

**CONTROLE DE FASE EM EXPERIMENTOS
DE MISTURA DE DUAS ONDAS COM
CRISTAIS FOTORREFRATIVOS**

AGNALDO A. FRESCHI

ORIENTADOR: PROF. DR. JAIME FREJLICH

*Este exemplar corresponde à redação
final da tese de doutorado defendida
pelo aluno Agnaldo A. Freschi e
aprovada pela comissão julgadora*

Jaime Frejlich
22/5/97

**Tese apresentada para obtenção do grau de Doutor em Física
Laboratório de Óptica / IFGW / UNICAMP**

(Novembro/1996)



INSTITUTO DE FÍSICA
GLEB WATAGHIN

PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE DOUTORADO
AGNALDO APARECIDO FRESCHI

DATA: 17.12.96

BANCA EXAMINADORA:

- Prof. Dr. JAIME FREJLICH SOCHACZEWSKY (Orientador)

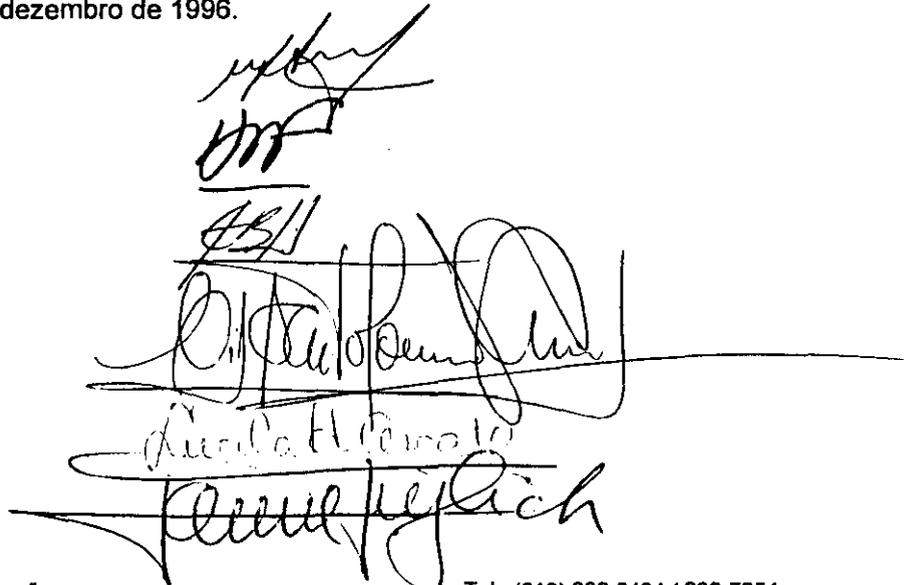
- Prof. Dr. SID BARTHOLOMEU DE ARAÚJO

- Prof. Dr. JOSÉ EDIMAR BARBOSA DE OLIVEIRA

- Profa. Dra. LUCILA HELENA CESCATO PEREIRA

- Prof. Dr. HUGO LUIS FRAGNITO

Ata da reunião da Comissão Examinadora da prova de Doutorado a que se submeteu o Sr. **AGNALDO APARECIDO FRESCHI - RA 896057**, aluno regularmente matriculado no Programa de Pós-Graduação - Doutorado do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas. Aos **dezessete dias do mês de dezembro de 1996**, com início às quatorze horas, no Auditório da Pós-Graduação, do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas, reuniu-se a Comissão Examinadora da prova em epígrafe indicada pelo Magnífico Reitor da Universidade Estadual de Campinas, composta pelos professores: Prof. Dr. Jaime Frejlich Sochaczewsky - (**Matrícula nº 04054-1**) - **Orientador do Candidato**, do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas, Prof. Dr. Cid Bartholomeu de Araújo, da Universidade Federal de Pernambuco, Prof. Dr. José Edimar Barbosa de Oliveira, do Centro Técnico Aeroespacial, do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, Profa. Dra. Lucila Helena Cescato Pereira, do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas e Prof. Dr. Hugo Luiz Fragnito, do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas para julgar a tese de doutoramento do Sr. Agnaldo Aparecido Freschi, intitulada: "**Controle de fase em experimentos de mistura de duas ondas com cristais fotorrefrativos**". Os trabalhos foram declarados abertos pelo Prof. Dr. Jaime Frejlich Sochaczewsky, Professor MS-5, do Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas. Em seguida passou a palavra ao Sr. Agnaldo Aparecido Freschi para que fizesse uma exposição do seu trabalho de Doutorado que teve a duração de sessenta minutos. Terminada a exposição do candidato foi dado início às arguições realizadas na seguinte ordem: Prof. Dr. Cid Bartholomeu de Araújo, Prof. Dr. José Edimar Barbosa de Oliveira, Profa. Dra. Lucila Helena Cescato Pereira, Prof. Dr. Hugo Luiz Fragnito e Prof. Dr. Jaime Frejlich Sochaczewsky. Terminada a exposição do candidato foi dado um intervalo de dez minutos para que os membros da Comissão Examinadora procedessem o julgamento que foi o seguinte: Prof. Dr. Cid Bartholomeu de Araújo, Aprovado, Prof. Dr. José Edimar Barbosa de Oliveira, Aprovado, Profa. Dra. Lucila Helena Cescato Pereira, Aprovado, Prof. Dr. Hugo Luiz Fragnito, Aprovado e Prof. Dr. Jaime Frejlich Sochaczewsky, Aprovado. Em seguida, aprovaram o candidato conferindo-lhe o título de "Doutor em Ciências". Logo após encerraram-se os trabalhos. Nada mais havendo a declarar, eu, Marcia Elaine Amado, Secretária, lavrei a presente ata que assino juntamente com todos os membros da Comissão Examinadora após lida e achada conforme. Cidade Universitária, 17 de dezembro de 1996.



Handwritten signatures of the examiners and secretary, including Jaime Frejlich Sochaczewsky, Cid Bartholomeu de Araújo, José Edimar Barbosa de Oliveira, Lucila Helena Cescato Pereira, Hugo Luiz Fragnito, and Marcia Elaine Amado.

Agradecimentos

- » À Vivian, pelo seu amor, carinho e compreensão, que tornaram minha vida mais completa e feliz.
- » Ao Prof. Jaime Frejlich, pela constante orientação, apoio e incentivo, fundamentais para a realização deste trabalho.
- » À Profª. Lucila Cescato, pelas suas observações sempre úteis e precisas e pelo trabalho de orientação no PECD (Programa Estágio de Capacitação Docente).
- » Aos amigos Paulo Magno e Eduardo Barbosa, por compartilharem objetivos e realizações.
- » Aos colegas do Laboratório de Óptica, Prof. Lunazzi, Cristina, Bian, Carlos, Leandro, Nidinalva e Heloísa, pelo companheirismo e solidariedade ao longo destes anos.
- » As funcionários do Laboratório de Óptica, Mônica, Petrúcio, do Carmo, Alexsandra, Alcides e Vilma pelo auxílio e convivência sempre aprazível.
- » Aos técnicos da Oficina Eletrônica, Claudemir e José Carlos, pela montagem das placas do circuito de processamento.
- » Ao Prof. Krätzig e aos amigos, Karsten, Detlef e Michael, da Universidade de Osnabrück, pela receptividade com que me acolheram em seu país e pelos cristais de LiNbO_3 .
- » Ao grupo de crescimento de cristais do IFSC/USP-S.Carlos, pelos cristais $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ fornecidos.
- » Às instituições, CAPES (Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior) e VOLKSWAGEN-STIFTUNG (Alemanha) pelo apoio financeiro.
- » Finalmente, agradeço a todos, que direta ou indiretamente contribuíram para que este trabalho se tornasse possível.

