equação para os elétrons livres, basta calcularmos o gradiente dos elétrons livres. Não iremos mais usar o índice subscrito “r” para denotarmos coordenadas reduzidas, pois estaremos sempre calculando para as mesmas.

$$\vec{\nabla} \mathcal{N}_x = -2\mathcal{N}_0 e^{-(r^2 + \delta^2/2)} (x I_1 + \delta I_2) \quad (2.27)$$

$$\vec{\nabla} \mathcal{N}_y = -2\mathcal{N}_0 e^{-(r^2 + \delta^2/2)} y I_1 \quad (2.28)$$

em que

$$I_2(x, \delta, \Omega, t) \equiv \text{sen}(\Omega t) I_1(x, \delta, \Omega, t) \quad (2.29)$$

Para calcularmos a densidade de corrente foto gerada, para as componentes espaciais, temos:

$$j_x = q\mu\mathcal{N}E_x + \frac{qD}{W}\vec{\nabla}\mathcal{N}_x \quad (2.30)$$

$$j_y = q\mu\mathcal{N}E_y + \frac{qD}{W}\vec{\nabla}\mathcal{N}_y \quad (2.31)$$

As equações (2.30) e (2.31) fornecem os valores instantâneos da densidade de corrente. É necessário conhecermos a média temporal dessas equações para poder calcular o campo elétrico estacionário resultante. Sendo assim, assumindo que  $\tau_{SC}$ , que é o tempo de construção do campo espacial de cargas, é muito maior que o período do padrão vibrante  $2\pi\Omega^{-1}$ , ou seja,  $\tau_{SC} \gg 2\pi\Omega^{-1}$  e que este, por sua vez, é muito maior que o tempo de vida do fotoelétron, isto é,  $2\pi\Omega^{-1} \gg \tau$ , teremos os seguintes valores médios temporais para a densidade de fotocorrente:

$$j_0 = \langle j_x \rangle = q\mu\langle \mathcal{N} \rangle E_x + \frac{qD}{W}\langle \vec{\nabla}\mathcal{N}_x \rangle \quad (2.32)$$

$$0 = \langle j_y \rangle = q\mu\langle \mathcal{N} \rangle E_y + \frac{qD}{W}\langle \vec{\nabla}\mathcal{N}_y \rangle \quad (2.33)$$

em que  $\langle \rangle$  representa uma média temporal. Observe que a componente em  $x$  da densidade média de corrente é  $j_0$ , enquanto que na componente em  $y$ , é igual a 0. Isso ocorre porque consideramos oscilações apenas na componente em  $x$  e, pelo efeito foto-fem, só haverá corrente nessa coordenada.

Para o cálculo das equações (2.32) e (2.33) é necessário calcularmos os valores médios das equações (2.26), (2.27) e (2.28):

$$\langle \mathcal{N} \rangle = \mathcal{N}_0 e^{-(r^2 + \delta^2/2)} I_{1M}(x, \delta, \Omega) + \mathcal{N}_d \quad (2.34)$$

$$\langle \vec{\nabla}\mathcal{N}_x \rangle = -2\mathcal{N}_0 e^{-(r^2 + \delta^2/2)} (x I_{1M}(x, \delta, \Omega) + \delta I_{2M}(x, \delta, \Omega)) \quad (2.35)$$

$$\langle \vec{\nabla}\mathcal{N}_y \rangle = -2\mathcal{N}_0 e^{-(r^2 + \delta^2/2)} y I_{1M}(x, \delta, \Omega) \quad (2.36)$$

em que:



$$I_{1M}(x, \delta, \Omega) \equiv \langle I_1(x, \delta, \Omega, t) \rangle = \frac{\Omega}{2\pi} \int_{-\pi/\Omega}^{\pi/\Omega} I_1(x, \delta, \Omega, t) dt \quad (2.37)$$

$$I_{2M}(x, \delta, \Omega) \equiv \langle I_2(x, \delta, \Omega, t) \rangle = \frac{\Omega}{2\pi} \int_{-\pi/\Omega}^{\pi/\Omega} I_2(x, \delta, \Omega, t) dt \quad (2.38)$$

A partir dessas equações é possível obter as componentes do campo espacial de cargas em relação às coordenadas reduzidas  $x$  e  $y$ , que são dadas por:

$$E_x(x, \delta, \Omega) = \frac{E_0}{I_{1M}e^{-(r^2+\delta^2/2)} + R_d} + 2E_De^{-(r^2+\delta^2/2)} \frac{(xI_{1M} + \delta I_{2M})}{I_{1M}e^{-(r^2+\delta^2/2)} + R_d} \quad (2.39)$$

$$E_y(y, \delta, \Omega) = 2E_De^{-(r^2+\delta^2/2)} \frac{yI_{1M}}{I_{1M}e^{-(r^2+\delta^2/2)} + R_d} \quad (2.40)$$

As duas equações acima, (2.39) e (2.40), são as componentes do campo elétrico formado pelo padrão de speckle, em relação às coordenadas reduzidas. As seguintes definições foram utilizadas:

$$E_0 = \frac{j_0}{q\mu N_0} \quad (2.41)$$

$$E_D = \frac{D}{\mu W} \quad \text{com} \quad \frac{D}{\mu} = \frac{k_B T}{q} \quad (2.42)$$

$$R_d = \frac{\mathcal{N}_d}{\mathcal{N}_0} = \frac{\sigma_d}{\sigma_{ph}} \quad (2.43)$$

em que  $k_B$  é a constante de Boltzmann e  $T$  a temperatura.

A partir das equações dos campos elétricos (2.39) e (2.40) é possível obter o gráfico do campo médio total  $E_T = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$  em função das coordenadas espaciais reduzidas, conforme apresentado na Figura 2.4.

Com a expressão de campo  $E_x$  dada pela equação (2.39), podemos obter a expressão da densidade de corrente fotogerada ao longo do eixo  $x$ . Aqui denotaremos com uma barra superior a média espacial referente a essa densidade de corrente. Os limites de integração referem-se às posições no eixo  $x$  onde o campo elétrico é zero, isto é, estamos integrando somente onde o campo elétrico de cargas não é nulo.

$$\bar{j}_x(t) = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} q\mu \mathcal{N}(x, \delta, \Omega, t) E_x(x, \delta, \Omega) dx + \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} qD \vec{\nabla} \mathcal{N}_x(x, \delta, \Omega, t) dx \quad (2.44)$$

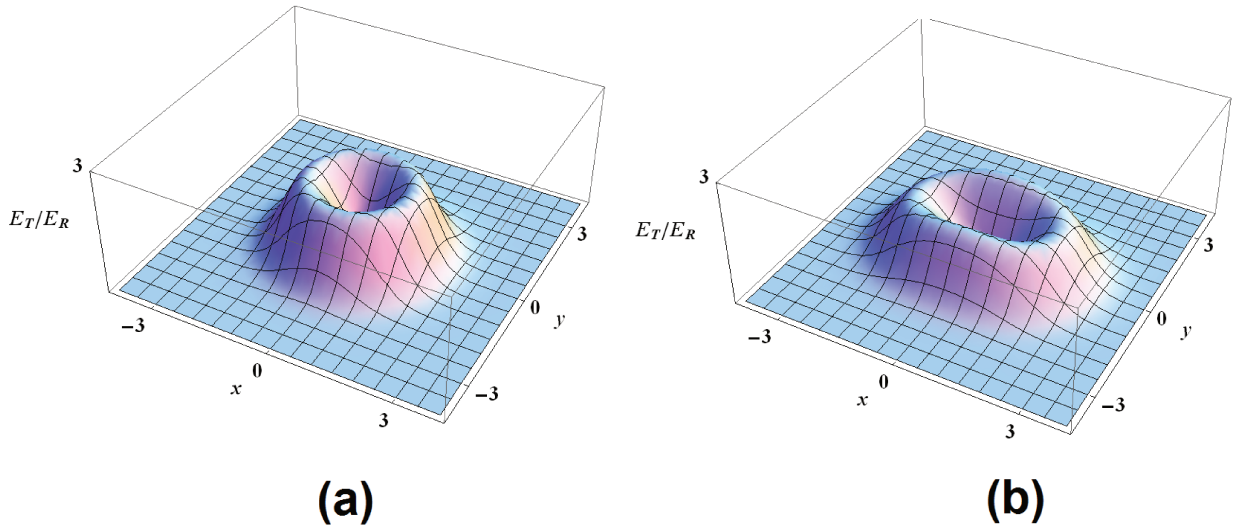


Figura 2.4: Campo espacial de cargas, considerando campo elétrico externo aplicado nulo ( $E_0 = 0$ ) e uma relação  $R_d = 0, 1$ . (a)  $\delta = 0, 1$  e (b)  $\delta = 1, 0$ .

$$\bar{j}_x(t) = \frac{j_D}{l} \int_{-l/2}^{l/2} \left[ \left( I_1 e^{-b^2} + R_d \right) \left( \frac{E_0/E_D + 2(xI_{1M} + \delta I_{2M})e^{-b^2}}{I_{1M}e^{-b^2} + R_d} \right) \right] dx + \frac{j_D}{l} \int_{-l/2}^{l/2} (-2e^{-b^2})(xI_1 + \delta I_2) dx \quad (2.45)$$

em que  $b^2 = r^2 + \delta^2/2$  e:

$$j_D \equiv q\mu\mathcal{N}_0 E_D \quad (2.46)$$

Para simulação da equação da densidade de corrente (2.45), podemos escrevê-la em termos de série de Fourier. Isso permite analisar os harmônicos M envolvidos:

$$\bar{j}_x(t) = \frac{a_0}{2} + \sum_{M=0}^{M=\infty} (a_M \cos M\Omega t + b_M \sin M\Omega t) \quad (2.47)$$

tal que

$$a_M = \frac{\Omega}{\pi} \int_0^{\pi/\Omega} \bar{j}_x(t) \cos(M\Omega t) dt \quad (2.48)$$

$$b_M = \frac{\Omega}{\pi} \int_0^{\pi/\Omega} \bar{j}_x(t) \sin(M\Omega t) dt \quad (2.49)$$

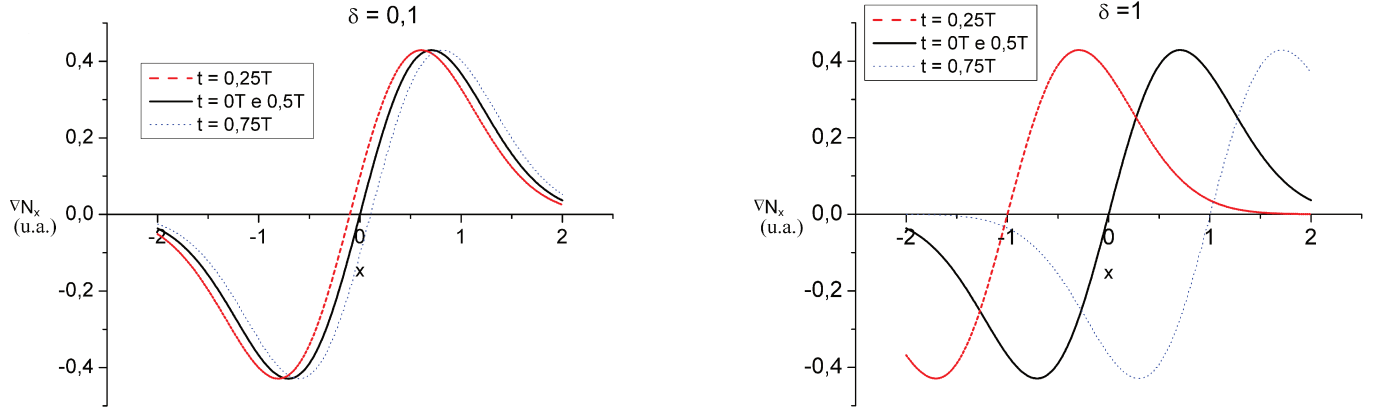


Figura 2.5: *Gradiente da densidade de elétrons livres em relação à coordenada  $x$ . Os gráficos mostram que o gradiente trata-se de uma função ímpar cujo centro depende do tempo  $t$  considerado.*

### 2.3.3 Revisão do Modelo Teórico

No modelo teórico anterior, o segundo termo da equação (2.45) da densidade média de corrente, referente ao termo de gradiente, foi tomado como nulo. Vamos mostrar que isso não é verdadeiro. O referido termo é:

$$qD\vec{\nabla}\mathcal{N}_x(x, \delta, \Omega, t) = j_D(-2e^{-b^2})(xI_1 + \delta I_2) \quad (2.50)$$

A Figura 2.5 apresenta gráficos de simulações do gradiente da densidade de elétrons livres, isto é,  $\vec{\nabla}\mathcal{N}_x$  da equação (2.50). Esses gráficos mostram que as curvas do gradiente são funções ímpares. Funções ímpares são aquelas anti-simétricas com respeito a determinada posição no eixo das abcissas.

Segundo a Figura 2.5, a curva da equação de  $\vec{\nabla}\mathcal{N}_x$ : está centrada em  $x = 0$  para um valor de  $t$  igual a um múltiplo semi-inteiro do período  $T$ ; está centrada em  $x = -\delta$  para  $t = (m + 0,25)T$ ; e em  $x = +\delta$  para valores de  $t = (m + 0,75)T$ , sendo “ $m$ ” um número inteiro. Para outros tempos, o centro da curva está em posições intermediárias.

Como a integral em um intervalo simétrico de uma função ímpar só é nula se a função está centrada em  $x = 0$ , podemos dizer que a integral do gradiente de elétrons livres é em geral não nula, isto é:

$$\frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} qD\vec{\nabla}\mathcal{N}_x dx \neq 0 \quad (2.51)$$

Portanto, fica provado que o termo do gradiente não é nulo. O fato de se desprezar esse termo influencia diretamente uma característica muito importante no modelo de força fotoeletromotriz pro-

duzida por um padrão de speckle, que é a posição do máximo de corrente. A existência desse máximo foi prevista e foi medida em trabalhos anteriores [10, 21, 23, 24].

## 2.4 Simulações do Efeito Foto-FEM por Speckle

O modelo apresentado de força fotoeletromotriz induzida por um padrão de speckle oscilante conduziu-nos a obtenção da densidade de corrente fotogerada - equação (2.45) - bem como a sua decomposição em série de Fourier - equação (2.47)- e seus harmônicos. A partir das duas equações citadas, foram feitas simulações visando a obtenção da corrente de primeiro e segundo harmônicos, com  $M = 1$  e  $M = 2$ , respectivamente. Ainda com respeito às simulações, foram feitas análises do efeito da aplicação de um campo elétrico externo na amostra e do efeito da mudança de  $R_d$  (razão entre a condutividade no escuro e a fotocondutividade).

Em todas simulações, exceto quando dito algo contrário, foram utilizados os valores apresentados na Tabela 2.1 para os parâmetros da equação de densidade de corrente (2.45). Todas curvas estão normalizadas de forma que o valor máximo seja sempre 1.

Tabela 2.1: Valores Utilizados nas Simulações

Parâmetro	Valor da Simulação
$R_d$	0,1
W	$1\mu m$
$E_D^*$	25 kV/m
$\sigma_0^\dagger$	$0,3 \mu S$

\* :  $E_D = k_B T / W = 25mV / 1\mu m$  à temperatura ambiente.

†: valor da condutividade para o CdTe:V (consulte tabela sobre CdTe:V).

### 2.4.1 Simulação do Primeiro Harmônico

As Figuras 2.6 e 2.7 apresentam gráficos da simulação do primeiro harmônico da fotocorrente. Aqui não consideramos a aplicação de campo elétrico externo, isto é, foi utilizado  $E_0 = 0$ .

O gráfico da Figura 2.6 mostra a existência de um máximo na fotocorrente. Isso implica que o sinal foto-fem aumenta gradualmente com o aumento da amplitude de vibração, mas a partir de certo ponto, não há mais aumento e sim uma queda. Esse máximo ocorre para um certo valor de amplitude de vibração reduzida que denominaremos  $\delta_M$ . Observe que a posição do máximo  $\delta_M$  depende somente

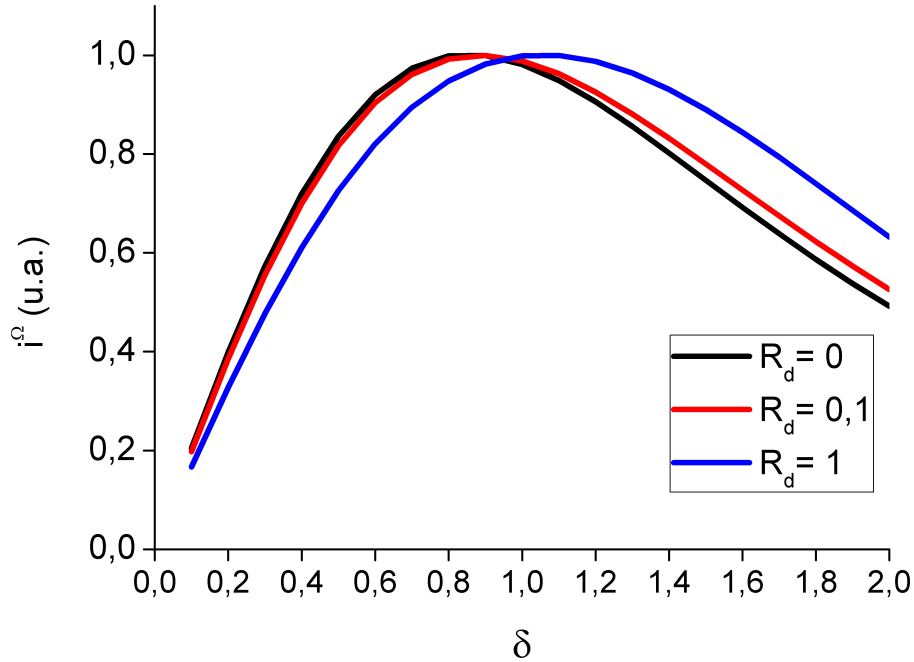


Figura 2.6: *Variação da posição do máximo para diferentes valores de  $R_d$ .*

da razão  $R_d$  entre a condutividade no escuro e a fotocondutividade. Aparentemente, quanto maior for o valor dessa razão, maior será o valor da posição de máxima corrente.