RESUMO

Apresentamos uma técnica de processamento de sinais destinada aos experimentos de óptica interferométrica que requerem a medida ou o controle da diferença de fase entre duas ondas. A soma de duas ondas ópticas coerentes produz uma intensidade de luz que depende não-linearmente da diferença de fase entre elas. Ao introduzirmos uma oscilação de pequena amplitude e alta frequência na fase de uma das ondas, obtemos sinais harmônicos da frequência de oscilação na intensidade de luz. Os termos de primeiro e segundo harmônicos estão em quadratura de fase e são processados eletronicamente para gerar um novo sinal de segundo harmônico, que demodulado com um amplificador lock-in, resulta na medida direta e independente da fase e amplitude de interferência. O sinal demodulado pode ser utilizado num sistema de realimentação negativa para o controle da diferença de fase entre as ondas em um valor arbitrariamente escolhido. A técnica desenvolvida utiliza o sinal proveniente de uma única saída do interferômetro e não apresenta restrições quanto ao estado de polarização das ondas que interferem. Ilustramos a aplicação desta técnica de processamento em experimentos de mistura de duas ondas com cristais fotorrefrativos. Detectamos o entortamento de hologramas em cristais $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ causado por efeitos de auto-difração e mostramos que o controle da relação de fase entre as ondas transmitida e difratada resulta na correção do entortamento, em maiores eficiências de difração e menores perdas de luz por espalhamento. Em cristais $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ realizamos o registro estabilizado de hologramas dinâmicos. Mostramos que o controle arbitrário de fase pode ser utilizado como meio de controle da velocidade dos hologramas, viabilizando a otimização de características fotorrefrativas como eficiência de difração e transferência de energia.

SUMMARY

A new approach for the independent, direct measurement of the amplitude and phase between two interfering beams is reported. The technique is based on phase modulation and synchronous detection by using a novel harmonics processor and a two-phase lock-in amplifier. The two lock-in output signals can be used in a negative feedback loop to control the phase between the interfering beams at any chosen value and, simultaneously, to monitor the amplitude of the optical interference term. This nondestructive technique exhibits excellent sensitivity and permits phase measurements to within 1° . Applications in two-wave mixing experiments with photorefractive crystals were performed. We detected the hologram bending caused by self-diffraction effects in a $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystal. It was shown that the bending of the hologram phase planes can be avoided, or at least strongly reduced, by controlling the phase between the interfering transmitted and diffracted beams behind the crystal, leading to higher diffraction efficiencies and lower light scattering. This technique was also applied to a $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystal to produce phase controlled running holograms. We showed that the phase control between the transmitted and diffracted beams can be regarded as a hologram speed control. In this way, one can record noise-free holograms with controllable speed, diffraction efficiency, hologram phase shift and other associated characteristics.

ÍNDICE

pg

1. INTRODUÇÃO	1
1.1 Registro holográfico em cristais fotorrefrativos	7
1.2 Acoplamento de ondas em hologramas de volume	12
2. DESENVOLVIMENTO DE UM SENSOR DE FASE E AMPLITUDE INTERFEROMÉTRICA / CONTROLE ARBITRÁRIO DE FASE ENTRE DUAS ONDAS	18
2.1 Geração de sinais harmônicos / Modulação de fase	20
2.2 Processamento de harmônicos	23
2.2.1 Circuito elétrico de processamento	26
2.2.2 Demodulação dos sinais harmônicos com amplificadores lock-in	28
2.3 Calibração do circuito de processamento	30
2.4 Operação do sistema como um sensor passivo de fase e amplitude	38
2.4.1 Limites de detecção / SNR	40
2.5 Controle arbitrário de fase entre duas ondas	43
2.5.1 Geração do sinal de correção	44
2.5.2 Operação do sistema de realimentação	47
2.5.3 Aferição da fase de controle	49
3. APLICAÇÕES EM HOLOGRAFIA COM CRISTAIS FOTORREFRATIVOS	52
3.1 Auto-difração e entortamento de hologramas em cristais LiNbO_3	52
3.2 Holografia dinâmica de fase controlada em cristais $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$	62
4. CONCLUSÕES	68
5. APÊNDICES	70
5.1 Medida da tensão de meia onda do modulador de fase	70
5.2 Método simples de compensação de ruídos para um vibrômetro a cristais fotorrefrativos de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$	75
5.3 Conversão de sinais ópticos em elétricos / Fotodetectores	81
6. REFERÊNCIAS	84

1. INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, o desenvolvimento de novos materiais fotossensíveis foi acompanhado pelo surgimento de múltiplas aplicações da holografia. Dentre os materiais fotossensíveis, os cristais fotorrefrativos despertam grande interesse para aplicações nos campos de processamento de imagens, amplificação de sinais, conjugação de fase, filtros holográficos, memórias e interconexões ópticas, entre outros [Günter, 88]. Em princípio, qualquer cristal fotocondutor e eletroóptico é um cristal fotorrefrativo. Usualmente, a fotocondutividade nesses materiais se deve à presença de impurezas introduzidas durante o processo de crescimento. Uma grande variedade de cristais, bem como tipos e concentrações de dopantes, têm sido investigados visando a otimização de características como fotossensibilidade, resolução espacial, relação sinal/ruído e faixa dinâmica. Na maioria das aplicações, o cristal é exposto a uma modulação espacial de intensidade luminosa (padrão de interferência) resultante da mistura de duas ondas ópticas coerentes. Devido à absorção de fótons, cargas livres são geradas e após migrarem na banda de condução (elétrons) e/ou de valência (buracos) se recombinam em outras posições do cristal. As cargas livres podem migrar por ação de três diferentes mecanismos de transporte: difusão, via efeito fotovoltaico ou por ação de um campo elétrico externo. Devido ao processo de migração, as taxas locais de geração e de recombinação de cargas não se anulam e uma modulação espacial de cargas elétricas aparece no interior do cristal. Do estabelecimento de uma modulação espacial de cargas decorre a formação de um campo elétrico (“space charge field”, E_{sc}), que modula o índice de refração do cristal (holograma de fase) via efeito eletroóptico.

As duas grandezas de maior interesse nas aplicações dos cristais fotorrefrativos são a *eficiência de difração* e a *fase holográfica*. A eficiência de difração, como sugere o nome, está relacionada à quantidade de luz incidente que é difratada pelo holograma. Quanto maior a eficiência de difração de um holograma, maior a intensidade óptica do feixe difratado. A fase holográfica, por sua vez, é definida como a defasagem espacial entre a modulação de índice (holograma) e a modulação de intensidade luminosa (padrão de interferência). Essa defasagem desempenha papel primordial na dinâmica do registro holográfico e na transferência de energia entre os feixes ópticos. A medida dessas grandezas e sua caracterização com relação às variáveis experimentais de registro e de crescimento do cristal, revelam os aspectos

fundamentais dos mecanismos de transporte de cargas e da performance fotorrefrativa do material, sendo portanto de grande valia para o desenvolvimento dos cristais fotorrefrativos e suas aplicações.

Diversas técnicas holográficas têm sido desenvolvidas para investigação de materiais fotorrefrativos [Rupp, 92]. As técnicas mais simples envolvem a medida da formação e/ou do apagamento do holograma com auxílio de um feixe-prova (“probe beam”) de pequena intensidade óptica, geralmente com comprimento de onda diferente daquele que registra o holograma [Mullen, 88]. A medida da intensidade do feixe-prova difratado permite os cálculos da eficiência de difração, da amplitude de modulação de índice e da amplitude do campo de cargas espaciais (se conhecido o coeficiente eletroóptico do material). Técnicas mais elaboradas para a medida não só da eficiência de difração, como também da fase holográfica, foram desenvolvidas a partir da medida do grau de acoplamento entre as ondas que registram o holograma (“beam-coupling techniques”) [Garcia, 89] [Zha, 90] [Montgomery, 90] [Lawler, 91] [Hofmeister, 93] [Gray, 94]. A medida do grau de acoplamento é feita através da medida do termo de interferência óptico entre as ondas transmitida e difratada em uma das direções de saída do material fotorrefrativo. A maior dificuldade na utilização dessas técnicas é o estabelecimento de uma fase de referência, visto que os sistemas interferométricos são susceptíveis à perturbações de fase causadas por ação de agentes externos e erros inesperados na medida da fase holográfica podem ocorrer. Adicionalmente, as perturbações de fase são sempre danosas ao registro holográfico, provocando a perda de contraste do holograma e conseqüentemente queda da sua eficiência de difração.

As perturbações de fase representam um problema prático bastante comum em holografia, causando instabilidade no padrão de interferência. Essa instabilidade se traduz em um movimento randômico do padrão de interferência e se deve à variações desiguais nos caminhos ópticos das ondas que interferem. São possíveis causas dessas variações: perturbações térmicas, correntes de ar, pequenas variações na frequência da luz laser, vibrações dos componentes da montagem, etc. Exposições rápidas ou interferômetros de pequenas dimensões podem ser utilizados para minimizar os efeitos dessas perturbações. Contudo, muitas aplicações requerem interferômetros com braços longos, o registro de hologramas em ambientes ruidosos ou com baixas intensidades de luz (longos tempos de exposição), ou ainda, a reexposição contínua do holograma ao padrão de interferência. Existem materiais fotossensíveis, como os cristais fotorrefrativos de LiNbO_3 , nos quais o

registro pode levar várias horas, ou mesmo dias, dependendo das condições experimentais e de dopagem. Esses cristais têm destacado interesse no desenvolvimento de memórias ópticas devido à sua grande capacidade de armazenamento de dados. A emergência de uma tecnologia viável que utilize os cristais fotorrefrativos requer, portanto, que o desenvolvimento de técnicas de caracterização desses materiais seja acompanhado de um controle sistemático das condições experimentais às quais o cristal está submetido.

A motivação original para o desenvolvimento de técnicas de *controle de fase* foi exatamente a necessidade de compensação de ruídos. A operação dessas técnicas está baseada na realimentação de um sinal de erro ao interferômetro, com auxílio de um modulador de fase. Sempre que uma perturbação tende a produzir um desbalanceamento nos caminhos ópticos das ondas que interferem, um sinal é aplicado ao modulador (colocado em um dos braços do interferômetro) para compensar em tempo real o efeito dessa perturbação e manter estável o padrão de interferência.

A extração do sinal de erro constitui uma das etapas mais importantes de um sistema de estabilização. Resumidamente, podemos dizer que um sinal de erro é um sinal que contém informação sobre a relação de fase entre as ondas que interferem. Uma grande variedade de métodos de extração de sinais de erro foram publicados, envolvendo: a amplificação óptica do padrão de interferência com uma objetiva microscópica de grande magnificação e uma eletrônica apropriada [Neumann, 67], o uso de redes holográficas auxiliares para geração de padrões Moiré e detecção síncrona de sinais com amplificadores lock-in [MacQuigg, 77], ou a inserção de combinadores de feixes (como uma lâmina de vidro) na região de interferência das ondas incidentes para geração de um sinal de referência auxiliar [Jackson, 80] [Jones, 84].

Uma nova etapa na utilização das técnicas de controle de fase em holografia surgiu com os trabalhos de Kamshilin *et al* [Kamshilin, 86] e Frejlich *et al* [Frejlich, 88]. Nessas técnicas, o sinal de erro é derivado diretamente da mistura de duas ondas em um material fotossensível, ie, o próprio holograma que está sendo gravado é utilizado como referência para estabilização. Isto é possível devido à estreita relação entre a fase holográfica e a diferença de fase dos feixes transmitido e difratado em uma das saídas do material. Kamshilin *et al* utilizam um cristal fotorrefrativo de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ em regime de difusão (ausência de campo externo) e um sistema eletrônico de detecção similar ao desenvolvido por MacQuigg, para registrar hologramas fotorrefrativos com fase holográfica estabilizada em $\pi/2$. Frejlich *et al* ampliam o campo de

aplicação da técnica ao permitir o controle de fase em 0 , π , ou $\pm\pi/2$ e viabilizar, simultaneamente à gravação do holograma, a monitoração em tempo real da sua eficiência de difração [Santos, 88]. Essa técnica mostrou-se eficiente para o registro estabilizado de hologramas em fotorresinas com eficiências de difração extremamente pequenas, com valores de saturação de eficiência inferiores a 1% [Cescato, 87]. Alternativamente, demonstramos que o registro estabilizado em cristais $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ permite a gravação de hologramas com elevadas modulações fotorrefrativas. Modulações de índice de refração equivalentes à eficiências de 100% de difração [Garcia, 95], ou modulações de índice ainda maiores [Freschi, 94] [Frejlich, 95], foram obtidas ao forçarmos as ondas transmitida e difratada, na saída do material, a estarem em quadratura de fase ($\pi/2$ defasadas).

O uso do próprio holograma como sistema de referência abriu novas perspectivas para a aplicação do controle de fase em experimentos com cristais fotorrefrativos, como $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ [Santos, 89], BaTiO_3 [Shimura, 92] e $\text{KNSBN}:\text{Ti}$ [Bian, 95]. Fixando a relação de fase entre o holograma e o padrão de interferência em um cristal $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ submetido a um campo elétrico externo, Frejlich demonstrou a presença de múltiplas espécies fotorrefrativas no cristal ao observar um “batimento” na intensidade de luz, produzido pelo movimento do holograma [Frejlich, 90]. Seguiu-se o aprimoramento das técnicas de controle de fase para a detecção seletiva de redes fotorrefrativas e fotocrômicas [Frejlich, 92a]. Redes fotocrômicas residuais foram detectadas em cristais $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [Frejlich, 92b] e $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ [Freschi, 94].

A compensação de ruídos de fase é objeto de interesse nas mais diversas áreas da interferometria e várias técnicas de estabilização foram desenvolvidas para aplicações em metrologia [Jackson, 86] [Yoshino, 87] [Doswell, 90] [Barone, 94]. Quando duas ondas ópticas estão em fase (ou contrafase), a intensidade de luz resultante da interferência dessas ondas está num ponto de máximo (ou mínimo), onde a derivada é nula, ou seja, excursões apreciáveis de fase podem ocorrer sem uma mudança detectável na intensidade luminosa. Assim, os sistemas de controle de fase são utilizados para forçar a operação do sensor com as ondas em quadratura ($\pi/2$), onde a sensibilidade é máxima. Kersey *et al* desenvolvem um sensor passivo de fase e amplitude interferométrica a partir de propriedades de polarização da luz [Kersey, 82]. Utilizando luz circularmente polarizada em um dos braços do interferômetro, dois sinais ópticos em quadratura de fase são obtidos e, após serem processados eletronicamente, permitem a medida da fase e amplitude de interferência entre as ondas,

eliminando a necessidade de estabilização. No entanto, como enfatizamos anteriormente, a compensação “virtual” das perturbações de fase não é eficiente em holografia, pois o movimento randômico do padrão de luz é sempre danoso ao registro holográfico.