No gráfico da Figura 2.7 é possível perceber que curvas de diferentes frequências se sobrepõem. Isso implica que a posição do máximo  $\delta_M$  é a mesma para todas as curvas de frequências (dentro dos limites válidos da teoria, isto é, quando o tempo de reconstrução do campo de cargas for muito maior do que o período de vibração).

Nas simulações de primeiro harmônico, considerando ausência de campo elétrico externo, a única contribuição relevante foi a do termo de seno  $b_1$ , pois o termo de cosseno  $a_1$  foi sempre nulo.

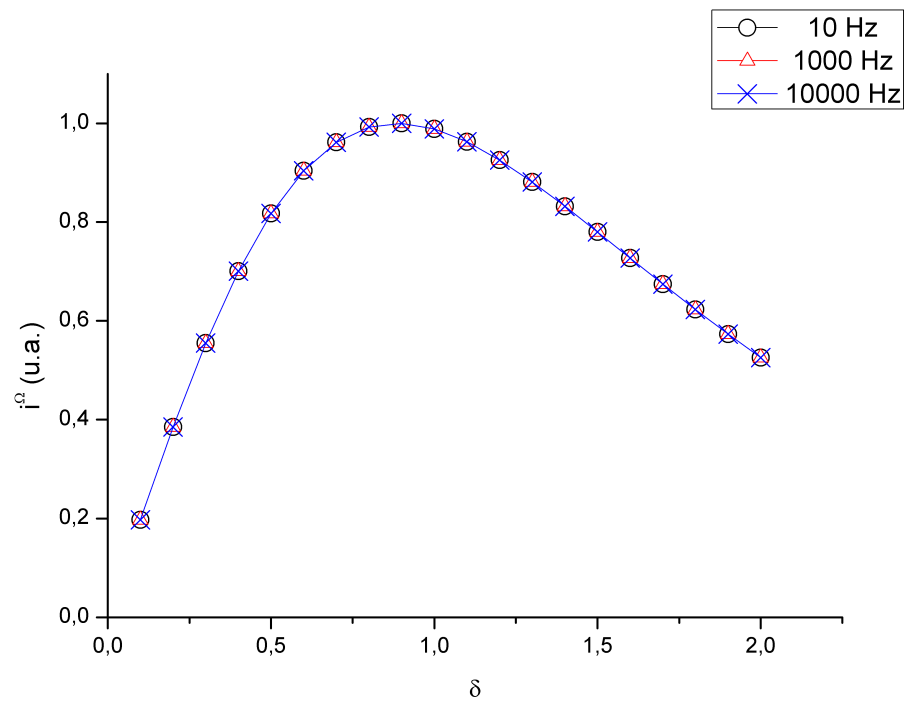


Figura 2.7: Simulação do primeiro harmônico da fotocorrente para curvas de diversas frequências evidenciando a sobreposição.  $R_d = 0,1$ .

## 2.4.2 Simulação do Segundo Harmônico

O mesmo procedimento adotado para simulação do primeiro harmônico de corrente fotocorada foi utilizado para simulação do segundo harmônico, bastando apenas usar o valor de  $M=2$  na simulação da equação da densidade de corrente escrita em série de Fourier (equações (2.45) e (2.47)). Foi considerado  $R_d = 0,1$  e campo externo nulo. A Figura 2.8 apresenta o gráfico da simulação.

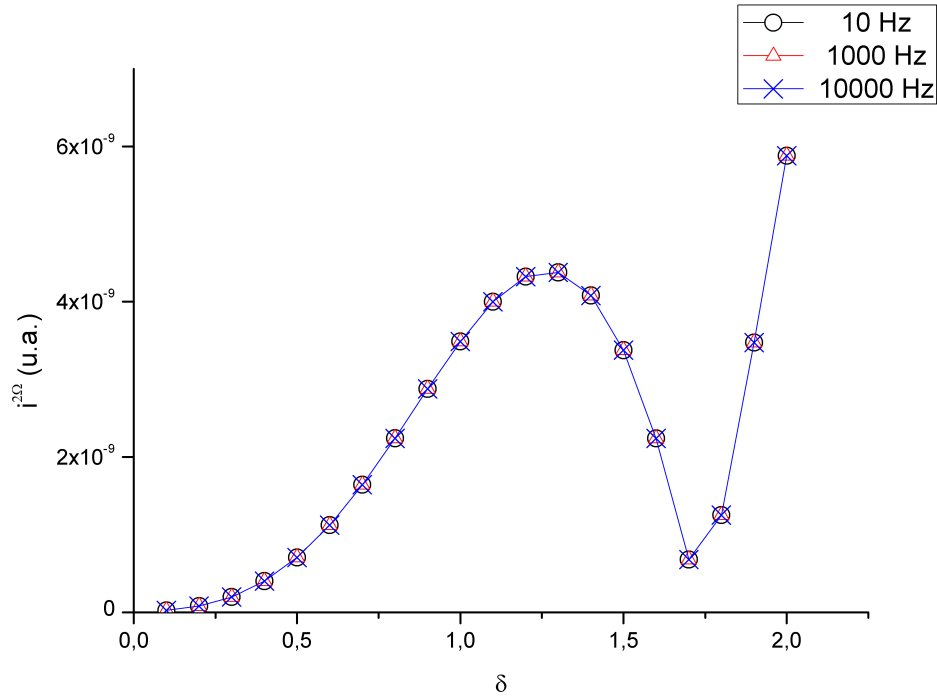


Figura 2.8: Simulação do segundo harmônico da fotocorrente para diversas frequências na situação de não aplicação de campo elétrico externo e  $R_d = 0,1$ . É possível observar que os valores de corrente do segundo harmônico são muito menores do que os de primeiro harmônico.

Ao se comparar as simulações do primeiro e segundo harmônicos, Figura (2.7) e Figura (2.8), é necessário observarmos a grande diferença da ordem de grandeza da corrente dos gráficos. Vale ressaltar que os valores apresentados para a corrente de segundo harmônico estão normalizados pelo mesmo fator utilizado para normalização da corrente de primeiro harmônico. Tal constatação evidencia a irrelevância do segundo harmônico para obtenção de informações relativas à vibração, no caso de não aplicação de campo elétrico externo.

Nas simulações de segundo harmônico, considerando ausência de campo elétrico externo, a única contribuição relevante foi a do termo de cosseno  $a_2$ , pois o termo de seno  $a_2$  foi sempre nulo.

### 2.4.3 Efeito de Campo Elétrico Externo Aplicado

Para podermos estimar possíveis benefícios advindos da aplicação de um campo elétrico externo ao fotoconductor, em um experimento de speckle foto-fem, foram feitas simulações para o primeiro e segundo harmônicos de fotocorrente. O procedimento é o mesmo das seções anteriores, mas atribuindo valor ao parâmetro  $E_0$ . A Figura (2.9) abaixo apresenta os resultados obtidos.

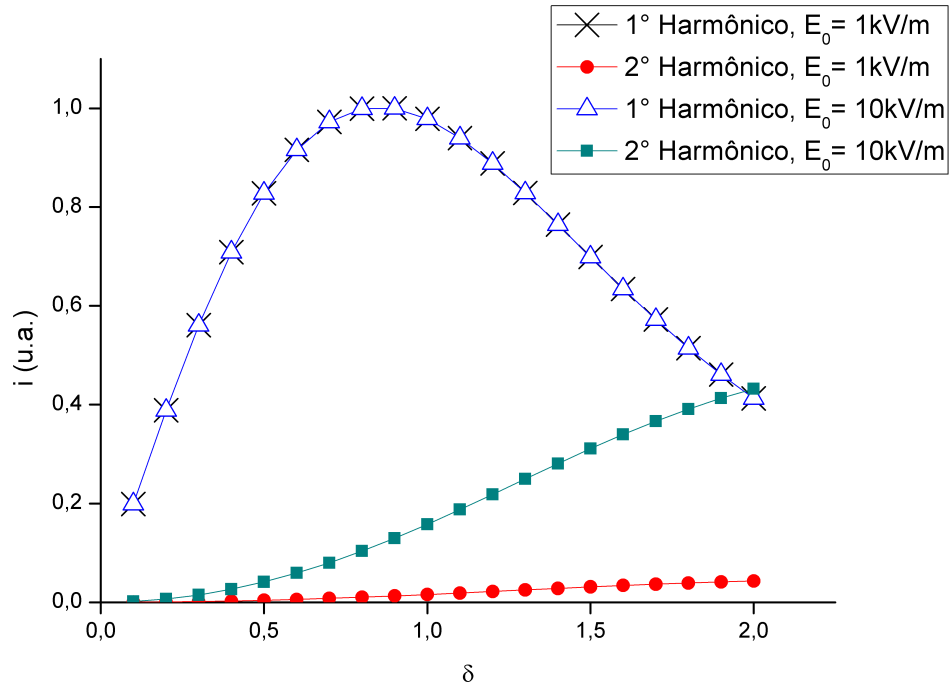


Figura 2.9: Simulação do efeito de campo elétrico externo aplicado. Observa-se que a presença de um campo externo não altera a posição do máximo.

A aplicação de uma tensão de 1V entre os eletrodos do cristal corresponde a aplicação de um campo elétrico de aproximadamente  $E_0 = 1000 \text{ V/m} = 1 \text{ kV/m}$ , devido as dimensões dos cristais. Assim, para uma tensão de 10V aplicados ao cristal, teremos um campo elétrico correspondente de  $E_0 = 10 \text{ kV/m}$ .

Pela Figura 2.9, curvas superpostas preta e verde, é possível observar que campos elétricos externos não alteram a corrente do primeiro harmônico, no que diz respeito à forma da curva e a localização do máximo de corrente. Por outro lado, a aplicação de campos externos alteram os valores da corrente de segundo harmônico, conforme a curva azul.

É necessário observar que o campo elétrico gerado pela distribuição de cargas dentro do material, que chamamos  $E_D$ , possui magnitude da ordem de 25 kV/m. Portanto, para que haja alguma mudança



significativa na fotocorrente é necessário a aplicação de um campo elétrico externo  $E_0$  da mesma ordem de grandeza que  $E_D$  ou maior. Isso é evidenciado pela curva azul da Figura 2.9.

#### 2.4.4 Principais Características das Simulações

Dentre os principais resultados que pudemos observar nas simulações, podemos citar:

- Ocorrência de um máximo na fotocorrente.
- A posição do máximo ocorre para uma amplitude de vibração reduzida  $\delta$  que só depende de  $R_d$  (razão entre a condutividade no escuro e a fotocondutividade). Os possíveis valores da posição do máximo, segundo a Figura 2.6, estão no intervalo de 0,9 e 1,1.
- Curvas de frequência se superpõem. Isso implica que a posição do máximo é a mesma para todas as curvas de frequências (dentro dos limites válidos da teoria, isto é, quando o tempo de reconstrução do campo de cargas é muito maior do que o período de vibração).
- A corrente de segundo harmônico possui valores muito inferiores a de primeiro quando não há campo elétrico externo aplicado na amostra.
- A aplicação de um campo elétrico externo não altera os resultados da corrente de primeiro harmônico, mas altera os de segundo harmônico, de acordo com as simulações.

# Capítulo 3

## Descrição Experimental

Este capítulo aborda os materiais fotorrefrativos usados bem como a descrição da montagem experimental.

### 3.1 Cristais Fotorrefrativos

Cristais fotorrefrativos são materiais fotocondutores e eletro-ópticos. O efeito fotorrefrativo é o que permite o registro óptico de informação através de modulação do índice de refração. Além disso, tais materiais podem apresentar outros efeitos tais como efeito magneto-óptico, atividade óptica, piezoelectricidade, fotocromismo e etc. Tais características tornam esses materiais muito interessantes para aplicações [1–3]. Em nossos experimentos, utilizamos dois fotorrefrativos diferentes: o semicondutor CdTe:V (rotulado CdTeVBR4Z1Mb) e o cristal da família das sillenitas  $Bi_{12}TiO_{20}$  (chamado de BTO puro e rotulado BTO008).

#### 3.1.1 Telureto de Cádmio Dopado com Vanádio (CdTe: V)

Telureto de Cádmio é um semicondutor da família II-VI que possui estrutura cúbica de face centrada [1]. Este material distingui-se pelo seu potencial fotorrefrativo devido ao valor elevado de seu coeficiente eletro-óptico [25,26]. Além disso, cristais de CdTe são fotossensíveis para comprimentos de onda da faixa do infravermelho (vide Figura 3.1), que constitui uma região de importância tecnológica devido a fabricação de detectores de radiação [27]. Este material também mostrou-se importante no processamento de informações (devido a um tempo de resposta muito curto cuja origem está na alta mobilidade elétrica de portadores) e em células fotoelétricas de alta eficiência [27,28].

Em holografia, uma baixa condutividade no escuro permite uma duração maior da informação

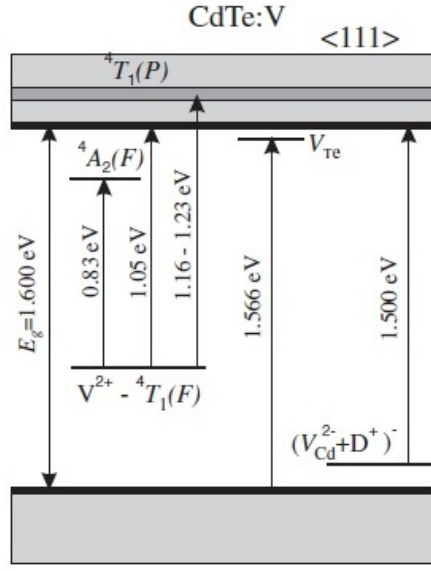


Figura 3.1: Níveis de energia do CdTe:V. Nota-se que a diferença de energia entre o nível associado ao íon  $V^{2+}$  e a banda de condução é um valor entre 1,16 e 1,23 eV. Esses valores justificam a utilização de luz de comprimento de onda de 1064nm (energia fotônica de 1,2eV) para a geração do efeito foto-fem no CdTe:V. Adaptado de [29].

armazenada. Em experimentos de speckle foto-fem, uma baixa condutividade no escuro implica em um baixo valor na relação condutividade no escuro/fotocondutividade ( $R_d$ ) que, por sua vez, implica em uma fotocorrente maior [10].

A Tabela 3.1 apresenta valores de algumas características relevantes para a formação da fotocorrente de um padrão de speckle.

Tabela 3.1: Propriedades Físicas do Telureto de Cádmio (CdTe)

	$\sigma_d$ $(\Omega.m)^{-1}$	$\sigma_0$ $(\Omega.m)^{-1}$	$R_d$	Ref.
CdTe:V	$0,1 \times 10^{-6}$	...	...	[25]
CdTe:Mn:V	$0,01 \times 10^{-6}$	$19 \times 10^{-6}$	$0,5 \times 10^{-3}$	[5]

Com relação à razão entre a condutividade no escuro e a fotocondutividade, correspondente a equação (2.43), pode-se observar da Tabela 3.1, que  $R_d$  possui um valor da ordem de  $10^{-3}$ . Na simulação feita sobre a fotocorrente de primeiro harmônico, da Figura 2.6, a razão  $R_d$  foi variada de 0 a 1, ou seja, o intervalo da simulação abrange o valor de  $R_d$  apresentado nesta tabela. Sendo

assim, de acordo com a simulação e com a tabela, espera-se que a posição de ocorrência do máximo na fotocorrente seja  $\delta_M = 0,9$ , em um experimento de foto-fem por speckle utilizando o cristal de CdTe:V.

### 3.1.2 Titanato de Bismuto ( $Bi_{12}TiO_{20}$ )

Cristais de  $Bi_{12}TiO_{20}$  compõem a família das sillenitas cuja estrutura é cúbica de corpo centrado de grupo espacial I23. O tetraedro regular formado por  $TiO_4$  ocupa os vértices e o centro da célula unitária. A importância desses cristais está relacionada a diversa gama de propriedades que apresentam, entre as quais, pode-se citar, o efeito eletro-óptico e elasto-óptico, atividade óptica e efeito piezoelétrico. Além disso, possuem uma baixa condutividade no escuro o que torna os cristais de BTO potencialmente promissores em aplicações como sendo os meios de gravação reversível, seja para holografia ou processamento de imagens [1–4].

A Figura 3.2 apresenta os níveis de energia do cristal  $Bi_{12}TiO_{20}$  não dopado. A diferença de 2,2 eV entre o nível de Fermi e a banda de condução desse material justificam o uso de um laser de comprimento de onda de 532nm (energia fotônica de 2,3 eV) para geração do efeito de força fotoeletromotriz.