A maior limitação das técnicas de estabilização em holografia residia na impossibilidade de controle de fase em valores diferentes de 0 , π , ou $\pm\pi/2$. Pequenas adaptações da técnica desenvolvida por Kersey poderiam ser feitas para viabilizar o controle de fase num espectro contínuo de valores. Outra técnica que também poderia ser implementada para o controle arbitrário de fase foi desenvolvida por Ing *et al* [Ing, 93]. Contudo, o problema fundamental para o uso dessas técnicas em holografia é a necessidade de uma condição muito particular de polarização da luz incidente no material fotossensível, que limita enormemente a utilização de diversos materiais, particularmente dos cristais fotorrefrativos, que são materiais cujas propriedades de difração dependem sensivelmente do estado de polarização das ondas que registram o holograma. Adicionalmente, essas técnicas não representam uma opção interessante do ponto de vista do registro holográfico devido ao menor contraste das franjas de interferência projetadas sobre o material. Além disso, os feixes transmitido e difratado na saída do material devem satisfazer (e manter) condições específicas de polarização, o que nem sempre é possível. Uma adaptação da técnica desenvolvida por Frejlich *et al* [Frejlich, 88] foi feita para gravação estabilizada de hologramas em fotorresinas depositadas em substratos opacos, com vistas à fabricação de componentes holográficos [Lima, 96]. Nesse sistema, a estabilização se dá através do controle de fase entre ondas refletidas e pode forçar a fase entre essas ondas a assumir qualquer valor, dependendo do tipo de substrato, do ângulo de incidência dos feixes ópticos que registram o holograma e da espessura da camada de fotorresina depositada. No entanto, o valor da fase de estabilização não é controlado e o desvio da condição de quadratura representa mais um inconveniente que um atrativo nessa técnica. Lima *et al* procuram determinar as condições nas quais esses desvios podem ser minimizados, estudando diversos tipos de substratos e condições experimentais de registro.

Neste trabalho, desenvolvemos uma técnica de processamento de sinais para o controle arbitrário da diferença de fase entre duas ondas ópticas que interferem [Freschi, 95a]. A soma coerente de duas ondas luminosas produz uma intensidade de luz que depende não-linearmente da diferença de fase entre elas. Ao introduzirmos em um dos braços do interferômetro uma modulação senoidal de fase de pequena amplitude e alta frequência causamos, na intensidade de luz, o aparecimento de sinais harmônicos da frequência de modulação. Os termos de

primeiro e segundo harmônicos estão em quadratura de fase e são processados eletronicamente para gerar um novo sinal de segundo harmônico, cuja demodulação com um amplificador lock-in fornece diretamente a medida da diferença de fase e da amplitude de interferência. O sinal demodulado pode ser utilizado como sinal de erro para o controle de fase entre as ondas em um valor qualquer, arbitrariamente escolhido. A técnica desenvolvida utiliza o sinal proveniente de uma única saída do interferômetro e não apresenta restrições quanto à polarização da luz no meio de registro. O valor da fase de controle independe da intensidade das ondas que interferem, sendo portanto insensível à oscilações de potência do laser e à perdas de luz por espalhamento. Ilustramos a aplicação dessa técnica de processamento em experimentos de holografia com cristais fotorrefrativos de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ e $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Duas aplicações foram realizadas: Na primeira, detectamos o entortamento de hologramas em cristais $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ causado por efeitos de auto-difração e mostramos que o controle da fase holográfica (via controle da fase de interferência) resulta na correção do entortamento, em maiores eficiências de difração e menores perdas de luz por espalhamento [Freschi, 96a] [Garcia, 96]. Na segunda aplicação, realizamos o registro estabilizado de hologramas dinâmicos em cristais $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Através do controle de fase forçamos a gravação de hologramas em condições “não-naturais” de registro, gerando assim hologramas que se movem. Mostramos que o controle arbitrário de fase pode ser utilizado como meio de controle da velocidade dos hologramas registrados, viabilizando a otimização de características fotorrefrativas como eficiência de difração e transferência de energia [Freschi, 96b].

A seguir, discutimos as propriedades fundamentais do registro holográfico em cristais fotorrefrativos e do acoplamento de ondas em materiais de registro em volume. No Capítulo 2 descrevemos as etapas de desenvolvimento da técnica aqui apresentada, tratando da geração, detecção, processamento e demodulação de sinais harmônicos. A operação do sistema, como um sensor passivo ou ativo de fase, é discutida detalhadamente. O Capítulo 3 ilustra a aplicação da técnica em problemas atuais de pesquisa na área dos cristais fotorrefrativos. No Capítulo 4 fazemos as considerações finais do trabalho, ressaltando os resultados alcançados e as perspectivas futuras de aplicação da técnica desenvolvida. Nos apêndices constam a caracterização do modulador de fase que utilizamos (apêndice A), um método simples de compensação de ruídos para um vibrômetro a cristais fotorrefrativos de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [Freschi,

95b] (apêndice B) e o princípio e circuito elétrico de operação dos fotodetectores (apêndice C).

1.1 REGISTRO HOLOGRÁFICO EM CRISTAIS FOTORREFRATIVOS

Cristais fotorrefrativos são materiais fotocondutores e eletroópticos. Os processos físicos fundamentais que descrevem o registro holográfico em cristais fotorrefrativos foram extensivamente estudados e estão resumidos em dois livros [Günter, 88] [Hall, 85]. O registro holográfico nesses materiais está baseado na geração, migração e recombinação de cargas livres por ação de uma iluminação não uniforme (como a produzida pela interferência de duas ondas) que resulta numa modulação espacial do índice de refração (holograma de fase) no interior do cristal. A geração de cargas livres depende da presença de centros doadores adequados ao comprimento de onda da luz utilizada, pois a maioria dos cristais de interesse são intrinsecamente transparentes no visível. Elétrons ou buracos são excitados pela luz, que após migração na camada de condução ou de valência, se recombinam em outras posições. Devido ao processo de migração, as taxas de geração e de recombinação das cargas fotoexcitadas não se equilibram, resultando numa modulação espacial de cargas no interior do cristal e na criação de um campo elétrico espacialmente modulado (“space-charge field”, E_{sc}). Esse campo modula o índice de refração do material via efeito eletroóptico. Uma iluminação uniforme “apaga” o campo de cargas espaciais e retorna o cristal à sua condição original. O registro holográfico nesses materiais não depende, portanto, de nenhum processo de revelação e ciclos contínuos de escrita e apagamento de hologramas podem ser realizados com auxílio de um simples obturador (“shutter”), colocado em um dos braços do interferômetro. Na exposição que segue, vamos descrever os conceitos fundamentais necessários ao entendimento dos problemas que serão tratados mais adiante, nas aplicações do sistema de controle de fase desenvolvido em nosso trabalho.

• *Geração e recombinação de cargas livres*

A existência de centros doadores e receptores de cargas livres e um mecanismo eficiente de migração são essenciais na geração de hologramas em cristais fotorrefrativos. Em cristais