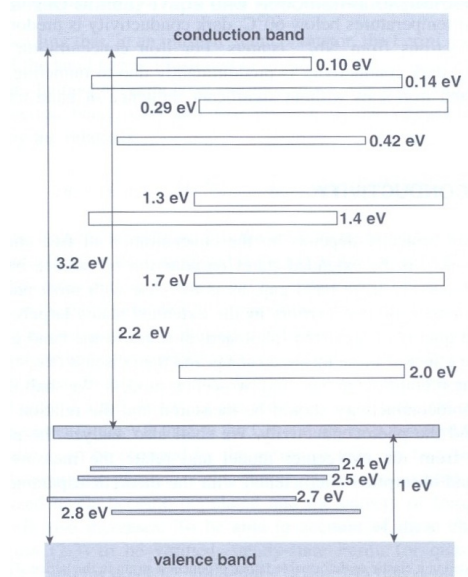


Figura 3.2: Níveis de energia do  $Bi_{12}TiO_{20}$ , onde se pode ver a diferença entre o nível de Fermi e a banda de condução é 2,2 eV. Luz de comprimento de onda de 532nm (energia fotônica aproximadamente igual a 2,3eV) é capaz de gerar elétrons, a partir do nível de Fermi, tornando-os livres para se moverem na banda de condução. Extraído de [1].

Em oposição ao que ocorre com CdTe, em cristais de BTO, a adição de impurezas aumenta a condutividade no escuro, o que é prejudicial para aplicações. Tal constatação é evidenciada pelo fato de que em BTO não dopado, a condutividade no escuro é da ordem de  $10^{-14}\Omega^{-1}m^{-1}$ , enquanto que a adição de Ce aumenta algo em torno de 150 vezes essa condutividade e a adição de V acarreta um aumento de mais de 100000 vezes na condutividade no escuro [18].

Tabela 3.2: Propriedades Físicas do Titanato de Bismuto ( $Bi_{12}TiO_{20}$ )

	$\sigma_d$ $(\Omega.m)^{-1}$	$\sigma_0$ $(\Omega.m)^{-1}$	$R_d$	Ref.
BTO	$3,5 \times 10^{-14}$	...	$0,3 \times 10^{-3}$	[18]
BTO: Ce	$500 \times 10^{-14}$	...	0,5	[18]
BTO: V	$6 \times 10^{-9}$	...	...	[18]

A partir dos dados da Tabela 3.2, vemos que  $R_d$  apresenta valores entre  $0,3 \times 10^{-3}$  e 0,5. Segundo a simulação da Figura 2.6 o valor esperado de amplitude reduzida de vibração para ocorrência do máximo na fotocorrente é de  $\delta_M = 0,9$ , em um experimento de efeito foto-fem por speckle, assim como descrito no caso do CdTe:V.

## 3.2 Circuito Amplificador de Transimpedância

A força fotoeletromotriz induzida pelo rápido deslocamento de um padrão luminoso em um cristal fotorrefrativo gera uma corrente AC cujo primeiro harmônico pode ser medido e relacionado com as características oscilatórias desse padrão. Utilizando uma amostra fotocondutora que esteja curto-circuitada e um amplificador lock-in é possível medir diretamente a corrente de primeiro harmônico produzida por esse fenômeno, conforme feito em outros trabalhos [10, 20].

A fim de melhorar o sinal coletado da fotocorrente, no que diz respeito a estabilidade e a diminuição de ruídos, optou-se por utilizar um amplificador operacional. O regime de atuação desse op-amp é o de transimpedância, isto é, convertendo um sinal de corrente da entrada em um sinal de tensão na saída. Tal fato é importante, pois o instrumento de medida da fotocorrente, o lock-in, poder operar como amperímetro ou como voltímetro, porém é mais eficiente se utilizado como sendo este último medidor. Devido a geração de uma corrente alternada na amostra através do efeito foto-fem, o cristal fotocondutor pode ser visto como sendo uma fonte de corrente AC. A Figura 3.3 apresenta um esquema do circuito de amplificação utilizado.

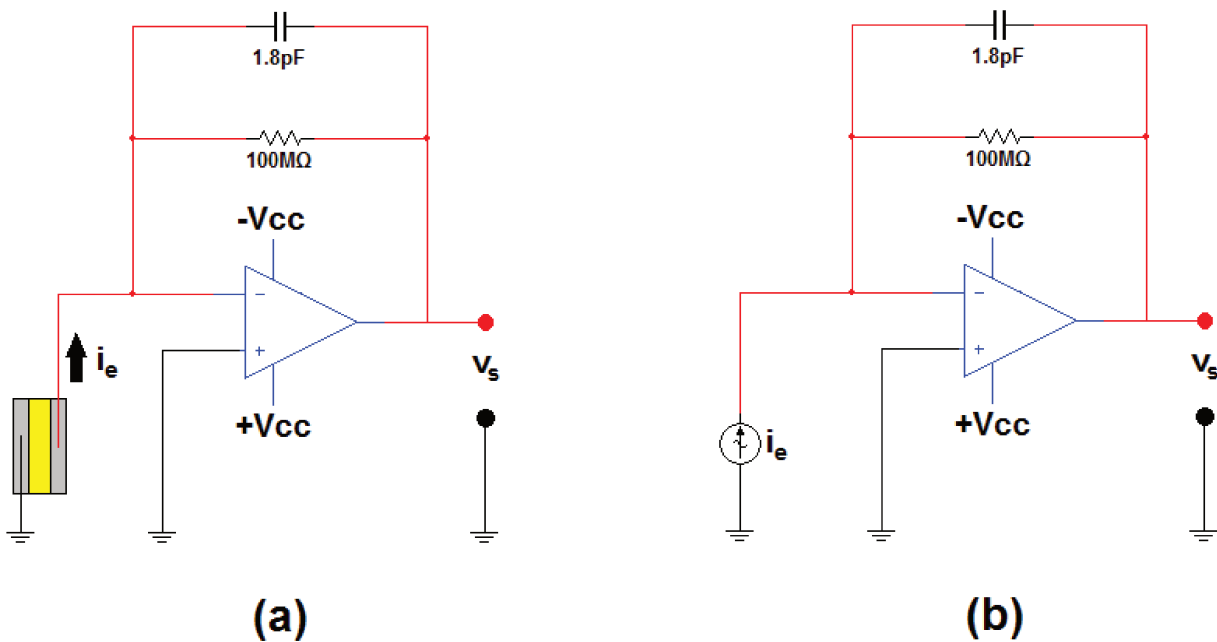


Figura 3.3: Esquema do do circuito de amplificação que opera em regime de transimpedância. (a) Cristal fotocondutor mostrando um dos eletrodos aterrado e o outro conduzindo a fotocorrente  $i_E$ , que é o sinal de entrada no amplificador. (b) Substituição da amostra fotocondutora por uma fonte de corrente AC devido a equivalência entre ambas em experimento de efeito foto-fem.

O amplificador operacional e o cristal fotocondutor foram acoplados a uma mesma placa isolante de formato circular com diâmetro de aproximadamente 60 mm. Em uma das faces, o cristal é fixado bem no centro da circunferência. Esta é a face em que haverá incidência de luz. Na face contrária, é fixado o amp-op e todos os demais componentes eletrônicos. A resistência de ganho utilizada foi de  $R_G = 100\text{M}\Omega$  a qual está em paralelo com um capacitor de 1,8pF. Sendo assim, a frequência de corte de -3dB para o circuito é de, aproximadamente, 885 Hz. Isso significa que o circuito possui uma impedância de realimentação de  $100\text{M}\Omega$  para frequências muito menores que a frequência de corte e, na frequência de corte, a impedância é de  $0,707\text{M}\Omega$ , conforme o gráfico da Figura 3.4. A maioria dos experimentos de medida da fotocorrente foi feita no intervalo de frequências de 50Hz - 5KHz. Aqui é necessário ressaltar que em todos os casos a resposta do circuito de transimpedância foi considerada para corrigir o ganho.

A Figura 3.4 apresenta a resposta em frequência do circuito, tanto da transimpedância (módulo da razão entre a tensão de saída e a corrente de entrada no amplificador) quanto da fase. Esses gráficos foram obtidos utilizando simulações do *Multisim*.

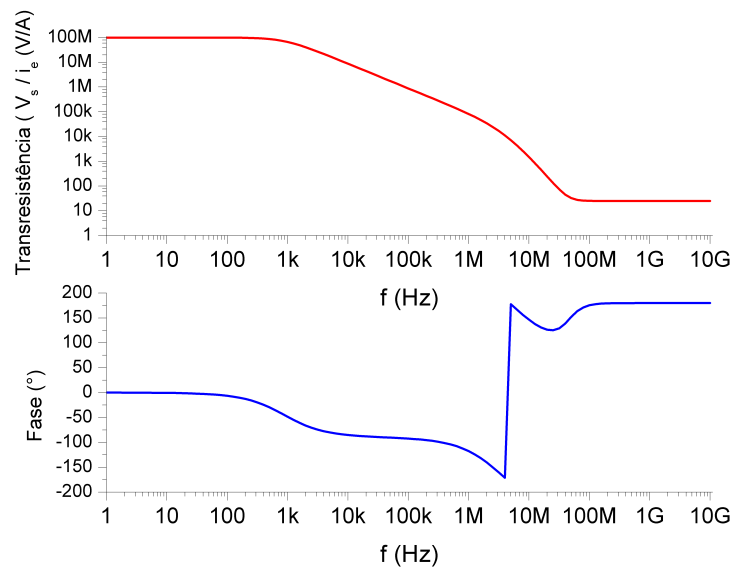


Figura 3.4: *Análise AC do circuito de amplificação. Simulação feita no software Multisim.*

### 3.3 Tipos de Eletrodos

A fim de testarmos a melhor configuração de eletrodos, foram feitos experimentos com três diferentes tipos, conforme ilustra a Figura 3.5. Os eletrodos utilizados foram feitos com tinta prata condutora.

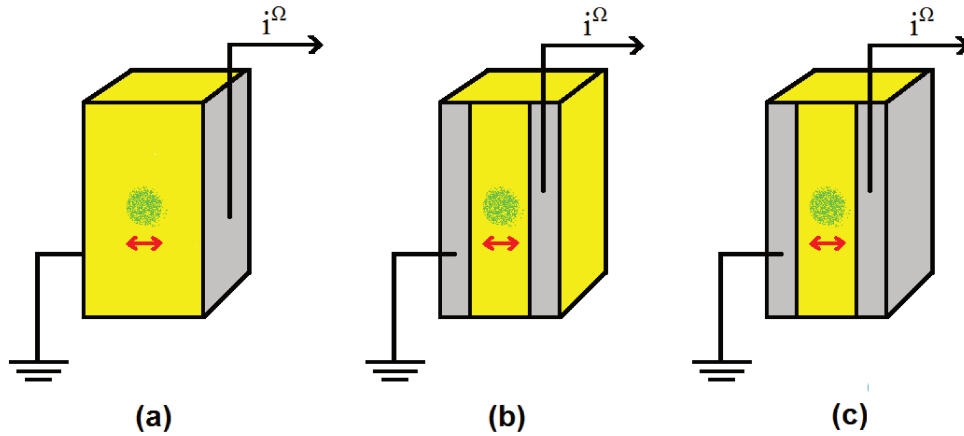


Figura 3.5: *Configuração dos eletrodos avaliados: (a) Eletrodo lateral; (b) eletrodo na superfície; (c) eletrodo lateral e na superfície. As faixas (bandas) em cinza representam os eletrodos (tinta prata) pintados sobre o cristal (amarelo). O círculo verde representa o padrão de speckle projetado sobre o cristal e a seta vermelha o sentido de oscilação do padrão luminoso.*

### 3.4 Montagem Experimental

A montagem experimental correspondente ao método de formação de speckle por reflexão está apresentada na Figura 3.6 <sup>1</sup>. Um feixe laser é direcionado a um alto-falante o qual possui uma fita retrorefletora em sua superfície. A amplitude e a frequência de vibração do alto-falante são controladas por um gerador de funções FG, que também providencia o sinal de referência para o amplificador lock-in LA (Modelo 5210 ECG Princeton Applied Research). Um velocímetro Doppler DV (Modelo LDV LX-2 da Luxsens) é usado para medida independente de amplitude de vibração do alto-falante. O feixe luminoso refletido é um padrão de speckle que é focalizado por uma lente sobre o cristal fotorrefrativo. O diâmetro da lente é de 25mm e sua distância focal de 50mm.

<sup>1</sup>Um outro método que pode ser utilizado é o de produção de speckle por transmissão no qual luz coerente atravessa uma pequena lâmina transparente despolida em ambas faces. Esse método foi utilizado por T.O.Santos e também por Mosquera [9, 10]



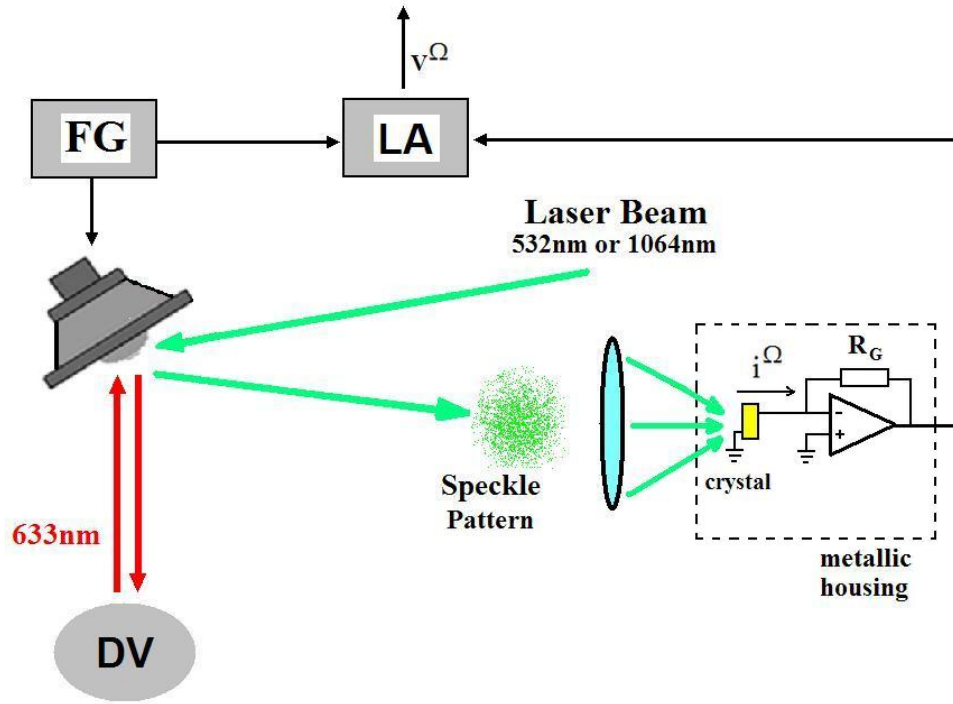


Figura 3.6: *Esquema da Montagem Experimental*

Estando a superfície refletora vibrando em certa frequência, o padrão de speckle formado pela reflexão terá a mesma frequência de oscilação. Esse padrão projetado sobre o material fotorrefrativo gera uma fotocorrente  $i^\Omega$  através do efeito foto-fem. O primeiro harmônico desta corrente possui a mesma frequência de vibração da superfície oscilante. A magnitude está relacionada com a amplitude e frequência de vibração do alto-falante. Esta corrente é amplificada através do uso de um amplificador operacional e convertida em um sinal de tensão  $v^\Omega$ , cujo primeiro harmônico é medido pelo amplificador lock-in. O cristal é colocado em um “housing” metálico para evitar perturbações de origem elétrica externa. A iluminação é produzida por um laser de Nd-Yag de 1064 nm ou por um laser de estado sólido cuja luz possui comprimento de onda de 532nm.

A Figura 3.7 mostra o housing utilizado. A placa onde estão fixos o cristal e os componentes eletrônicos é colocada dentro da peça metálica maior. A lente é acoplada ao housing por meio de uma rosca que permite a mudança da distância lente-cristal.

### 3.4.1 Medida de Amplitude de Vibração

O velocímetro Doppler da figura 3.6 é capaz de medir a amplitude e o período de oscilação do alto-falante, respectivamente,  $\Delta$  e  $T$ . É necessário ressaltar que essa técnica só permite medir a oscilação



(a)



(b)

Figura 3.7: (a) *Housing metálico e lente;* (b) *Face superior da placa eletrônica mostrando o cristal fotorrefrativo posicionado no centro.*

da componente que esteja ao longo da direção do feixe Doppler. Nesse caso, se o alto-falante está inclinado e formando um ângulo  $\theta$  com a direção do referido feixe, então somente a componente de  $\cos\theta$  da amplitude de vibração será medida. Quando o feixe sinal (responsável pela surgimento do efeito foto-fem) atinge a membrana vibrante, estando esta inclinada ou não, o padrão de speckle refletido e projetado sobre o cristal, terá a mesma amplitude e o mesmo período de oscilação da superfície que o gerou. Entretanto, o efeito foto-fem só é gerado pela componente transversal à direção de propagação do feixe sinal, que corresponde exatamente ao que é medido pelo velocímetro Doppler (o feixe de laser do LDV mede a componente de vibração ao longo da direção de incidência e possui incidência ortogonal a do feixe Doppler).

A amplitude de vibração  $\Delta$  é dada por [30]:

$$\Delta = \frac{v_{max}}{\Omega} = \frac{\lambda_D/2d_i}{2\pi f T d_o} \quad (3.1)$$

em que  $v_{max}$  é a velocidade máxima da superfície vibrante,  $\Omega$  é a frequência angular de vibração tal que  $\Omega = 2\pi f$ ,  $f$  é a frequência de vibração,  $\lambda_D$  é o comprimento de onda do feixe Doppler e que é igual a 670nm,  $T$  é o período de vibração para a velocidade máxima,  $d_o$  é a distância entre o alto-falante e a lente e  $d_i$  é a distância entre a lente e o cristal.

Essa é a amplitude de vibração do alto-falante. Como estamos interessados na amplitude de oscilação do padrão sobre o cristal, após ter sido focalizado pela lente, devemos considerar o tamanho após a magnificação  $M_l$ . Levando em consideração ainda a normalização pelo fator  $W$ , que corresponde

à metade do raio do speckle, temos:

$$\delta = \frac{\Delta}{W} M_l = \frac{d_l \lambda_D}{2,44\pi f T d_o \lambda} \quad (3.2)$$

em que  $d_l$  é o diâmetro da lente e  $\lambda$  é o comprimento de onda do feixe sinal (comprimento de onda do padrão de speckle).

### 3.4.2 Procedimento de Medida

Estando corretas todas as conexões elétricas para realização do experimento e estando o velocímetro Doppler corretamente alinhado, escolhe-se uma certa inclinação do feixe principal (luz utilizada para a produção de força fotoeletromotriz no fotocondutor) de modo que a maior parte da luz refletida pelo alto-falante seja direcionada até a lente. Isso é importante, pois quanto maior a quantidade de luz que chega até o cristal, maior será a corrente fotogerada.

Uma vez tendo cumprido esta etapa, já é possível medir algum sinal de corrente. No entanto, adota-se ainda um outro procedimento que consiste em mudar a posição do “housing” e alterar o foco da lente de forma a obter o máximo valor de sinal possível. O posicionamento é feito por um sistema de precisão micrométrica e o ajuste do foco é feito pela própria lente. É possível alterar ainda alterar a distância entre o cristal e a lente através do giro de uma rosca a qual dá sustentação à lente e a qual está acoplada ao “housing”.

A Figura 3.8 apresenta medidas do efeito foto-fem em um cristal de BTO iluminado com speckle de comprimento de onda de 532 nm. Curvas de mesma cor referem-se a um mesmo experimento. Aplica-se uma tensão de frequência de 400 Hz e amplitude controlada a um alto-falante por meio de um gerador de funções (vide o gráfico superior chamado de “Sinal Alto-Falante”). A vibração da membrana é medida pelo velocímetro Doppler e o sinal de saída consiste de várias franjas (vide o gráfico do meio). Quando a membrana inverte o sentido do movimento, sua velocidade é zero ocasionando uma indefinição na fase das franjas. No momento em que a frequência das franjas é maior, temos um menor período e a velocidade máxima da membrana, a qual permite calcular a amplitude de oscilação. O movimento do speckle sobre o fotocondutor gera, devido ao efeito de força fotoeletromotriz, uma fotocorrente cujo primeiro harmônico  $i^\Omega$  é amplificado e convertido em um sinal de tensão de primeiro harmônico  $v^\Omega$ , que é registrado pelo osciloscópio (vide gráfico inferior chamado “Sinal Foto-Fem”). Aqui pode-se notar que o sinal foto-fem possui a mesma frequência do sinal do alto-falante, estando apenas defasado.

Ainda com relação a Figura 3.8, é possível notar que a aplicação de um sinal de cerca de 50 mV (curva preta) ao alto-falante gera um certo número de franjas no sinal Doppler (3 franjas pretas) que corresponde a uma determinada amplitude de vibração. Neste caso, o sinal foto-fem obtido é de aproximadamente 2 mV. Uma outra situação ocorre quando se aplica uma tensão de 200 mV (curva azul) ao alto-falante. Nesse caso o número de franjas do sinal Doppler aumenta indicando uma diminuição do período das franjas e um aumento da amplitude de vibração. Quando a amplitude de vibração aumenta, o sinal foto-fem também aumenta (o aumento da amplitude de vibração causa, em geral, um aumento na fotocorrente; esse raciocínio é válido até a amplitude de vibração reduzida atingir o valor  $\delta_M$ , ponto a partir do qual, o aumento na amplitude diminui a fotocorrente gerada). Veja que agora o sinal foto-fem é de cerca de 10 mV.

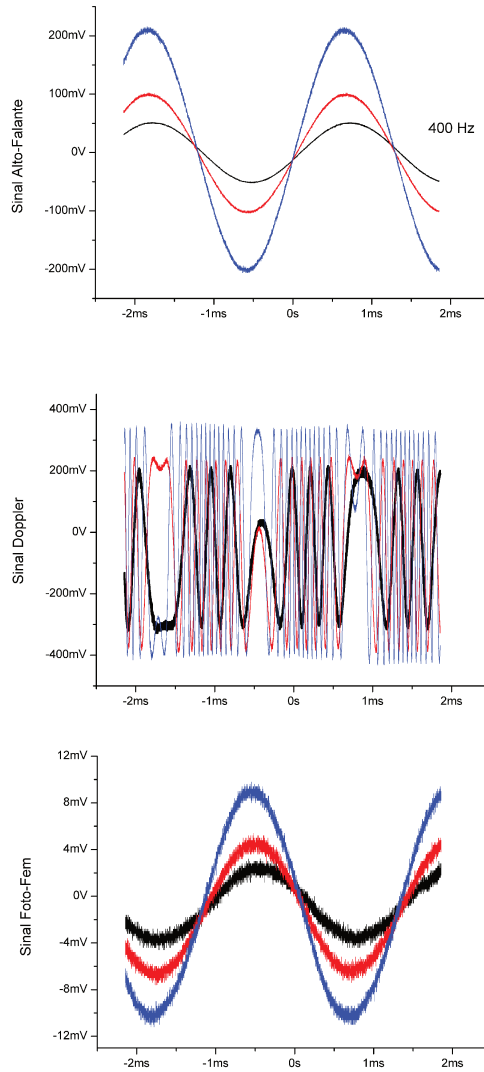


Figura 3.8: Medida do efeito foto-fem em BTO. A fotocorrente gerada pelo cristal, devido ao efeito de força fotoeletromotriz, possui uma componente de primeiro harmônico  $i^\Omega$ , que é amplificada e convertida em um sinal de tensão pelo op-amp e, em seguida, é medida e registrada por um osciloscópio. Curvas de mesma cor representam medidas de um mesmo experimento.

# Capítulo 4

## Resultados

### 4.1 Escolha da Configuração de Eletrodos

Um dos pontos mais importantes nos experimentos de força fotoeletromotriz induzida por speckle é a escolha do tipo de eletrodo adequado. Em princípio, é de se imaginar que o efeito foto-fem ocorra somente em uma camada próxima à superfície de incidência da luz no cristal. Nesse caso, o tipo de eletrodo mais apropriado seria o superficial, conforme mostrado na Figura 3.5. Se o efeito foto-fem ocorrer no volume do material, então o mais apropriado seria o eletrodo lateral. E se o efeito ocorrer tanto na superfície do cristal quanto no volume, o mais adequado seria a combinação desses dois eletrodos, isto é, utilizar eletrodos na superfície e nas laterais do cristal.

A Figura 4.1 mostra os resultados de um experimento feito com o cristal de BTO utilizando luz de comprimento de onda de 532 nm. Neste experimento, foi avaliado o desempenho de cada tipo de eletrodo, tendo sido mantidos todos os demais parâmetros experimentais constantes como a distância entre o alto-falante e a lente, que foi sempre de 380 mm, e a intensidade luminosa. Foi medida a tensão de saída após a amplificação em modo de transimpedância, mas os resultados são apresentados em termos da corrente do primeiro harmônico.

Nesta figura, notamos que as curvas azuis, vermelhas e verdes referem-se aos experimentos com os eletrodos lateral, superficial, e lateral e superficial, respectivamente. Variou-se também a frequência da vibração utilizada. Uma das primeiras informações que se pode obter dos gráficos apresentados é a ocorrência de um máximo na fotocorrente, independente do tipo de eletrodo e da frequência. Esse máximo ocorre para  $\delta_M$  próximo de 0,7 . As simulações teóricas previram a ocorrência desse máximo para um valor de  $\delta$  entre 0,9 e 1,1. No entanto, é importante ressaltar que a previsão de existência de um máximo foi verificada experimentalmente com sucesso.

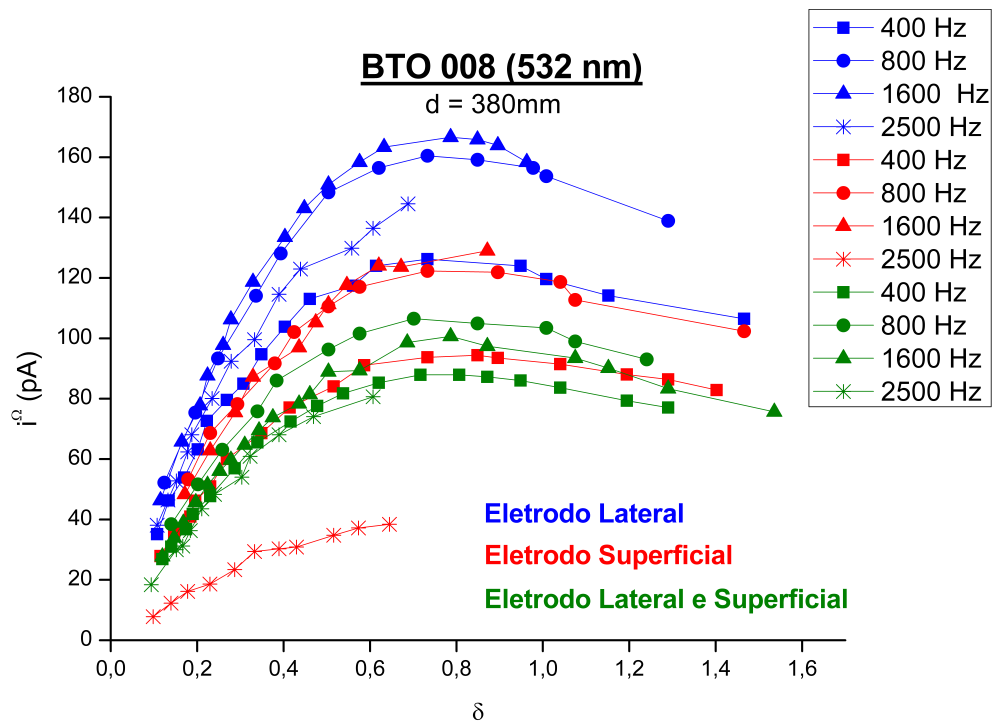


Figura 4.1: *Comparação de Eletrodos. Medida do primeiro harmônico da fotocorrente. Curvas de mesma cor referem-se ao mesmo tipo de eletrodo, mas em frequências diferentes. Um máximo de corrente ocorre para uma amplitude de vibração reduzida de aproximadamente  $\delta_M = 0,7$  seja qual for o tipo de eletrodo e em qualquer frequência.*

Ainda com relação à mesma figura, vemos que curvas feitas com um mesmo tipo de eletrodo, mas em diferentes frequências não se superpõem, diferentemente do previsto pela teoria, embora as curvas referentes aos eletrodos combinados lateral-superficial se aproximem um pouco mais do esperado teoricamente.

Por fim, pode-se perceber que os maiores valores de corrente de primeiro harmônico foram obtidos utilizando eletrodos laterais. Como é importante que se tenha maiores valores de corrente para uma mais fácil medida e aquisição de dados, optou-se por utilizar eletrodos laterais em todos os demais experimentos.

## 4.2 Validade do Modelo: Alterando o Tamanho do Speckle

A seção anterior conduziu-nos à escolha de eletrodos laterais para os experimentos de efeito foto-fem por speckle. Comprovamos a existência de um máximo na fotocorrente e que a posição desse máximo não se altera, seja qual for o eletrodo utilizado ou a frequência de vibração observada. No entanto, os experimentos foram feitos de forma que a distância entre a superfície vibrante e a lente fosse sempre constante, isto é, utilizando-se o mesmo tamanho de grão médio (speckle) e uma mesma magnificação da lente. Será que a posição do máximo foi uma coincidência devido a não se alterar as distâncias envolvidas?

A fim de responder a essa questão foram feitos experimentos em que a distância entre o alto-falante e a lente variasse. Nesses experimentos foram utilizados eletrodos laterais e uma mesma intensidade luminosa incidente sobre a superfície vibrante. Aqui é necessário fazer algumas considerações. Quando mudamos a distância entre a lente e o alto-falante, precisamos alterar a distância entre a lente e o cristal, de modo a focalizar o padrão de speckle bem no centro do material e de forma a obter o maior sinal possível. O procedimento de fazer o ajuste para obtenção de maiores sinais é essencial e foi descrito em “Procedimento de Medida”.

Um outro ponto a se considerar é o fato de que quando mudamos a distância, mudamos a quantidade de grãos luminosos que incide na amostra. O que acontece é que a luz que chega ao alto-falante possui sempre a mesma intensidade. Após ser difratada e refletida, o padrão de speckle formado se abre em forma de cone. Quanto maior a distância entre o ponto de reflexão e o observador, maior será o tamanho médio dos grãos e menor será a intensidade luminosa. Sendo assim, para distâncias maiores, como o número de grãos luminosos que chega até a lente focalizadora é menor, espera-se que o valor da corrente seja menor. No entanto, como a amplitude de vibração reduzida não depende do número de grãos e nem da intensidade, devemos ter a ocorrência do máximo sempre na mesma posição  $\delta_M$ .

A Figura 4.2 apresenta os resultados do experimento em que a distância foi variada. Três diferentes distâncias foram consideradas sendo que, nos gráficos, curvas de mesma cor representam o experimento feito numa mesma distância. O cristal analisado foi o BTO com eletrodo lateral e iluminação de 532 nm.

De acordo com a Figura 4.2 é possível notar o aparecimento do máximo na fotocorrente, sendo que este máximo é igual para todas as curvas de frequência de uma mesma distância considerada. Vemos que quanto maior a distância, menores são os valores de correntes obtidos. No caso das distâncias de 385mm e 700mm, vemos que o máximo ocorre aproximadamente em  $\delta_M = 0,7$  (mesmo valor dos



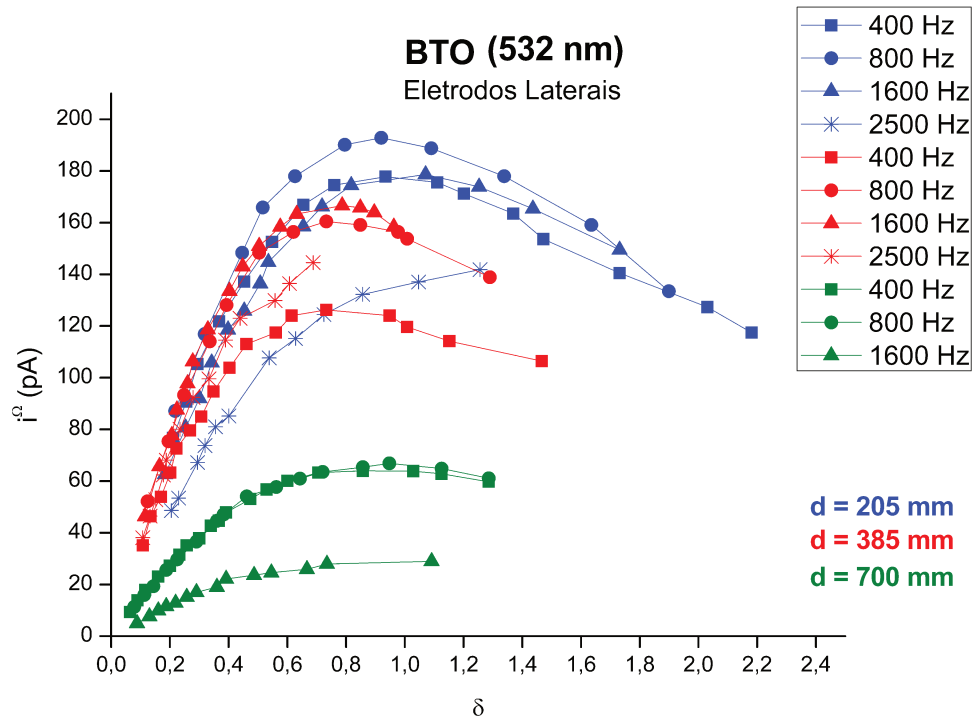


Figura 4.2: *Comparação de Distâncias.*

experimentos de variação de eletrodos). Para a distância de 205 mm, vemos que a posição do máximo é de  $\delta_M = 0,9$ . Esse valor está em contradição com os outros dois e também com os obtidos no experimento de variação do tipo de eletrodo. No entanto, esse valor está em acordo com a previsão teórica. Na seção “Titanato de Bismuto” há uma argumentação e uma explicação em que a previsão de ocorrência do máximo seria para o valor de  $\delta_M = 0,9$ .

Esses resultados mostram que a validade do modelo é boa. Mudamos o tamanho do speckle e a magnificação em que a lente estava operando e a posição do máximo não se alterou, no caso das distâncias de 385mm e 700mm. No caso da distância de 200mm, a posição do máximo verificada foi de 0,9, valor este que está em acordo com a teoria.

### 4.3 Medidas com $Bi_{12}TiO_{20}$

A Figura 4.3 apresenta os resultados obtidos do experimento de força fotoeletromotriz em um cristal de BTO, com eletrodos laterais e laser de comprimento de onda de 532 nm. A distância entre a superfície vibrante e a lente foi de 380mm.