nominalmente puros esses centros são providos pela presença de pequenas concentrações de impurezas. De fato, o efeito fotorrefrativo foi descoberto nos Laboratórios Bell por Ashkin *et al* em cristais LiNbO_3 nominalmente puros [Ashkin, 66]. Na época, esse efeito foi considerado um sério inconveniente e chamado de *dano óptico* (“optical damage”). Nas palavras de Ashkin: “The effect, although interesting in its own right, is highly detrimental to the optics of nonlinear devices based on these crystals”. Em 1969 F. S. Chen propôs o primeiro modelo baseado no processo de geração e recombinação de cargas livres para explicar esse fenômeno e percebeu as potencialidades desse efeito para o armazenamento de grande quantidade de dados na forma de hologramas de volume [Chen, 69]. Foi então demonstrado que as impurezas de Fe constituem os mais importantes centros doadores e receptores de cargas livres na maioria dos cristais ferroelétricos, como LiNbO_3 , LiTaO_3 , KNbO_3 e BaTiO_3 , entre outros [Staebler, 74] [Glass, 74] [Huignard, 75] [Jiangou, 92]. Um forte pico de absorção (responsável pela fotocondutividade) em 2.55 eV é observado após a dopagem. O Fe atua como um centro doador-receptor através das mudanças de valência $\text{Fe}^{2+} \leftrightarrow \text{Fe}^{3+}$. Essas mudanças de valência podem ser consideradas como fotoionização do íon Fe^{2+} : o estado final é um íon Fe^{3+} e um elétron livre na banda de condução. No processo inverso, o íon Fe^{3+} atua como receptor de elétrons e após recombinação com um elétron se converte em um íon Fe^{2+} . Esse mecanismo está ilustrado na Fig.(1.1-1). Nos últimos anos foi demonstrado que esse modelo simples de interconversão $\text{Fe}^{2+} \leftrightarrow \text{Fe}^{3+}$ não explica em todos os detalhes o efeito fotorrefrativo, particularmente quando altas intensidades luminosas estão envolvidas [Jermann, 93]. Outros íons metálicos (como Cu, Ce, Mn, Mg, entre outros) foram usados como centros ativadores do mecanismo de fotogeração, contudo o Fe se constitui no centro mais eficiente na maioria desses materiais [Günter, 88]. Outra classe de cristais fotorrefrativos, as selenitas, como $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$, $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ e $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$, mesmo nominalmente puros possuem alta fotocondutividade. A natureza dos centros doadores e receptores de cargas é ainda hoje objeto de estudo [Peltier, 77] [Vainos, 89] [Frejlich, 90] [Frejlich, 92b] [Arizmendi, 92] [Mersch, 93]. Atualmente é aceito que várias espécies de centros estão envolvidos no mecanismo de fotogeração, ligadas possivelmente a defeitos na estrutura cristalina e a pequenas concentrações de impurezas introduzidas durante o processo de crescimento.

Geração de cargas livres : $\text{Fe}^{2+} \rightarrow \text{Fe}^{3+} + e^-$ (B.C.)

Transporte de cargas

- Difusão
- Campo elétrico externo
- Campo fotovoltaico

Recombinação : $\text{Fe}^{3+} + e^- \rightarrow \text{Fe}^{2+}$

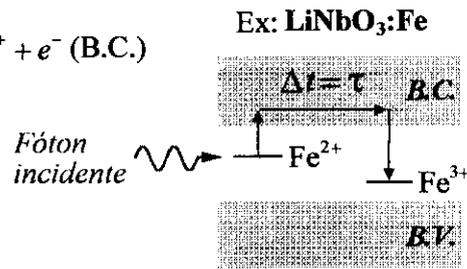


Fig.(1.1-1): Um fóton incidente é absorvido por um íon Fe^{2+} , convertendo-se em um íon Fe^{3+} e um elétron livre na banda de condução. O elétron se movimenta na banda de condução e após um tempo de vida τ se recombina com um íon Fe^{3+} .

• Mecanismos de transporte de cargas e Fase holográfica

Consideremos duas ondas planas coerentes (R e S) incidindo simetricamente em um cristal fotorrefrativo, como na ilustração superior da Fig.(1.1-2). O padrão de interferência projetado sobre o cristal pode ser escrito como, $I(x) = I_0(1 + m \cos Kx)$, com $I_0 = I_R^0 + I_S^0$ a soma das intensidades incidentes dos feixes R e S respectivamente, $m = 2\sqrt{I_R^0 I_S^0} \gamma / I_0$ a visibilidade do padrão, γ um escalar que depende do estado de coerência e polarização das ondas que interferem ($|\gamma| \leq 1$) [Fowles, 75] e $K = 2\pi/\Lambda$ a frequência espacial, com Λ o período das franjas de interferência. Essa modulação espacial de intensidade produz uma modulação equivalente nas taxas de geração e recombinação de cargas livres no interior do cristal. Após serem geradas, as cargas livres se movem por difusão, por ação de um campo externo ou via efeito fotovoltaico, sendo posteriormente recombinadas por centros aceitadores. Devido ao movimento das cargas livres, existe uma diferença local nas taxas de geração e de recombinação dessas cargas. Assim, centros doadores ionizados (cargas elétricas imóveis) se acumulam em algumas regiões do cristal, enquanto centro aceitadores ionizados (cargas elétricas imóveis de sinal oposto ao dos centros doadores ionizados) se acumulam em outras regiões. Um campo elétrico aparece no interior do cristal, que modula o índice de refração do material via efeito eletroóptico.

» *Difusão*

O desenvolvimento de um holograma gerado pela difusão das cargas livres está ilustrado na Fig.(1.1-2) (coluna esquerda). Consideremos que as cargas livres fotogeradas são elétrons. A taxa de geração de elétrons $G(x)$ é proporcional à intensidade $I(x)$ (uma pequena contribuição de origem térmica pode estar presente). Após serem gerados, os elétrons difundem na banda de condução, tal que a amplitude da densidade de elétrons na banda de condução após um intervalo de tempo $\Delta t = \tau$ é diminuída em comparação com a amplitude inicial. Os elétrons então recombinam, produzindo centros aceitadores ionizados. As taxas de geração de doadores ionizados (cargas positivas) $G(x)$ e de geração de aceitadores ionizados (cargas negativas) $R(x)$ (igual a taxa de recombinação de elétrons) estão em fase, contudo apresentam diferentes amplitudes. O resultado líquido é o aparecimento de uma densidade de cargas elétricas $\rho(x)$ modulada em fase (ou contrafase, no caso dos portadores de carga serem buracos) com o padrão de interferência $I(x)$. Conseqüentemente, o campo elétrico resultante, E_{sc} , e a modulação de índice, $\Delta n(x)$, estão defasados de um quarto de período ($\Lambda/4$) em relação à $I(x)$ (Eq. Poisson), com $\Delta n(x) = (1/2)\bar{n}^3 r_{eff} E_{sc}(x)$, \bar{n} o índice de refração “bulk” do cristal e r_{eff} o coeficiente eletroóptico efetivo. O crescimento do campo E_{sc} inibe a difusão de elétrons e o estado estacionário é atingido quando a densidade de corrente $j = 0$. Assim, se a difusão é o único mecanismo responsável pelo transporte de cargas livres, a *fase holográfica* Φ , definida como a diferença de fase entre o padrão de interferência $I(x)$ e o holograma $\Delta n(x)$, é igual a $\pm \pi/2$, com \pm dependendo do sinal do coeficiente eletroóptico e do tipo de cargas livres (elétrons ou buracos).

» *Arraste (“Drift”)*

Os elétrons fotogerados também podem se mover por ação de um campo elétrico externo aplicado ao cristal ou via efeito fotovoltaico, presente em alguns cristais fotorrefrativos, como o $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. No efeito fotovoltaico, as cargas fotogeradas são ejetadas em uma direção preferencial ao longo do eixo polar (ou fotovoltaico) — para uma descrição detalhada sobre esse assunto, ver referências [Glass, 74] [Huignard, 75] [Grousson, 83]. Em ambos os casos, a taxa de geração e de recombinação de elétrons estão defasadas de δ , $G(x) \propto \cos(Kx)$ e