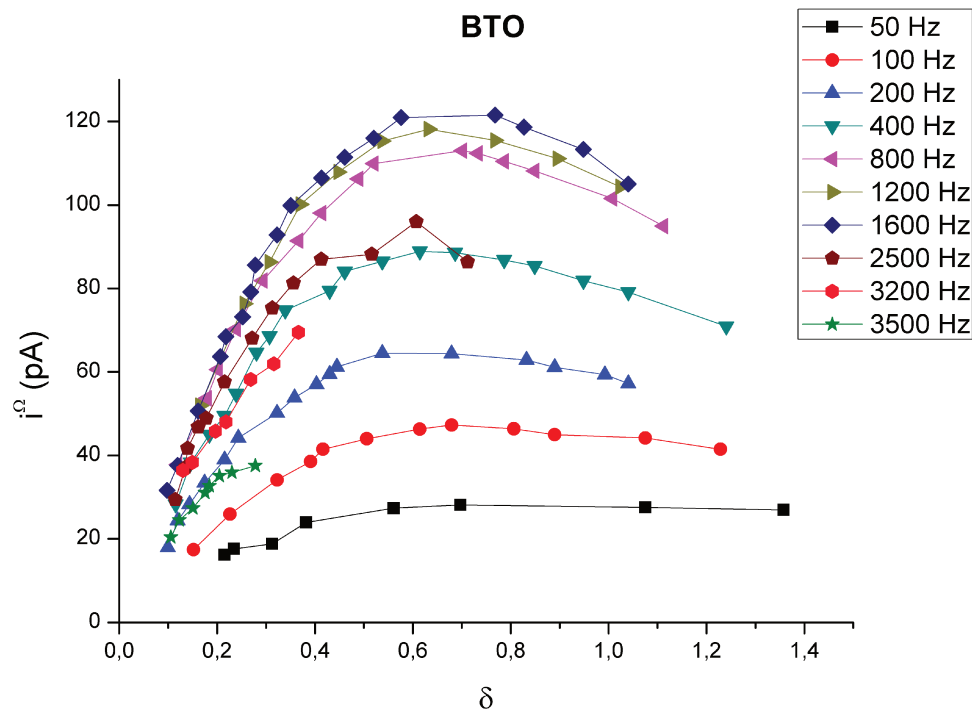


Figura 4.3: Medidas feitas com o cristal de BTO. É possível observar a ocorrência de um máximo na fotocorrente na amplitude de vibração reduzida  $\delta_M = 0,7$ . Curvas de diferentes frequências não se superpõem.

Segundo a Figura 4.3, pode-se notar a presença de um máximo na fotocorrente de primeiro harmônico, fato em acordo com a previsão teórica. No entanto, esse máximo ocorre para  $\delta_M = 0,7$  e não para 0,9, como previsto. Além disso, não há sobreposição de curvas de diferentes frequências.

É interessante perceber que apesar de não haver superposição de curvas, aparentemente todas elas possuem o mesmo formato. Uma maneira de verificar essa afirmação é normalizar cada curva de certa frequência pelo valor da máxima corrente obtida (quando houver um máximo). Isso significa que a máxima corrente normalizada de cada curva terá um valor de 1. A Figura 4.4 apresenta os resultados obtidos com esse procedimento.

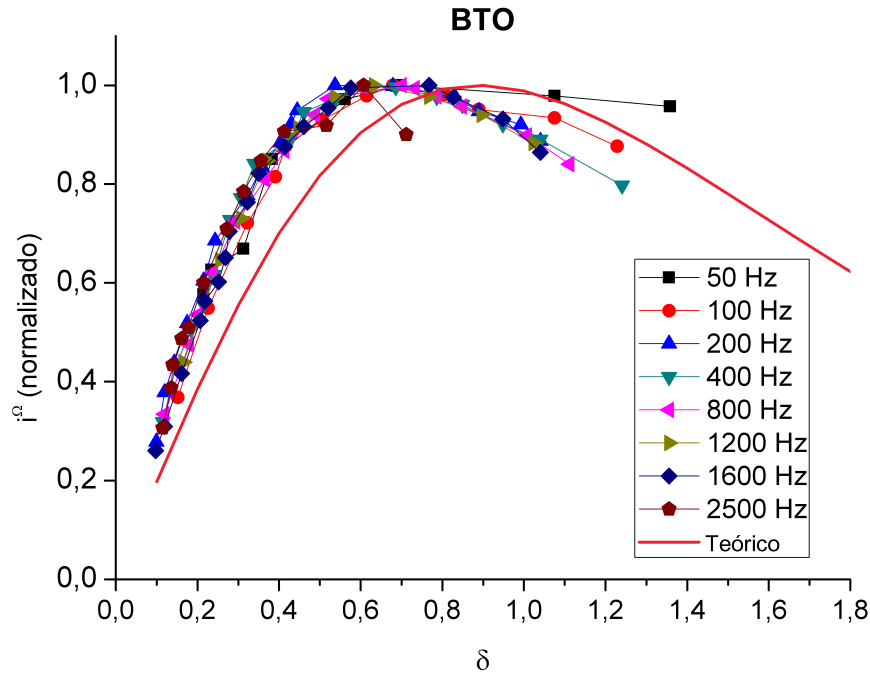


Figura 4.4: *Curvas normalizadas para o BTO . Cada uma das curvas da Figura 4.3 foi normalizada pelo valor de sua máxima corrente. A curva teórica evidencia a diferença entre a amplitude de vibração onde ocorre o máximo de corrente. Veja a semelhança entre o formato da curva teórica (linha contínua) e as curvas experimentais.*

Após a normalização das curvas de diferentes frequências das medidas de BTO, vemos que há ocorrência de superposição. Não foram normalizadas curvas em que não se encontrou um máximo na fotocorrente, como por exemplo, as curvas de frequências de 2500 Hz e 3200 Hz. A normalização mostra que o formato das demais curvas é o mesmo. A curva teórica da mesma figura apresenta forma semelhante às curvas experimentais e seu máximo está apenas deslocado.

A Figura 4.5 apresenta a resposta do sinal foto-fem no cristal de BTO para diversas frequências. As curvas vermelhas correspondem ao sinal do alto-falante; as curvas pretas correspondem ao sinal Doppler; e as curvas azuis ao sinal foto-fem. O intervalo de frequências considerado é o de correto funcionamento do alto-falante.

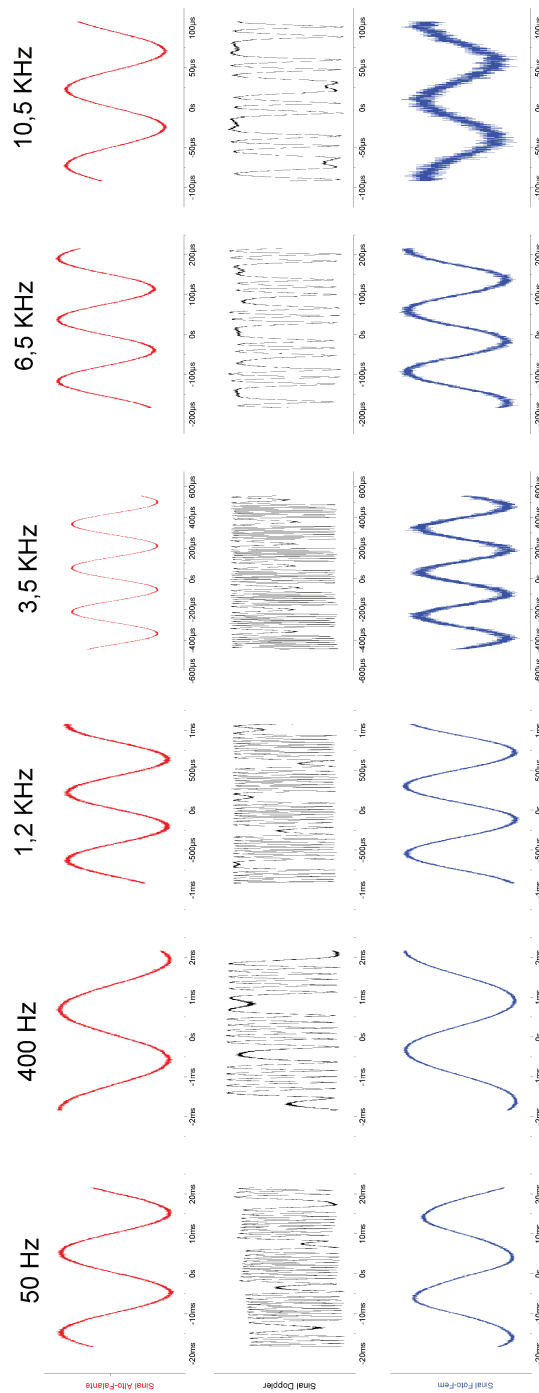


Figura 4.5: *Efeito foto-fem em BTO para diversas frequências. O sinal foto-fem possui a mesma frequência da superfície vibrante, isto é, do sinal do alto-falante. Os gráficos da medida por velocimetria Doppler foram colocadas para comparação.*

## 4.4 Medidas com CdTe:V

A Figura 4.6 apresenta os resultados do experimento de efeito foto-fem utilizando o semiconductor CdTe:V. Utilizou-se a configuração de eletrodos laterais e feixe laser de comprimento de onda de 1064 nm. A distância entre o alto-falante e a lente foi de 195 mm.

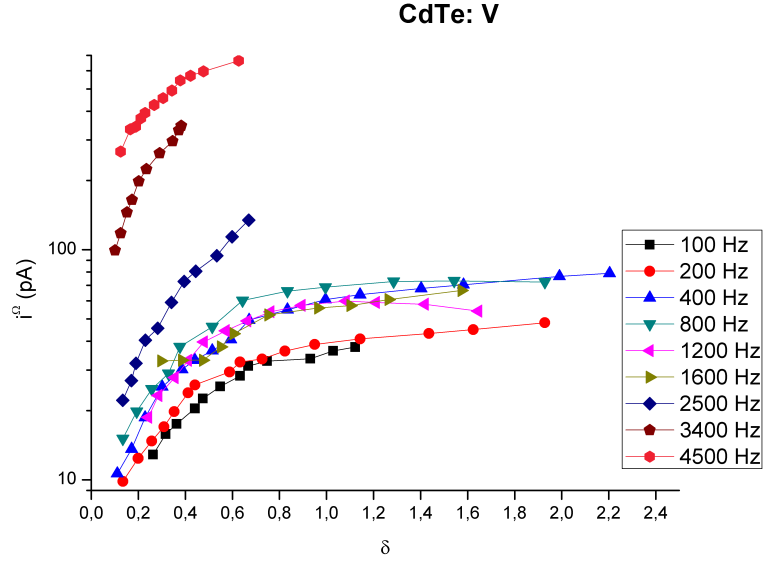


Figura 4.6: *Medidas com o semiconductor CdTe:V. Não há ocorrência de um máximo bem definido, mas sim uma saturação no intervalo de amplitude de vibração reduzida  $\delta$  correspondente a 0,7 e 0,9. O máximo previsto pela teoria é de  $\delta_M = 0,9$ .*

Nos experimentos realizados com CdTe:V não observamos a queda na fotocorrente após certa amplitude de vibração. Observa-se que existe um ponto a partir do qual não há mais aumento significativo de corrente, indicando uma saturação na capacidade de geração de mais portadores. No entanto, de acordo com a Figura 4.6 vemos que a saturação aparentemente ocorre para uma amplitude de vibração reduzida  $\delta$  de aproximadamente 0,7 a 0,9. Sendo assim, lembrando que pela teoria esperávamos um valor para o máximo de 0,9, conforme descrito na seção “Telureto de Cádmio”, podemos dizer que esse valor está dentro do intervalo de saturação.

A Figura 4.7 apresenta a resposta do sinal foto-fem no cristal de CdTe:V para diversas frequências. As curvas vermelhas correspondem ao sinal do alto-falante; curvas pretas correspondem ao sinal Doppler; e curvas azuis ao sinal foto-fem. O intervalo de frequências considerado é o de correto funcionamento do alto-falante.

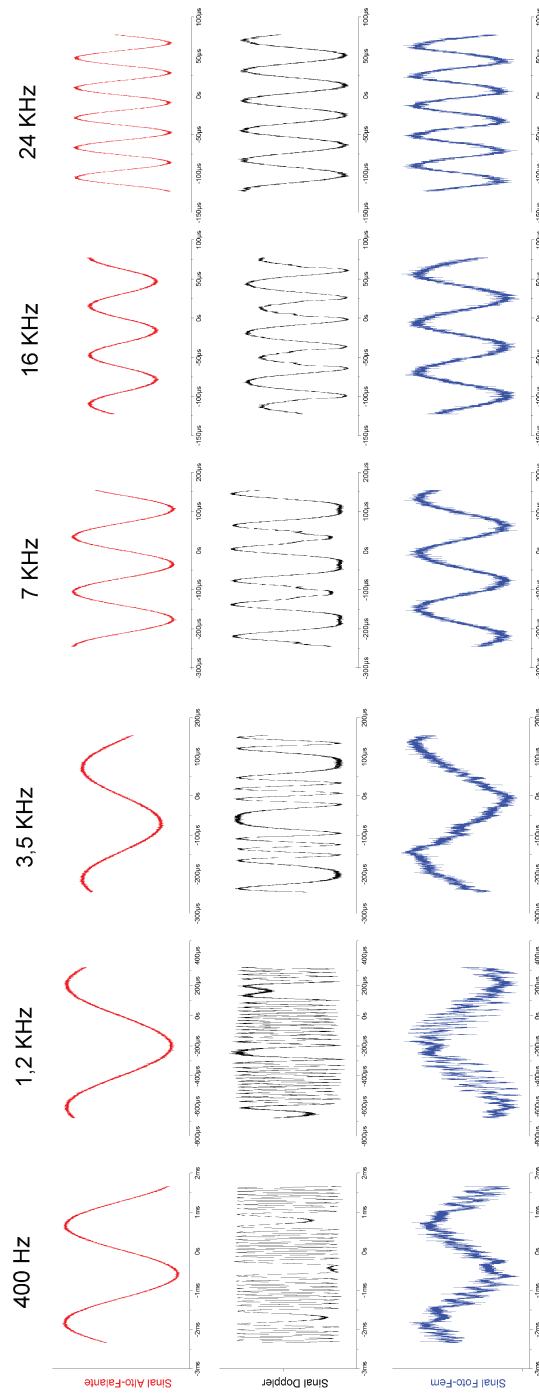


Figura 4.7: Efeito foto-fem em CdTe:V para diversas frequências. O sinal foto-fem possui a mesma frequência da superfície vibrante, isto é, do sinal do alto-falante. Os gráficos da medida por velocimetria Doppler foram colocadas para comparação.

## 4.5 Resposta em Frequência

A comparação entre a previsão teórica e os resultados experimentais mostram-se em acordo quando se trata da existência de um máximo na resposta em amplitude da fotocorrente. Por outro lado, há uma divergência quando se trata da sobreposição de curvas de diferentes frequências. As simulações apontam para a sobreposição (Figura 2.7), enquanto os experimentos apontam o contrário (Figura 4.3)

Para esclarecermos essa dúvida, foram feitos experimentos de força fotoeletromotriz por speckle considerando uma amplitude de vibração constante e variando apenas a frequência da oscilação, tanto para o cristal de BTO quanto para o CdTe:V. Os resultados podem ser vistos nas Figuras 4.8 e 4.9. Essas figuras mostram claramente que para uma amplitude de vibração constante, o sinal da corrente de primeiro harmônico depende da frequência de vibração do padrão luminoso. Sendo assim, podemos concluir que a simulação de primeiro harmônico é útil para confrontarmos a teoria com o experimento, no que diz respeito a existência de um máximo para a fotocorrente ocorrendo para uma amplitude de vibração  $\delta_M$ . Porém, sua utilidade já não é tão eficiente em relação às informações relativas à mudança de frequência do padrão luminoso. Esse fato decorre da aproximação que impusemos no início do modelo teórico ao considerarmos um estado estacionário de vibrações tal que o tempo de reconstrução do campo espacial de cargas fosse muito maior do que o período característico da vibração o qual, por sua vez, seria muito maior do que o tempo de vida do fotoelétron na banda de condução. Nesse estado estacionário, as derivadas temporais e espaciais das equações (2.3) e (2.4) são nulas e o modelo fica simplificado.

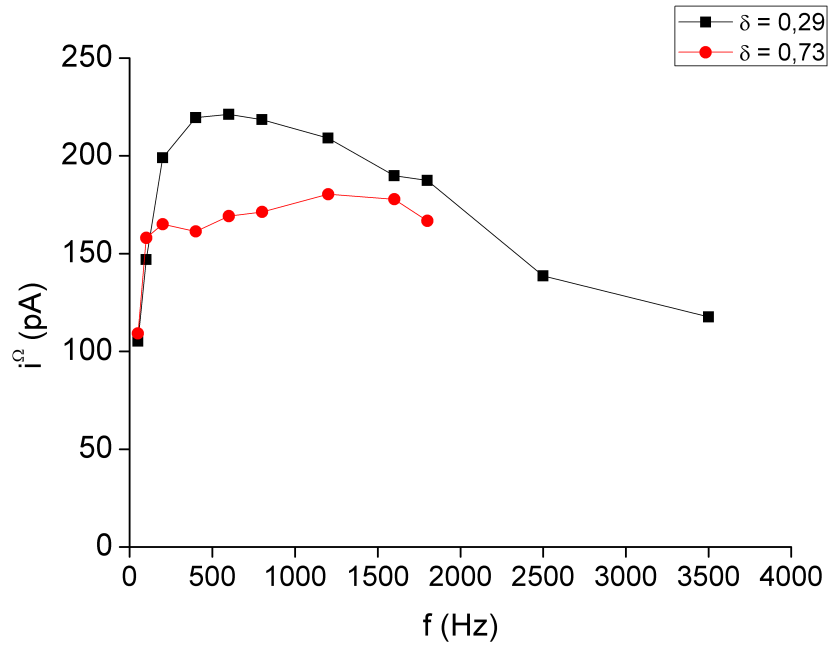


Figura 4.8: Resposta em frequência do efeito de força fotoeletromotriz por speckle na sillenita de BTO.