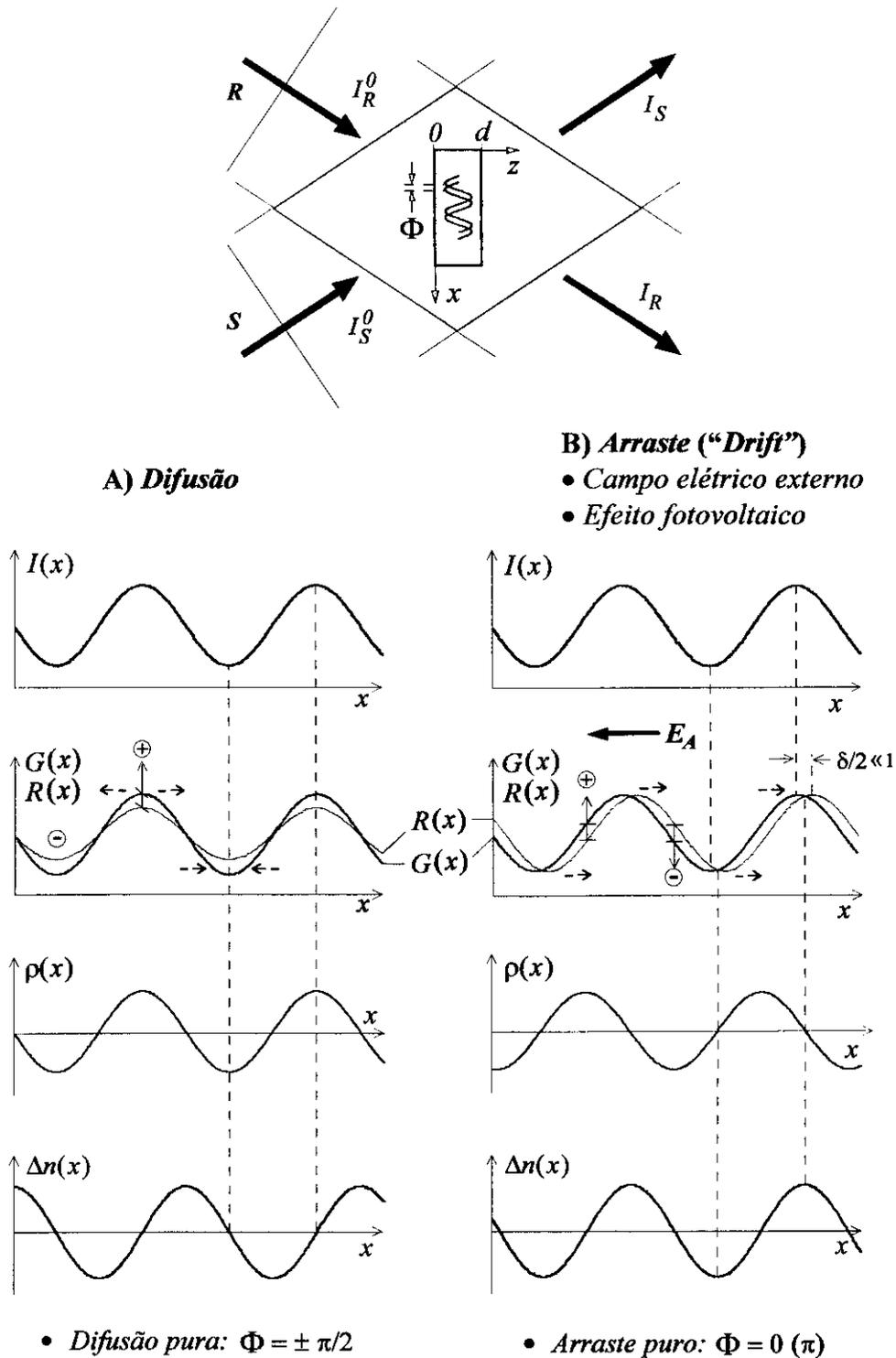


Fig.(1.1-2): Mistura de duas ondas e mecanismos de transporte de cargas em cristais fotorrefrativos. $I(x)$: modulação de intensidade luminosa, $G(x)$ e $R(x)$: taxas de geração e recombinação de elétrons, $\rho(x)$: densidade de carga, $\Delta n(x)$: modulação do índice de refração.

$R(x) \propto \cos(Kx + \delta)$. Se a distância percorrida pelos elétrons desde sua geração até recombinação é pequena quando comparada ao período da rede, temos $\delta \ll 1$ e nesse caso podemos considerar a densidade de cargas $\rho(x) \propto \sin(Kx)$. O campo de cargas espaciais E_{sc} evolui e o estado estacionário é atingido quando a densidade de corrente $j = Cte$. Assim, nesses dois mecanismos (campo externo e efeito fotovoltaico) e para pequenos comprimentos de transporte (“small charge transport length”, $\delta \ll 1$), o campo de cargas espaciais E_{sc} e o padrão de interferência $I(x)$ estão em fase ou contrafase e conseqüentemente a *fase holográfica* $\Phi = 0$ ou π .

Resumindo, as condições $\Phi = \pm \pi/2$ são as “naturais” de registro (i.e., na ausência de perturbações) em cristais fotorrefrativos nos quais o mecanismo de transporte de cargas é a difusão. As condições $\Phi = 0$ ou π por sua vez, são as “naturais” de registro (desprezando-se a ação da difusão) em regime de arraste (“drift”), por ação de um campo elétrico externo ou via efeito fotovoltaico. De maneira geral, ambos os mecanismos (difusão e arraste) podem estar envolvidos no transporte de cargas no interior do cristal e a fase holográfica pode assumir um valor qualquer.

1.2 ACOPLAMENTO DE ONDAS EM HOLOGRAMAS DE VOLUME

Consideremos duas ondas R e S incidindo simetricamente em um material contendo uma modulação de índice de refração do tipo,

$$\Delta n(x) = n_1 \cos Kx \quad (1.2-1)$$

que se estende de $z = 0$ até $z = d$ [ilustração superior da Fig.(1.1.2)], com n_1 a amplitude de modulação do índice, $K = 2\pi/\Lambda$ a frequência espacial, $\Lambda = \lambda/2\bar{n} \sin \theta_0$ o período das franjas de interferência, λ o comprimento de onda da luz laser no espaço livre, \bar{n} o índice de refração médio do material e $2\theta_0$ o ângulo entre os vetores de propagação das ondas no seu interior. Consideremos também que essas ondas são perfeitamente coerentes, têm polarização normal ao plano de incidência e satisfazem a condição de Bragg da rede, i.e., a diferença dos vetores

de onda incidentes $\mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S$ é exatamente igual ao vetor de onda da rede \mathbf{K} ($K = |\mathbf{K}|$), com $\mathbf{k}_R = (2\pi\bar{n}/\lambda)(\cos\theta_0\hat{e}_z + \sin\theta_0\hat{e}_x)$ e $\mathbf{k}_S = (2\pi\bar{n}/\lambda)(\cos\theta_0\hat{e}_z - \sin\theta_0\hat{e}_x)$. A dependência espacial dos campos elétricos das ondas R e S podem então ser escritas como,

$$\begin{aligned} R(x, z) &= R(z) \exp\{-i\pi\bar{n}[(2z \cos\theta_0/\lambda) + (x/\Lambda)]\} \\ S(x, z) &= S(z) \exp\{-i\pi\bar{n}[(2z \cos\theta_0/\lambda) - (x/\Lambda)]\} \end{aligned} \quad (1.2-2)$$

onde $R(z)$ e $S(z)$ são amplitudes complexas das ondas R e S , que descrevem as variações de fase e amplitude em R e S ao longo do eixo z como resultado da interação entre as ondas e o holograma.

A propagação de ondas em um material espesso com uma modulação senoidal de índice foi resolvida por [Kogelnik, 69], e leva às conhecidas equações de acoplamento,

$$\cos\theta_0 \frac{dR(z)}{dz} + \frac{\alpha}{2} R(z) = -i\kappa S(z), \quad \cos\theta_0 \frac{dS(z)}{dz} + \frac{\alpha}{2} S(z) = -i\kappa R(z) \quad (1.2-3)$$

onde $\kappa = \pi n_1/\lambda$ é a constante de acoplamento e α o coeficiente de absorção do material. No caso das ondas R e S possuírem polarizações paralelas ao plano de incidência, temos uma redução na constante de acoplamento, dada por $\kappa_{//} = \kappa(\mathbf{r}, \mathbf{s})$, com \mathbf{r} e \mathbf{s} os versores na direção de polarização das ondas R e S — para maiores detalhes ver apêndice da referência [Kogelnik, 69]. A solução geral das Eqs.(1.2-3) tem a forma,

$$\begin{aligned} R(z) &= [a \exp(i\kappa_0 z) + b \exp(-i\kappa_0 z)] \exp(-\alpha_0 z/2) \\ S(z) &= [-a \exp(i\kappa_0 z) + b \exp(-i\kappa_0 z)] \exp(-\alpha_0 z/2) \end{aligned} \quad (1.2-4)$$

$$\kappa_0 = \frac{\kappa}{\cos\theta_0} = \frac{\pi n_1}{\lambda \cos\theta_0}, \quad \alpha_0 = \frac{\alpha}{\cos\theta_0} \quad (1.2-5)$$

onde os coeficientes a e b são determinados pelas condições de contorno em $z = 0$, i.e., a partir da amplitude e fase das ondas na face de entrada do material. A condição de contorno pode ser descrita na forma mais geral como $R(0) = \sqrt{I_R^0} \exp(-i\phi_R)$ e $S(0) = \sqrt{I_S^0} \exp(-i\phi_S)$, e assim podemos escrever,

$$\begin{aligned} R(z) &= \left[\sqrt{I_R^0} \exp(-i\phi_R) \cos(\kappa_0 z) - i\sqrt{I_S^0} \exp(-i\phi_S) \sin(\kappa_0 z) \right] \exp(-\alpha_0 z/2) \\ S(z) &= \left[-i\sqrt{I_R^0} \exp(-i\phi_R) \sin(\kappa_0 z) + \sqrt{I_S^0} \exp(-i\phi_S) \cos(\kappa_0 z) \right] \exp(-\alpha_0 z/2) \end{aligned} \quad (1.2-6)$$

e as intensidades como,

$$\begin{aligned} I_R &= |R|^2 = \left[I_R^0 \cos^2(\kappa_0 z) + I_S^0 \sin^2(\kappa_0 z) - \sqrt{I_R^0 I_S^0} \sin(2\kappa_0 z) \sin \Phi \right] \exp(-\alpha_0 z) \\ I_S &= |S|^2 = \left[I_R^0 \sin^2(\kappa_0 z) + I_S^0 \cos^2(\kappa_0 z) + \sqrt{I_R^0 I_S^0} \sin(2\kappa_0 z) \sin \Phi \right] \exp(-\alpha_0 z) \end{aligned} \quad (1.2-7)$$

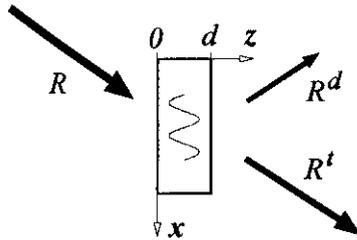
com $\Phi = \phi_S - \phi_R$. Notemos que a intensidade luminosa do padrão de interferência projetada na face de entrada do material (I_T^0) é dada por,

$$I_T^0(x, z = 0) = |R(x, z = 0) + S(x, z = 0)|^2 = I_0 [1 + m \cos(Kx - \Phi)] \quad (1.2-8)$$

que equiivale a um padrão de luz defasado de Φ radianos do holograma [$\Delta n(x) = n_1 \cos Kx$], com $I_0 = I_R^0 + I_S^0$ e $m = 2\sqrt{I_R^0 I_S^0} / I_0$. Os termos de interferência nas Eqs.(1.2-7) apresentam sinais trocados, indicando que energia é transferida de um feixe para outro, dependendo do sinal e valor da defasagem Φ . O acoplamento de amplitude é máximo quando $\Phi = \pm \pi/2$ e nulo para $\Phi = 0$ ou π . Notemos que perturbações de fase causam variações em Φ e podem ser detectadas através de variações nas intensidades I_S e/ou I_R .

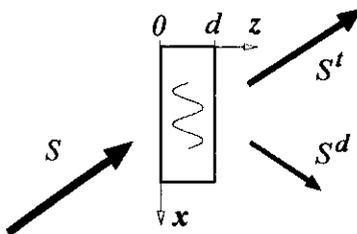
• *Eficiência de difração*

Consideremos o caso onde apenas um dos feixes ilumina uniformemente o cristal, como ilustrado abaixo. As ondas transmitida (*t*) e difratada (*d*) podem ser calculadas a partir das Eqs.(1.2-6),



$$R^d(z) = S(z)_{I_R^0=0} = -i\sqrt{I_R^0} \sin(\kappa_0 z) \exp(-i\phi_R) \exp(-\alpha_0 z/2)$$

$$R^t(z) = R(z)_{I_S^0=0} = \sqrt{I_R^0} \cos(\kappa_0 z) \exp(-i\phi_R) \exp(-\alpha_0 z/2)$$



$$S^t(z) = S(z)_{I_R^0=0} = \sqrt{I_S^0} \cos(\kappa_0 z) \exp(-i\phi_S) \exp(-\alpha_0 z/2)$$

$$S^d(z) = R(z)_{I_R^0=0} = -i\sqrt{I_S^0} \sin(\kappa_0 z) \exp(-i\phi_S) \exp(-\alpha_0 z/2)$$

A eficiência de difração é definida por Kogelnik [Kogelnik, 69] como a razão entre a intensidade do feixe difratado na saída do material e a intensidade do feixe incidente,

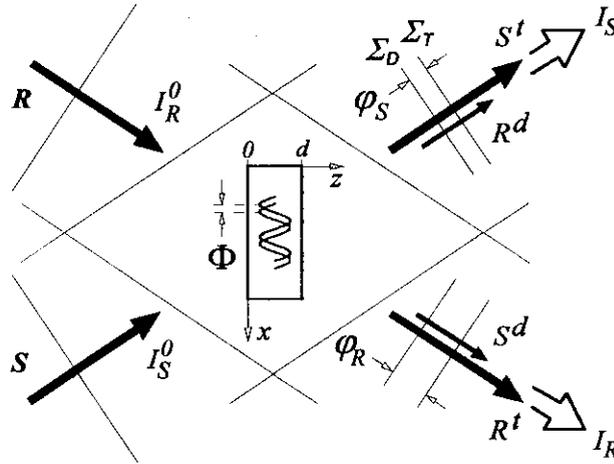
$$\eta_\alpha = \frac{|S^d|^2}{|S|^2} = \exp(-\alpha_0 d) \sin^2(\kappa_0 d) \quad (1.2-9)$$

Outra definição que aparece frequentemente na literatura, considera a eficiência de difração como a razão entre a intensidade difratada e a soma das intensidades na saída do material. A eficiência de difração calculada dessa maneira independe das perdas de luz por absorção (e por reflexão nas interfaces cristal-ar), sendo esta a definição adotada em nosso trabalho,

$$\eta = \frac{|S^d|^2}{|S^t|^2 + |S^d|^2} = \sin^2(\kappa_0 d) \quad (1.2-10)$$

• *Fase de detecção / Interferência de duas ondas*

As Eqs.(1.2-6) podem ser escritas como, $R(z) = R^t(z) + S^d(z)$ e $S(z) = S^t(z) + R^d(z)$. Desse modo, podemos interpretar I_S e I_R nas Eqs.(1.2-7) como resultantes da interferência de duas ondas, uma transmitida e outra difratada, como ilustra a figura abaixo,