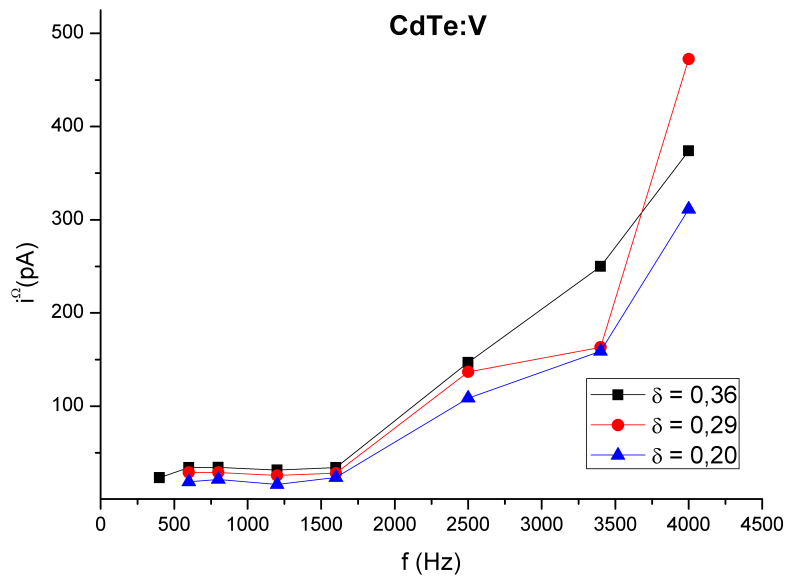


Figura 4.9: Resposta em frequência do efeito de força fotoeletromotriz por speckle no semiconductor CdTe:V.



Veja agora a Figura 4.10 (extraído de [31]) que apresenta gráficos do sinal foto-fem produzido por um padrão de franjas espacialmente oscilantes em um cristal de  $Bi_{12}SiO_{20}$ , da mesma família do BTO. No gráfico (a) é apresentado a fotocorrente em função da frequência de oscilação do padrão de franjas, tal que a amplitude de vibração constante utilizada foi de  $\Delta = 0,1\text{rad}$ , e considerando curvas com diferentes campos elétricos externos  $E_0$  aplicados. O gráfico (b) da Figura 4.10 é a resposta em frequência para um experimento semelhante ao de (a), mas sem aplicação de campo elétrico externo, em que aumentou-se a visibilidade das franjas para facilitar as medidas em frequências maiores. Esses gráficos mostram que o sinal foto-fem muda conforme muda a frequência de oscilação espacial do padrão luminoso, da mesma maneira como é observado no experimento de força foto-fem induzida por speckle da Figura 4.8. Interessante é o fato de as curvas da fotocorrente, tanto do caso de franjas quanto do caso de speckle, serem muito semelhantes.

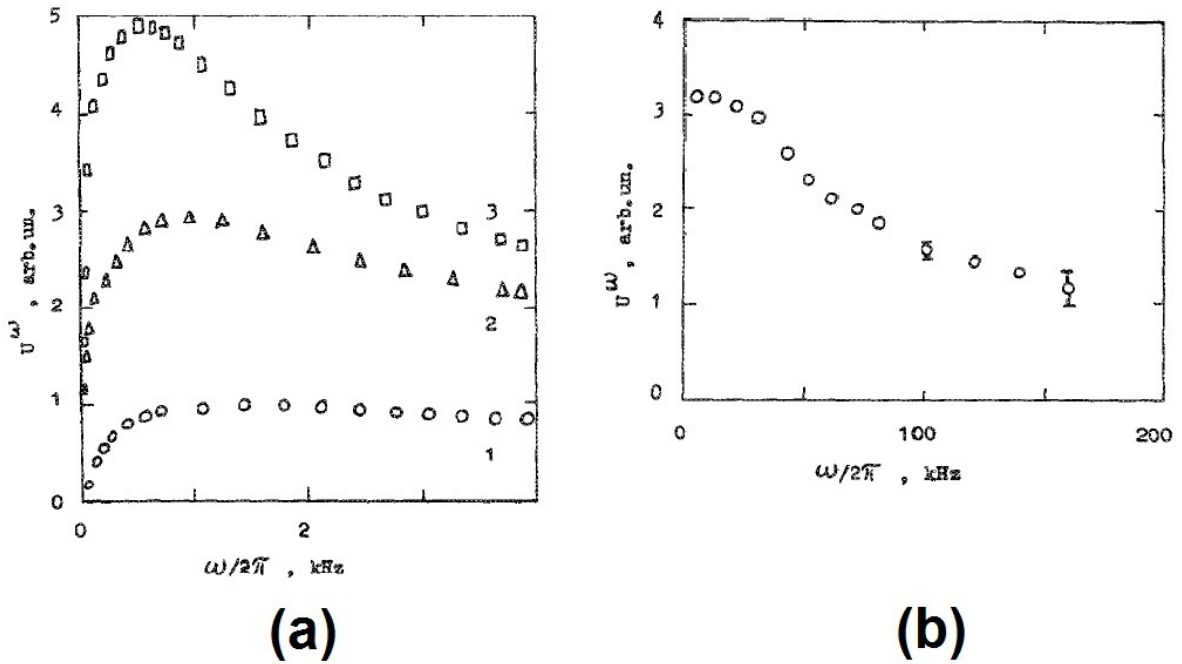


Figura 4.10: Resposta em frequência para o cristal de  $Bi_{12}SiO_{20}$  obtida através de experimento de força fotoeletromotriz induzido por um padrão de franjas: luz de comprimento de onda de  $\lambda = 633\text{nm}$ , período espacial  $\Lambda \approx 20\mu\text{m}$ . **(a)** Amplitude de vibração  $\Delta = 0,1\text{rad}$ ,  $m = 0,34$  e  $I_0 = 160\text{mWm}^{-2}$ : Influência no primeiro harmônico devido a um campo elétrico externo  $E_0$  cujo valor associado aos círculos, triângulos e quadrados são, respectivamente,  $3\text{kV/cm}^2$ ,  $6\text{kV/cm}^2$  e  $10\text{kV/cm}^2$ ; **(b)** Amplitude de vibração  $\Delta = 0,3\text{rad}$ ,  $m = 0,9$  e  $I_0 = 40\text{mWm}^{-2}$ . Extraído de [31].

A semelhança entre os gráficos da resposta em frequência (Figura 4.8 para speckle e Figura 4.10 para franjas) sugere que a dependência da fotocorrente com a frequência seja a mesma. À primeira

vista é realmente surpreendente que os resultados de experimentos com speckle e com franjas sejam tão próximos. No entanto, a diferença entre esses experimentos está ligada somente à questão da distribuição espacial da luz. Aparentemente, todos os fenômenos ligados à resposta temporal do material, como a construção do campo de cargas ou o tempo de vida do fotoelétron na banda de condução, não dependem da escolha da distribuição espacial de luz. Sendo assim, sabendo a dependência da fotocorrente com a frequência, cuja equação é dada por (4.1) a qual é obtida no modelo de foto-fem por franjas, é possível aplicarmos essa equação nos resultados do experimento de speckle da Figura 4.8.

Em experimentos de força fotoeletromotriz produzida por um padrão de franjas, em que o modelamento matemático é bem mais simples do que no caso de speckle, é possível demonstrar que o sinal de primeiro harmônico da fotocorrente relaciona-se não somente à frequência de vibração como também aos tempos característicos do material, segundo a equação (4.1) [5]:

$$|j^\Omega| = m^2 \sigma_0 E_D \frac{\Omega \tau_M}{\sqrt{(1 - \Omega^2 \tau_M \tau)^2 + \Omega^2 [\tau_M^2 (1 + K^2 L_D^2) + \tau^2]^2}} \quad (4.1)$$

em que  $m$  é a visibilidade das franjas,  $\sigma_0$  é a condutividade,  $E_D$  é o campo de difusão no material,  $\tau_M$  é o tempo de relaxação de Maxwell ou de relaxação dielétrica, e  $\tau$  é o tempo de vida do elétron na banda de condução.

O tempo de relaxação de Maxwell  $\tau_M$  está relacionado ao tempo de reconstrução do campo espacial de cargas  $\tau_{SC}$  e também a outros parâmetros, como o comprimento de difusão  $L_D$  e o comprimento de Debye  $L_S$ , além da frequência espacial da rede  $K$  ( $K = 2\pi/\Lambda$ ).

$$\tau_{SC} \equiv \left( \frac{1 + K^2 L_D^2}{1 + K^2 L_S^2} \right) \tau_M \quad (4.2)$$

e

$$L_D^2 = \mu \tau k_B T / e \quad (4.3)$$

$$L_S^2 = \frac{\epsilon \epsilon_0 k_B T}{e^2 N_E} \quad (4.4)$$

em que  $N_E$  é a densidade de armadilhas efetivas.

A Figura 4.11 mostra a simulação da corrente de primeiro harmônico de um padrão de franjas em função da frequência de oscilação do padrão luminoso, segundo a equação (4.1). Os valores do eixo das

ordenadas estão normalizados e foi utilizado um valor de  $\tau_M = 0,1s$  e um valor de  $\tau = 0,0001s$ . Nesta figura podemos ver duas frequências de corte. A primeira relaciona-se ao aumento da magnitude do sinal foto-fem e é caracterizada pelo valor  $\tau_M^{-1}$ . A segunda frequência de corte relaciona-se à diminuição do sinal foto-fem e é caracterizada pelo valor  $\tau^{-1}$ .

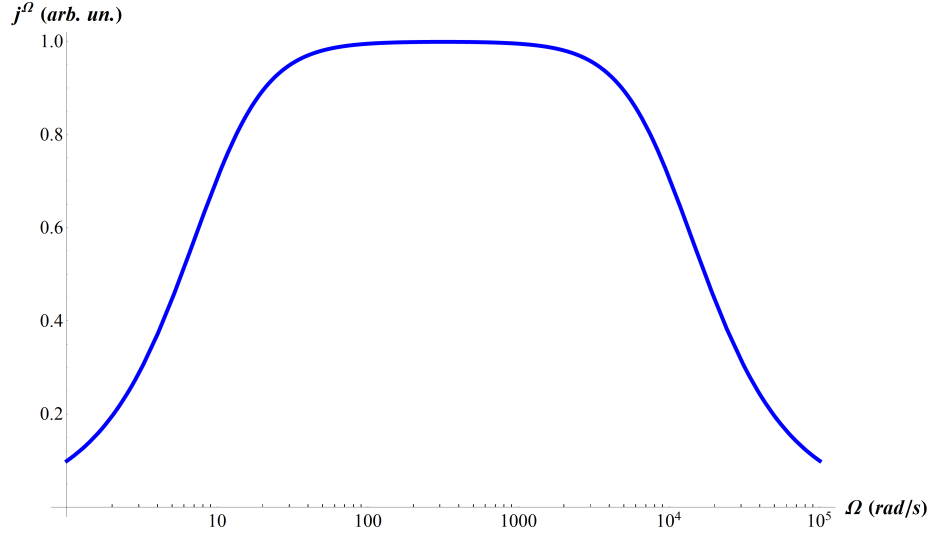


Figura 4.11: *Simulação da resposta em frequência para um padrão de franjas, segundo a equação (4.1), utilizando os seguintes tempos característicos:  $\tau_M = 0,1s$  e  $\tau = 0,0001s$ . As frequências de corte ocorrem para  $\tau_M^{-1}$  e  $\tau^{-1}$ , sendo que o primeiro está relacionado à rampa de aumento da fotocorrente e o segundo à rampa de diminuição.*

A condição estacionária de oscilação do padrão luminoso pode ser vista na simulação da Figura 4.11 e ocorre entre os intervalos de frequência de  $\tau_M^{-1}$  e  $\tau^{-1}$ , onde se pode notar um patamar em que a fotocorrente é constante. Esse patamar praticamente não existe na curva experimental da resposta em frequência do BTO, Figura 4.8, o que justifica não termos visto sobreposição de curvas de diferentes frequências, pois não se estava em uma condição estacionária. No caso do CdTe:V não se observou esse patamar, de acordo com a Figura 4.9. Somente há aumento da corrente quando a frequência aumenta, indicando que as frequências analisadas estão abaixo de  $\tau_M^{-1}$  e, portanto, fora da condição estacionária.

Agora que sabemos a equação (4.1) e seu comportamento (Figura 4.11), podemos caracterizar a resposta temporal do BTO, ajustando os resultados medidos com speckle conforme pode ser visto na Figura 4.12, para uma amplitude de vibração reduzida de  $\delta = 0,29$ . Em outras palavras, estamos aplicando a equação do modelo de foto-fem induzida por franjas nas medidas experimentais do modelo de foto-fem por speckle. Neste ajuste foram obtidos  $\tau_M = 10ms$  e  $\tau = 410\mu s$ . No caso da medida de

BSO, Petrov et al [31] obtiveram um valor de  $\tau = 3\mu s$  a partir da Figura 4.10 (b), em que foram feitas medidas em frequências maiores do que as possíveis em nosso experimento de foto-fem por speckle. No entanto, uma comparação direta entre as Figuras 4.8 e 4.10 mostra que a corrente de primeiro harmônico gerada pelo efeito de força fotoeletromotriz aumenta até uma frequência próxima de 500Hz seja no caso de speckle, seja no caso de franjas, o que indica um valor de  $\tau_M$  semelhante.

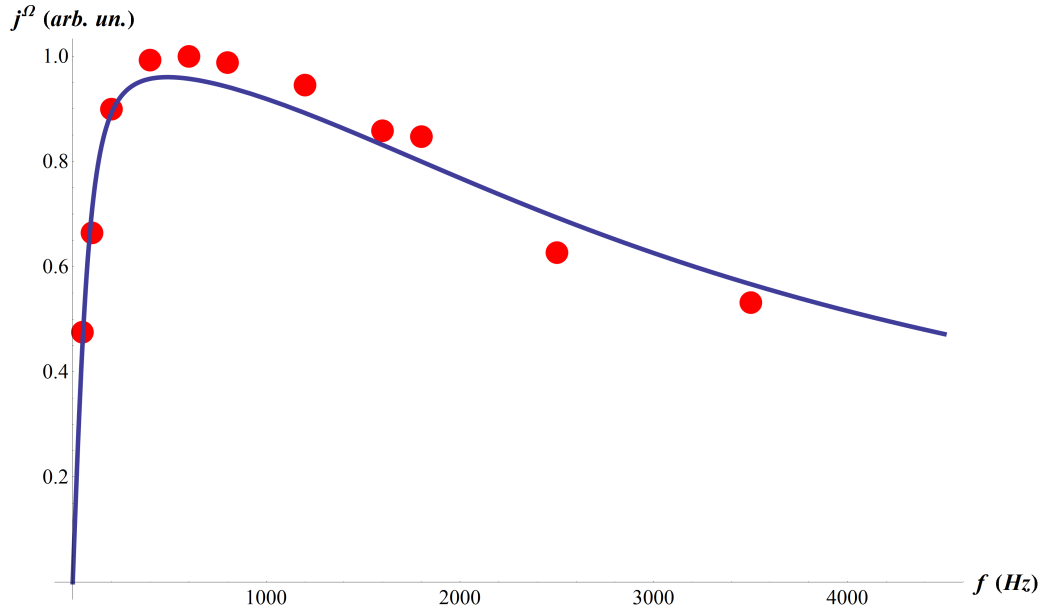


Figura 4.12: *Estimativa dos tempos de resposta característicos do BTO. Os pontos são os resultados obtidos pela técnica de foto-fem por speckle no cristal de BTO, considerando uma amplitude de vibração reduzida constante de  $\delta = 0,29$ . A curva azul indica o ajuste segundo a equação 4.1 do modelo de foto-fem por franjas. Do ajuste, obteve-se  $\tau_M = 10 ms$  e  $\tau = 410\mu s$ .*

# Capítulo 5

## Conclusões Gerais e Perspectivas

Este trabalho mostra as possibilidades do uso da força eletromotriz fotoinduzida em cristais fotorrefrativos por um padrão de speckle espacialmente oscilante. O interesse desta técnica para medida de vibrações mecânicas decorre, sobretudo, de sua simplicidade experimental, tendo em vista que há utilização apenas de um laser (de comprimento de onda adequado) focado diretamente no objeto vibrante e um sensor óptico independente, formado pelo cristal fotorrefrativo e uma eletrônica de amplificação associada. Uma peculiaridade interessante reside no fato de que, diferentemente das técnicas interferométricas que medem as vibrações longitudinais, esta técnica permite a medida de vibrações transversais. Há ainda a possibilidade de uso dessa técnica para caracterização dos cristais fotorrefrativos, no que se refere aos tempos de resposta característicos de cada material.

Embora esta técnica de medida de vibração seja simples do ponto de vista da montagem experimental, o modelamento teórico é mais complexo do que para o caso das técnicas interferométricas, e ainda está em processo de aperfeiçoamento e de verificação. A principal desvantagem desta técnica reside no fato de não existir uma referência absoluta para a medida, o que não acontece em interferometria, onde o período espacial das franjas de interferência é a referência absoluta. Para amenizar esse inconveniente, nosso modelo teórico mostrou que existe uma referência absoluta, relacionada ao tamanho médio da granularidade speckle, fato verificado, ainda que parcialmente, pelos experimentos. Os experimentos comprovaram a existência de um máximo no sinal do primeiro harmônico da fotocorrente medida, claramente associado a uma fração do tamanho do speckle. No entanto, a posição desse máximo obtida experimentalmente apresenta uma pequena discordância com o modelo teórico. Outro ponto importante a ressaltar é que as curvas de fotocorrente não são independentes da frequência de oscilação do speckle, pois na prática as frequências nem sempre verificam as condições requeridas pelo nosso modelo teórico. As condições impostas pelo nosso modelo teórico é a de que a frequência de

oscilação do padrão luminoso deve ser maior do que a frequência de reconstrução do campo espacial de cargas e menor do que a inversa do tempo de vida do fotoelétron.

Em termos do sinal de medida, podemos dizer que nossos resultados foram muito satisfatórios, pois nosso sistema eletrônico de detecção se mostrou muito adequado à medida de sinais de baixíssimas amplitudes (alguns picoampères apenas) e com pouquíssimo ruído.

Quanto à melhor configuração dos eletrodos sobre os cristais, não temos resultados conclusivos, ainda que nossas medidas apontem para os eletrodos laterais como a melhor alternativa em termos de tamanho do sinal. O problema básico decorre, provavelmente, da forte queda de condutividade na região entre os grãos de speckle onde o material, no escuro, é muito pouco condutor. Nesse caso seria preciso um ajuste da distância entre eletrodos, o que obviamente é pouco prático. Nos próximos experimentos, iremos testar configurações muito diferentes, com eletrodos periodicamente alternados sobre a superfície do cristal, com espaçamentos entre eletrodos muito menores dos que usualmente utilizados até agora.

# Apêndice A

## Aproximação Gaussiana

O padrão de difração causado pela passagem de luz através de uma abertura com características bidimensionais pode ser calculado através da equação de Kirchhoff, baseado na interferência de múltiplas ondas emitidas pelos pontos dessa abertura. Para uma abertura circular, o padrão de difração produzido, considerando difração de Fraunhofer (fonte de luz distante da abertura), é conhecido como Anéis de Airy. A intensidade do padrão de difração de Airy, aplicando transformada de Fourier na abertura circular, é dada por [22]:

$$I = I_0 \left( \frac{2J_1(z)}{z} \right)^2 \quad (\text{A.1})$$

em que  $J_1(z)$  corresponde a função de Bessel de primeiro tipo e de ordem 1, sendo que  $z = k a \text{sen}\theta$ . Aqui,  $k$  é o número de onda tal que  $k = 2\pi/\lambda$ ,  $a$  é o raio da abertura circular e  $\text{sen}\theta$  é a razão entre a distância do ponto luminoso na tela de observação com respeito ao eixo central e a distância da abertura até a tela de observação.

O círculo central desse padrão luminoso, que é limitado pelo primeiro anel de Airy escuro, corresponde ao Disco de Airy. Para se conhecer o Disco de Airy é necessário sabermos o primeiro mínimo da função de Bessel  $J_1(z)$  que ocorre para  $z_D = 3,83$ . Assim, o ângulo do primeiro anel escuro ou do Disco de Airy está relacionado pela expressão:

$$\text{sen}\theta_D \approx \frac{z_D}{ka} = \frac{3,83\lambda}{2\pi a} = 1,22 \frac{\lambda}{d_l} \quad (\text{A.2})$$

em que  $d_l = 2a$  é o diâmetro da abertura.

Substituindo a expressão de  $\text{sen}\theta_D = \rho_D/d_l$  tem-se a seguinte relação para o Disco de Airy  $\rho_D$ :

$$\rho_D = 1,22 \frac{d_i}{d_l} \lambda \quad (\text{A.3})$$

em que  $d_i$  é a distância do plano de saída da abertura até o plano da imagem. Esta equação é idêntica a equação (2.12), considerando que o diâmetro da abertura seja entendido como o diâmetro da lente.

A intensidade do padrão de difração de Airy, equação (A.1), pode ser aproximada por uma função gaussiana, desde que no limite do Disco de Airy. A vantagem de tal aproximação reside no fato de ser mais fácil manipular exponenciais do que funções de Bessel. Considere uma função gaussiana do tipo:

$$I = I_0 e^{-z^2/z_0^2} \quad (\text{A.4})$$

A figura (A.1) apresenta a função de Airy e a gaussiana.

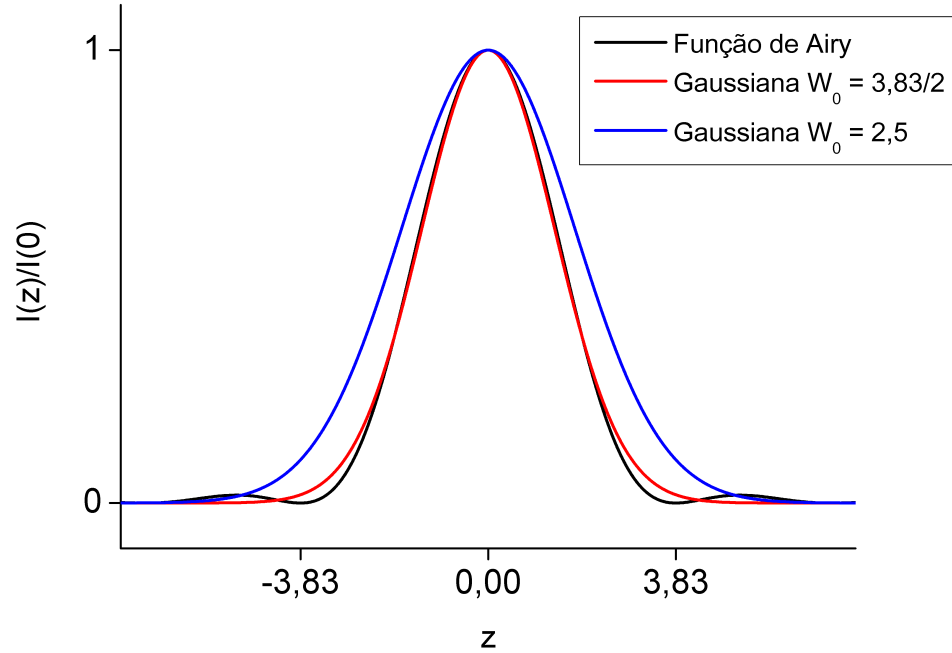


Figura A.1: Comparação entre a função de Airy e duas funções gaussianas. O primeiro mínimo da função de Airy ocorre para  $z = 3,83$ . Note que a gaussiana que mais se aproxima da curva de Airy, considerando o intervalo do Disco de Airy limitado pelos dois primeiros mínimos, é aquela com  $z_0 = 3,83/2 = z_D/2$ .



A função gaussiana que mais se aproxima da função de Airy é aquela com  $z_0 = z_D/2$ . Nesse caso, tem-se:

$$I = I_0 e^{-\left(\frac{z}{z_D/2}\right)^2} = I_0 e^{-\left(\frac{k a \sin \theta}{k a \sin \theta D/2}\right)^2} = I_0 e^{-\left(\frac{\rho}{\rho_D/2}\right)^2} \quad (\text{A.5})$$

A equação (A.5) indica que a gaussiana do tipo  $I = I_0 e^{-\rho^2/W^2}$  que mais se aproxima da função de Airy, na região limitada pelos mínimos da função de Bessel, é aquela em que  $W = \rho_D/2$ .

# Apêndice B

## Coordenadas Reduzidas

Dada uma certa grandeza vetorial  $\vec{A}$ , podemos definir a sua respectiva grandeza reduzida  $\vec{a}$  como sendo a razão entre  $\vec{A}$  e um fator de divisão B, isto é:

$$\vec{a} \equiv \frac{\vec{A}}{B} \quad (\text{B.1})$$

A relação entre os versores das duas grandezas é:

$$\hat{a} = \frac{\vec{a}}{|\vec{a}|} = \frac{\vec{A}/B}{\sqrt{(\vec{A}/B) \cdot (\vec{A}/B)}} = \frac{\vec{A}}{\sqrt{\vec{A} \cdot \vec{A}}} = \hat{A} \quad (\text{B.2})$$

A equação (B.2) mostra que os versores da grandeza e sua respectiva grandeza reduzida são iguais, embora os módulos sejam diferentes:

$$\hat{a} = \hat{A} \quad (\text{B.3})$$

$$a = \frac{A}{B} \quad (\text{B.4})$$

## B.1 Vetor Posição em Coordenadas Reduzidas

Considere o vetor posição  $\vec{R}$  em função das coordenadas espaciais X e Y:

$$\vec{R} = R\hat{R} = X\hat{X} + Y\hat{Y} \quad (\text{B.5})$$

Dividindo todos os lados da equação anterior por B e sabendo que os versores não reduzidos e reduzidos são iguais:

$$\frac{\vec{R}}{B} = \frac{R}{B}\hat{r} = \frac{X}{B}\hat{x} + \frac{Y}{B}\hat{y} \quad (\text{B.6})$$

$$\vec{r} = r\hat{r} = x\hat{x} + y\hat{y} \quad (\text{B.7})$$

Isso mostra que o vetor posição  $\vec{R}$  pode ser substituído diretamente pelo seu respectivo vetor reduzido apenas efetuando a divisão conveniente.

## B.2 Gradiente em Coordenadas Reduzidas

O gradiente em coordenadas espaciais é dada por:

$$\vec{\nabla}_R = \hat{X} \frac{\partial}{\partial X} + \hat{Y} \frac{\partial}{\partial Y} \quad (\text{B.8})$$

Se escrevermos o gradiente em coordenadas reduzidas de modo análogo:

$$\vec{\nabla}_r = \hat{x} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{y} \frac{\partial}{\partial y} \quad (\text{B.9})$$

então esses gradientes estarão relacionados por:

$$\vec{\nabla}_r = \hat{X} \frac{\partial}{\partial(X/W)} + \hat{Y} \frac{\partial}{\partial(Y/W)} \quad (\text{B.10})$$

$$= W \left( \hat{X} \frac{\partial}{\partial X} + \hat{Y} \frac{\partial}{\partial Y} \right) \quad (\text{B.11})$$

$$= W \vec{\nabla}_R \quad (\text{B.12})$$

Essa é a relação entre gradientes escritos em coordenadas reduzidas e não reduzidas.

### B.3 A Equação de Densidade de Corrente

Na seção sobre padrão de speckle estacionário entrou em questão a equação de densidade de corrente cuja equação é:

$$\vec{j}_R = q\mu\mathcal{N}\vec{E}_R + qD\vec{\nabla}_R\mathcal{N} \quad (\text{B.13})$$

Aqui colocamos um sub-índice R para dizer que se trata da equação em coordenadas normais. Como utilizamos o artifício de coordenadas reduzidas, esta equação deve ser transformada de acordo com as relações dadas neste apêndice. Dessa forma, a equação da densidade de corrente em coordenadas reduzidas r (considere aqui o fator de divisão sendo W) é:

$$\vec{j}_r = q\mu\mathcal{N}\vec{E}_r + \frac{qD}{W}\vec{\nabla}_r\mathcal{N} \quad (\text{B.14})$$

Na equação (B.14) veja que o vetor  $\vec{E}_R$  foi simplesmente substituído por  $\vec{E}_r$  e que o gradiente  $\vec{\nabla}_R$  foi substituído por  $\vec{\nabla}_r/W$ .

# Apêndice C

## Participações em Congressos

Os resultados obtidos com os estudos apresentados foram apresentados em dois congressos:

- XXXIII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada. Apresentação do trabalho “Detection of Speckle-Photo-Electromotive-Force in Photorefractive Materials”.
- Speckle 2010. Apresentação do trabalho “Speckle Photo-Electromotive-Force for the Measurement of Transverse Mechanical Vibration”<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup>Speckle 2010: Optical Metrology. Edited by Albertazzi Goncalves, Armando, Jr.; Kaufmann, Guillermo H. Proceedings of the SPIE, Volume 7387, pp. 73871X-73871X-6 (2010)

# Apêndice D

## Primeiro Harmônico x Amplitude de Vibração

Rotina do software *Mathematica* para simulação da resposta do primeiro harmônico de corrente  $i^\Omega$  em função da amplitude de vibração reduzida  $\delta$ . Extraído e adaptado de [10].

```
Clear[I1, I2, I1mm, I2mm, jxt2, y, x, delta, Omega, t, Rd, E0, ED, l];
L = 2 * 10^(-6);
jD = 25 * 10^(-6);
Omega = 2 * Pi * 10000;
y = 0;
Rd = 0.1;

W = 1 * 10^(-6);
l = L / W;

xj = Range[-1/2, 1/2, 0.01 * 1/2];
tn = Range[0, 2 * Pi / Omega, 0.01 * 2 * Pi / Omega];
JJ = Length[xj];
NN = Length[tn];

A = 10^(-6);
V = 10^(-9);

E0 = 0;
ED = 25 * 10^(3);

Print["Rd = ", Rd];

pontosA1 = {};
pontosB1 = {};
pontosC1 = {};

pontosA2 = {};
pontosB2 = {};
pontosC2 = {};
```

```

harmonicos = {};

I1[x_, δ_, Ω_, t_] := e-2*x*δ*Sin[Ω*t] - δ2/2 * Cos[2*Ω*t];
I2[x_, δ_, Ω_, t_] := Sin[Ω * t] * I1[x, δ, Ω, t];

δ = .1;
δf = 2;
nPontos = 19;
dDelta = (δf - δ) / nPontos;

For[i = 1, i ≤ nPontos + 1, i++,
  I1Mj = Table[ $\frac{\Omega}{2 * \pi} * NIntegrate[I1[xj[[j]], \delta, \Omega, t], \{t, 0, \pi / \Omega, 2 * \pi / \Omega\},$ 
    AccuracyGoal → 10], {j, 1, JJ}];
  I1mm = Interpolation[Transpose[{xj, I1Mj}]];
  I2Mj = Table[ $\frac{\Omega}{2 * \pi} * NIntegrate[I2[xj[[j]], \delta, \Omega, t], \{t, 0, \pi / \Omega, 2 * \pi / \Omega\},$ 
    AccuracyGoal → 10], {j, 1, JJ}];
  I2mm = Interpolation[Transpose[{xj, I2Mj}]];
  jxt2n = Table[ $\frac{jD}{1} * NIntegrate\left[\left(I1[x, \delta, \Omega, tn[[n]]] * e^{-\left(x^2 + y^2 + \frac{\delta^2}{2}\right)} + Rd\right) *$ 

$$\left(\frac{(E0 / ED) + 2 * (x * I1mm[x] + \delta * I2mm[x]) * e^{-\left(x^2 + y^2 + \frac{\delta^2}{2}\right)}}{I1mm[x] * e^{-\left(x^2 + y^2 + \frac{\delta^2}{2}\right)} + Rd}\right)$$

 $- 2 * e^{-\left(x^2 + y^2 + \frac{\delta^2}{2}\right)} * (x * I1[x, \delta, \Omega, tn[[n]]] + \delta * I2[x, \delta, \Omega, tn[[n]])],$ 
    {x, -1/2, 0, 1/2}, AccuracyGoal → 8, MaxRecursion → 12], {n, NN}];
  jxt2 = Interpolation[Transpose[{tn, jxt2n}]];

  aa1 =  $\frac{\Omega}{\pi} * NIntegrate[jxt2[t] * Cos[\Omega * t], \{t, 0, 0.5 * (\pi / \Omega), 1.5 * (\pi / \Omega), 2 * \pi / \Omega\},$ 
    AccuracyGoal → 8, MaxRecursion → 12];
  bb1 =  $\frac{\Omega}{\pi} * NIntegrate[jxt2[t] * Sin[\Omega * t], \{t, 0, \pi / \Omega, 2 * \pi / \Omega\},$ 
    AccuracyGoal → 8, MaxRecursion → 12];

  cc1 =  $\sqrt{(aa1)^2 + (bb1)^2}$ ;

```

```

aa2 =  $\frac{\Omega}{\pi}$  * NIntegrate[jxt2[t] * Cos[2 *  $\Omega$  * t], {t, 0, 0.5 * ( $\pi / \Omega$ ), 1.5 * ( $\pi / \Omega$ ), 2 *  $\pi / \Omega$ },
  AccuracyGoal -> 8, MaxRecursion -> 12];
bb2 =  $\frac{\Omega}{\pi}$  * NIntegrate[jxt2[t] * Sin[2 *  $\Omega$  * t], {t, 0,  $\pi / \Omega$ , 2 *  $\pi / \Omega$ },
  AccuracyGoal -> 8, MaxRecursion -> 12];

```

$$cc2 = \sqrt{(aa2)^2 + (bb2)^2};$$

```

AppendTo[pontosA1, { $\delta$ , (aa1) * V}];
AppendTo[pontosB1, { $\delta$ , (bb1) * V}];
AppendTo[pontosC1, { $\delta$ , (cc1) * V}];

AppendTo[pontosA2, { $\delta$ , (aa2) * V}];
AppendTo[pontosB2, { $\delta$ , (bb2) * V}];
AppendTo[pontosC2, { $\delta$ , (cc2) * V}];

AppendTo[harmonicos, { $\delta$ , (cc1) * V, (cc2) * V}];

```

```

 $\delta = \delta + dDelta$ 

```

```

ListPlot[{pontosA1, pontosA2}, PlotStyle -> {{RGBColor[1, 0, 0], PointSize[0.02]},
  {RGBColor[0, 0, 1], PointSize[0.02]}}, PlotRange -> All, ImageSize -> 72 * 6,
  GridLines -> Automatic, AxesLabel -> {" $\delta$ ", "I (pA)"}, PlotLabel -> "Termo de Cos"]

```

```

ListPlot[{pontosB1, pontosB2}, PlotStyle -> {{RGBColor[1, 0, 0], PointSize[0.02]},
  {RGBColor[0, 0, 1], PointSize[0.02]}}, PlotRange -> All, ImageSize -> 72 * 6,
  GridLines -> Automatic, AxesLabel -> {" $\delta$ ", "I (pA)"}, PlotLabel -> "Termo de Sin"]

```

```

ListPlot[{pontosC1, pontosC2}, PlotStyle -> {{RGBColor[1, 0, 0], PointSize[0.02]},
  {RGBColor[0, 0, 1], PointSize[0.02]}}, PlotRange -> All, ImageSize -> 72 * 6,
  GridLines -> Automatic, AxesLabel -> {" $\delta$ ", "I (pA)"}, PlotLabel -> "Termo Geral"]

```



# Apêndice E

## Simulação do Campo Espacial de Cargas

Rotina do software *Mathematica* para simulação do campo espacial de cargas. Extraído de [10].

```
Clear[I1, I2, I1mm, I2mm, Ex, Ey, ET, jxt2, y, x, δ, Ω, t, Rd];
L = 2 * 10^(-6);
jD = 25 * 10^(-3);
Ω = 2 * Pi * 1000;
Rd = 0.1;
W = 1 * 10^(-6);
l = L / W;
E0 = 0;
ED = 25 * 10^(3);
δ = 0.1;

I1[x_, δ_, Ω_, t_] := e^(-2*x*δ*Sin[Ω*t] - δ^2/2 * Cos[2*Ω*t]);
I2[x_, δ_, Ω_, t_] := Sin[Ω*t] * I1[x, δ, Ω, t];
I1M[x_, δ_, Ω_] := (Ω / (2 * π)) * NIntegrate[I1[x, δ, Ω, t], {t, 0, 2 * π / Ω}, AccuracyGoal -> 10];
I2M[x_, δ_, Ω_] := (Ω / (2 * π)) * NIntegrate[I2[x, δ, Ω, t], {t, 0, 2 * π / Ω}, AccuracyGoal -> 10];

Ex[x_, y_, Ω_, δ_] := (E0 / (I1M[x, δ, Ω] * e^(-(x^2+y^2+δ^2)/2) + Rd) +
2 * ED * (x * I1M[x, δ, Ω] + δ * I2M[x, δ, Ω]) / (I1M[x, δ, Ω] * e^(-(x^2+y^2+δ^2)/2) + Rd);
Ey[x_, y_, Ω_, δ_] := 2 * ED * (y * I1M[x, δ, Ω]) / (I1M[x, δ, Ω] * e^(-(x^2+y^2+δ^2)/2) + Rd);
ET[x_, y_, Ω_, δ_] := (1 / ED) * Sqrt((Ex[x, y, Ω, δ])^2 + (Ey[x, y, Ω, δ])^2);

gráfico = Plot3D[ET[x, y, Ω, δ], {x, -4, 4}, {y, -4, 4}, PlotRange -> {0, 3}]
```

# Apêndice F

## Ajuste dos Dados Experimentais

Rotina do software *Mathematica* processamento dos dados experimentais. Extraído de [10]

```
(* DADOS NA FORMA DE LISTA; ORDEM: AMPLITUDE (mV), PERÍODO (microsegundo),  
CORRENTE (pA) *)  
  
cristal = "CdTeV";  
data = "29-04-2009 - 100% Reflexão";  
DeltaG = 1; (* limite do fit *)  
FrgDelt = 0.3; (* valor de delta para o cálculo do tempo *)  
chute = {500, 10^(-3)}; (* chute={a,τ} *)  
pontos = {{0040, 4}}; (* {{freq, quantos pontos}} *)  
  
DirDados = "";  
DirProg = "";  
  
(* PARÂMETROS *)  
  
Clear[x, z, d, y, λ, RS, M, FDelta];  
  
λs = 1064; f::Notes = "..... COMPRIMENTO DE ONDA (nm): SPECKLE .....";  
λi = 633; f::Notes = "..... COMPRIMENTO DE ONDA (nm): INTERFERÔMETRO .....";  
z = 50; f::Notes = "..... FOCO (mm) .....";  
d = 25; f::Notes = "..... DIÂMETRO DALENTE (mm) .....";  
y = (109 + 13); f::Notes = "..... DISTÂNCIA DA LÂMINA ALENTE (mm) .....";  
x = z y / (y - z); f::Notes = "..... DISTÂNCIA DALENTE AO CRISTAL (mm) .....";  
  
(* CONSTANTES *)  
RS =  $\frac{1.22 \times \lambda_s 10^{-3}}{d}$  // N; f::Notes = "..... RAO DO SPECKLE (M) .....";  
M = x / y // N; f::Notes = "..... MAGNITUDE .....";  
  
(* CÁLCULO DE A0 e DELTA *)  
f::Notes = "... IMPORTAÇÃO DE ARQUIVOS ...";  
  
Graficos = {};  
curva = {};  
SetDirectory[ToString[StringForm["`", DirProg]]];  
<< arg;  
graph = StringForm["`-`.dat", cristal, data];  
graphtitle = ToString[graph];  
ArqFin = arquivo;  
  
SetDirectory[ToString[StringForm["`", DirDados]]];  
ArqDir = FileNames[];  
ArqDir = Sort[ArqDir];
```

```

For[i = 1, i ≤ Length[ArqDir], i++,
  delta = DeltaG;
  Clear[A0, δ, FFFreq, Freq];
  GrafID = {};

  dadosWT = Import[ArqDir[[i]], "Table"];
  dadosWT = Drop[dadosWT, 1];

  fsubtrac := ({#1, #2, #3 - #4}) &;
  dados = Apply[fsubtrac, dadosWT, {1}];

  chap = Characters[ArqDir[[i]]];
  cont = 1;
  For[j = 1, j ≤ Length[chap], j++,
    If["H" = chap[[j]], Freq = ToExpression[StringJoin[Take[chap, {1, cont - 1}]]],
      cont = cont + 1]];

  f::Notes = "... FIM IMPORTAÇÃO DE ARQUIVOS ...";

  (* CÁLCULO DE A0 e DELTA USANDO AS EQUAÇÕES:  $A0 = \frac{\lambda 10^{-3}}{4 \pi \text{ Frequência período}}$ 
    e  $\delta = \frac{A0 \cdot M}{RS}$  (RELAÇÃO ENTRE A AMPLITUDE E O RAIOS DO SPECKLE) *)

  FDelta := ({ {  $\frac{\lambda i 10^3}{4 \pi \text{ Freq } \#2} \frac{2 M}{RS}$ , #3 } }) &;
  GrafID = Apply[FDelta, dados, {1}];

  f::Notes = "... GRÁFICO DA CORRENTE POR DELTA ...";

  contador = 0;
  funcao := (If[#1 < delta, contador = contador + 1]) &;
  Apply[funcao, GrafID, {1}];
  For[l1 = 1, l1 ≤ Length[pontos], l1++,
    If[Freq = pontos[[l1, 1]], contador = pontos[[l1, 2]]; delta = GrafID[[contador, 1]]];
  Coef = FindFit[Take[GrafID, contador], c1 xx^2 + c2 xx + c3, {c1, c2, c3}, xx];
  reta := ((c1 #1^2 + c2 #1 + c3) /. Coef) &;

  AppendTo[curva, {Freq, reta[Freq]}];

  AppendTo[Graficos, {ListPlot[GrafID,
    PlotStyle → {PointSize[0.02], RGBColor[i / Length[ArqDir], 0, i / Length[ArqDir]]},
    AxesLabel → {"Delta", "I [pA]"},
    PlotLabel → ToString[StringForm["`", StringTake[ArqDir[[i]], 6]]],
    DisplayFunction → Identity],
    Plot[(c1 xx^2 + c2 xx + c3) /. Coef, {xx, 0, delta}, DisplayFunction → Identity]};

```

```

For[i = 1, i ≤ Length[ArqDir], i++,
  delta = DeltaG;
  Clear[A0, δ, FFFreq, Freq];
  GrafID = {};

  dadosWT = Import[ArqDir[[i]], "Table"];
  dadosWT = Drop[dadosWT, 1];

  fsubtrac := ({#1, #2, #3 - #4}) &;
  dados = Apply[fsubtrac, dadosWT, {1}];

  chap = Characters[ArqDir[[i]]];
  cont = 1;
  For[j = 1, j ≤ Length[chap], j++,
    If["H" = chap[[j]], Freq = ToExpression[StringJoin[Take[chap, {1, cont - 1}]]],
      cont = cont + 1]];

  f::Notes = "... FIM IMPORTAÇÃO DE ARQUIVOS ...";

  (* CÁLCULO DE A0 e DELTA USANDO AS EQUAÇÕES:  $A0 = \frac{\lambda 10^{-3}}{4 \pi \text{ Frequência período}}$ 
    e  $\delta = \frac{A0 \cdot M}{RS}$  (RELAÇÃO ENTRE A AMPLITUDE E O RAIOS DO SPECKLE) *)

  FDelta := ({ {  $\frac{\lambda i 10^3}{4 \pi \text{ Freq } \#2} \frac{2 M}{RS}$ , #3 } }) &;
  GrafID = Apply[FDelta, dados, {1}];

  f::Notes = "... GRÁFICO DA CORRENTE POR DELTA ...";

  contador = 0;
  funcao := (If[#1 < delta, contador = contador + 1]) &;
  Apply[funcao, GrafID, {1}];
  For[l1 = 1, l1 ≤ Length[pontos], l1++,
    If[Freq = pontos[[l1, 1]], contador = pontos[[l1, 2]]; delta = GrafID[[contador, 1]]];
  Coef = FindFit[Take[GrafID, contador], c1 xx^2 + c2 xx + c3, {c1, c2, c3}, xx];
  reta := ((c1 #1^2 + c2 #1 + c3) /. Coef) &;

  AppendTo[curva, {Freq, reta[Freq]}];

  AppendTo[Graficos, {ListPlot[GrafID,
    PlotStyle → {PointSize[0.02], RGBColor[i / Length[ArqDir], 0, i / Length[ArqDir]]},
    AxesLabel → {"Delta", "I [pA]"},
    PlotLabel → ToString[StringForm["`", StringTake[ArqDir[[i]], 6]]],
    DisplayFunction → Identity],
    Plot[(c1 xx^2 + c2 xx + c3) /. Coef, {xx, 0, delta}, DisplayFunction → Identity]};

```

# Bibliografia

- [1] Frejlich, J.: *Photorefractive Materials: Fundamental Concepts, Holographic Recording and Materials Characterization*. Wiley-Interscience, New York, 2007.
- [2] Solymar, L., Webb, D. J. e Grunnet-Jepsen, A.: *The Physics and Applications of Photorefractive Materials*. Clarendon Press, 1996.
- [3] Yeh, P.: *Introduction to Photorefractive Nonlinear Optics*. John Wiley & Sons, 2003.
- [4] Günter, P. e Huignard, J. P.: *Photorefractive Materials and Their Applications I: fundamental phenomena*. Springer, Berlin, 1988.
- [5] S.I.Stepanov: *Photo-electromotive-force effect in semiconductors*. In H.S.Nalwa (editor): *Semiconductor Devices*, volume 2 de *Handbook of Advanced Electronic and Photonic Materials and Devices*, capítulo 6, páginas 205–272. Academic Press, 2001.
- [6] Vinetskii, V. L. e Kukhtarev, N. V.: *Anomalous photoelectric voltage and energy jump during the recording of holographic gratings in semiconductors*. Sov. Tech. Phys. Lett., 1:84–85, 1975.
- [7] Trofimov, G. S. e Stepanov, S. I.: *Time-dependent holographic currents in photorefractive crystals*. Sov. Phys. Solid State, 28:1559–1562, 1986.
- [8] Petrov, M. P., Stepanov, S. I. e Trofimov, G. S.: *Time-varying emf in a nonuniform illuminated photoconductor*. Sov. Tech. Phys. Lett., 12, 1986.
- [9] Mosquera, L.: *Caracterização de Cristais Fotorrefrativos e sua Aplicação à Medida de Vibrações*. Tese de Doutorado, Universidade Estadual de Campinas, 2003.
- [10] Santos, Tatiane O. dos: *Novos Materiais Fotorrefrativos: Propriedades Ópticas e Elétricas*. Tese de Doutorado, IFGW-UNICAMP, 2009.

- [11] Ashkin, A., Boyd, G. D., Dziedzic, J. M., Smith, R. G., Ballman, A. A., Levinstein, J. J. e Nassau, K.: *Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>*. Applied Physics Letters, 9:72–74, 1966.
- [12] Boyd, R. W.: *Nonlinear Optics*. Burlington - Elsevier, 3<sup>o</sup> edição, 2008.
- [13] Boffi, Pierpaolo, Piccinin, Davide e Ubaldi, Maria C. (editores): *Infrared Holography for Optical Communications: Techniques, Materials and Devices*. Springer-Verlag, 2003.
- [14] Chen, F. S.: *Optically induced change of refractive index LiNbO<sub>3</sub> and LiTaO<sub>3</sub>*. Journal of Applied Physics, 40:3389–3396, 1969.
- [15] Peterson, G. E., Glass, A. M. e Negran, T. J.: *Control of the Susceptibility of Lithium Niobate to Laser-Induced Refractive Index Changes*. Applied Physics Letters, 19:130–132, 1971.
- [16] Kukhtarev, N. V., Markov, V. B., Odoulov, S. G., Soskin, M. S. e Vinetskii, V. L.: *Holographic storage in electrooptic crystals in steady state*. Ferroelectrics, 22:949–960, 1979.
- [17] Huignard, J. P., Herriau, J. P. e Valentin, T.: *Time average holographic interferometry with photoconductive electrooptic Bi<sub>12</sub>SiO<sub>20</sub> crystals*. Applied Optics, 1977.
- [18] Mosquera, L., Oliveira, I. de e Frejlich, J.: *Dark conductivity, photoconductivity, and light-induced absorption in photorefractive sillenite crystals*. Journal of Applied Physics, 90:2635–2641, 2001.
- [19] Dainty, J. C. (editor): *Laser Speckle and Related Phenomena*. Springer-Verlag, Berlin, 1975.
- [20] Mosquera, L. e Frejlich, J.: *Self-Calibrating Speckle Photo-Electromotive Force For Large Vibration Amplitude Measurement*. Journal of Optics A - Pure and Applied Optics, 6:1001–1004, 2004.
- [21] Santos, T. O. dos, Launay, J. C. e Frejlich, J.: *Photo-electromotive-force from volume speckle vibration with large amplitude*. Journal of Applied Physics, 103:2559–70, 2008.
- [22] Hecht, E.: *Optics*. Addison-Wesley, 4<sup>o</sup> edição, 2002.
- [23] Santos, T. O. dos, Launay, J. C., Odoulov, S. G. e Frejlich, J.: *The Speckle Photo-Electromotive Force on a Vanadium-Doped CdTe crystal*. Journal of Optics A - Pure and Applied Optics, 10, 2008.

- [24] Santos, T. O. dos, Frejlich, J., Launay, J. C. e Shcherbin, K.: *Speckle photo electromotive force in CdTe:V and CdTe:Ge for measurement of vibration with large amplitude*. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2009.
- [25] Bardeleben, H. J., Launay, J. C. e Mazoyer, V.: *Defects in photorefractive CdTe:V : an electron paramagnetic resonance study*. Applied Physics Letters, 63:1140–1142, 1993.
- [26] Glass, A. M. e Strait, J.: *Photorefractive Materials and Their Applications*, volume 61. Springer, Berlin, 1988.
- [27] Bernal-Alvarado, J. e al, J. Vargas et: *Photoacoustic determination of recombination parameters in CdTe/glass system*. Journal of Applied Physics, 83:3807–3810, 1998.
- [28] Paranchych, S. Yu., Paranchych, L. D., Makogonenko, V. N., Tanasyuk, Yu. V., Andriichuk, M. D. e Romanyuk, V. R.: *The Physical Properties of CdTe Doped With V and Ge*. Semiconductors, 39:712–715, 2005.
- [29] Gnatenko, Yu P., Faryna, I. O., Bukivskij, P.M., Shigiltchoff1, O.A., Gamernyk, R. V., Paranchych, S. Yu. e Paranchych, L. D.: *Optical and photoelectric properties of vanadium-doped Cd<sub>1-x</sub>Hg<sub>x</sub>Te crystals*. J. Phys.: Condens. Matter, 14:7027–7033, 2002.
- [30] Freschi, A. A., Kamshilin, A. A. e Frejlich, J.: *Doppler velocimetry for photodetector frequency response measurement*. Optics Communications, 90:193–196, 1992.
- [31] Petrov, M. P., Sokolov, I. A., Stepanov, S. I. e Trofimov, G. S.: *Non-steady-state photo-electromotive-force induced by dynamic gratings in partially compensated photoconductors*. Journal of Applied Physics, 68, 1990.