Escrevendo as intensidades transmitidas $I_R^t = |R^t|^2 = I_R^0 T(1 - \eta)$, $I_S^t = |S^t|^2 = I_S^0 T(1 - \eta)$ e difratadas $I_S^d = |S^d|^2 = I_S^0 T \eta$, $I_R^d = |R^d|^2 = I_R^0 T \eta$, com $T = \exp(-\alpha_0 d)$, podemos expressar as intensidades I_S e I_R medidas na saída do material através da bem conhecida relação de interferência de duas ondas [Fowles, 75],

$$\begin{aligned} I_R &= I_R^t + I_S^d + 2\sqrt{I_R^t I_S^d} \cos \varphi_R \\ I_S &= I_S^t + I_R^d + 2\sqrt{I_S^t I_R^d} \cos \varphi_S \end{aligned} \quad (1.2-11)$$

onde φ_R e φ_S são as diferenças de fase entre as ondas transmitida e difratada nas direções R e S , respectivamente. Comparando as equações acima com as Eqs.(1.2-7), temos $\varphi_R = \Phi + \pi/2$, $\varphi_S = \Phi - \pi/2$ se $\sin(2\kappa_0 d) > 0$ e $\varphi_R = \Phi - \pi/2$, $\varphi_S = \Phi + \pi/2$ se $\sin(2\kappa_0 d) < 0$ *. Lembrando que $\kappa_0 \geq 0$, a condição $\sin(2\kappa_0 d) < 0$ ocorre somente em condições muito

* φ_R, φ_S indefinidos se $\sin(2\kappa_0 d) = 0$, pois nesse caso $\eta = 0$ e não há feixe difratado.

especiais, quando a amplitude de modulação de índice (n_1) é superior à necessária para 100% de eficiência de difração [Freschi, 94]. De modo geral, considerando uma rede holográfica com uma modulação de índice do tipo $\Delta n(x) = n_1 \cos Kx$ e um padrão de interferência defasado de Φ radianos do holograma na face de entrada do material, podemos escrever,

$$\varphi_{R,S} = \Phi \pm \pi/2 \quad (1.2-12)$$

A equação acima ilustra a estreita relação entre a fase holográfica e a diferença de fase entre as ondas transmitida e difratada na saída do material. Como ilustraremos em uma das aplicações da técnica que desenvolvemos (Cap.3, item 3.1), esta relação só é válida quando os efeitos de acoplamento de fase entre as ondas podem ser desprezados [Kukhtarev, 79a(b)]. Contudo, qualquer que seja o material fotossensível e o mecanismo de registro holográfico, as diferenças de fase Φ e φ estão sempre diretamente relacionadas e o controle de uma delas implica no controle da outra.

2. DESENVOLVIMENTO DE UM SENSOR DE FASE E AMPLITUDE INTERFEROMÉTRICA / CONTROLE ARBITRÁRIO DE FASE ENTRE DUAS ONDAS

DESCRIÇÃO GERAL DA TÉCNICA

Trata-se de um sistema optoeletrônico de processamento de sinais que viabiliza a medida ou o controle da diferença de fase entre duas ondas. A interferência de duas ondas ópticas gera uma intensidade de luz que depende da diferença de fase φ entre elas. Introduzindo em um dos braços do interferômetro uma modulação senoidal de fase, com amplitude ψ_d e frequência angular Ω , produzimos sinais harmônicos da frequência de modulação na intensidade de luz. As componentes em primeiro e segundo harmônicos são detectadas na intensidade de uma das saídas do interferômetro e os sinais elétricos correspondentes podem ser escritos simplificadamente como, $V_\Omega = a_1 \sin \varphi \sin \Omega t$ e $V_{2\Omega} = a_2 \cos \varphi \cos 2\Omega t$. O termo de primeiro harmônico é multiplicado por um sinal harmônico de frequência Ω e amplitude constante, de forma a gerar um novo sinal de segundo harmônico $V_{\Omega 2} = a_2 \sin \varphi \sin 2\Omega t$. As tensões $V_{\Omega 2}$ e $V_{2\Omega}$ são somadas, resultando em $V_\Sigma^{2\Omega} = a_2 \cos(2\Omega t - \varphi)$. A demodulação desse sinal com um amplificador lock-in do tipo vetorial (com sinais de referência 2Ω em quadratura), resulta em $V_X = a_0 \cos(\varphi - \theta_S)$ e $V_Y = a_0 \sin(\varphi - \theta_S)$, que apresentam quadratura de fase em φ , onde $a_0 = a_2/\sqrt{2}$ é proporcional à amplitude do termo de interferência e θ_S é uma fase constante, selecionada no circuito de referência do amplificador lock-in.

☞ *Operação como sensor passivo de fase e de amplitude interferométrica*

A Fig.(2-1) ilustra a operação do sistema na medida da diferença de fase e da amplitude de interferência de duas ondas. Fazendo θ_S igual a zero, as expressões de V_X e V_Y se reduzem a um conjunto trivial de sinais em quadratura, que permite a medida direta da diferença de fase φ e da amplitude a_0 . Em holografia, a amplitude a_0 pode ser usada para

monitorar a gravação do holograma, $a_0 \propto \sqrt{\eta(1-\eta)}$. Quando os sinais V_X e V_Y são vistos na tela de um osciloscópio no modo XY , observamos um ponto luminoso nas coordenadas polares (r, θ) , com $r = a_0$ e $\theta = \varphi$.

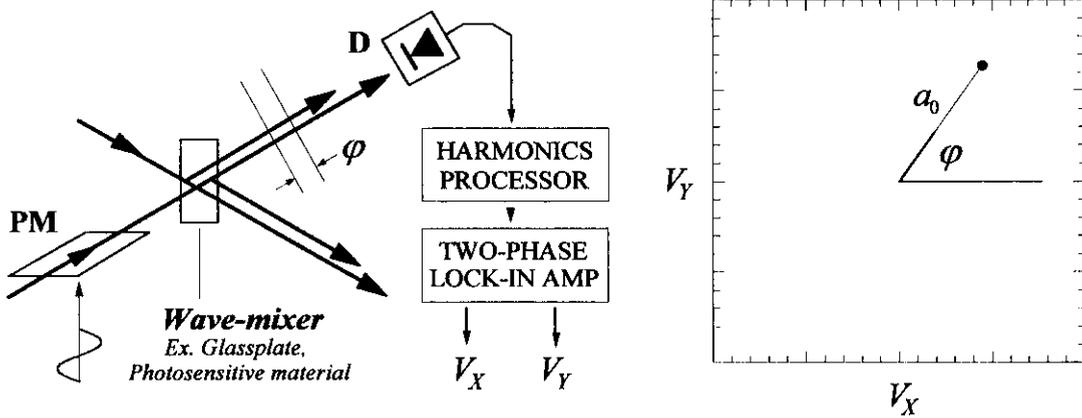


Fig.(2-1): Configuração optoeletrônica utilizada para operação do sistema como um sensor passivo de fase e amplitude. A diferença de fase entre as ondas que interferem e a amplitude do termo de interferência são visualizadas diretamente na tela de um osciloscópio.

☞ Operação do sistema para o controle arbitrário de fase entre duas ondas

A Fig.(2-2) ilustra a operação do sistema no controle de fase entre as ondas. Se uma das tensões de saída do lock-in, digamos V_Y , é utilizada como sinal de erro num sistema de realimentação, a diferença de fase entre as ondas é levada, através do modulador, a assumir o valor que faz V_Y nulo, $\varphi = \theta_S$ (ou $\varphi = \theta_S + \pi$, dependendo de qual condição torna a realimentação negativa). A fase φ pode ser então forçada a assumir qualquer valor, selecionado diretamente no circuito de referência do amplificador lock-in.

$$V_Y \rightarrow \text{Sinal de Erro} \rightarrow V_Y = a_0 \sin(\varphi - \theta_S) = 0$$

$$\rightarrow \varphi(t) = \theta_S + \underbrace{\psi_{\text{CORRECTION}} + \psi_{\text{NOISE}} + \varphi(0)}_0$$

$$V_X = a_0 \cos(\varphi - \theta_S) = a_0, \forall \theta_S$$

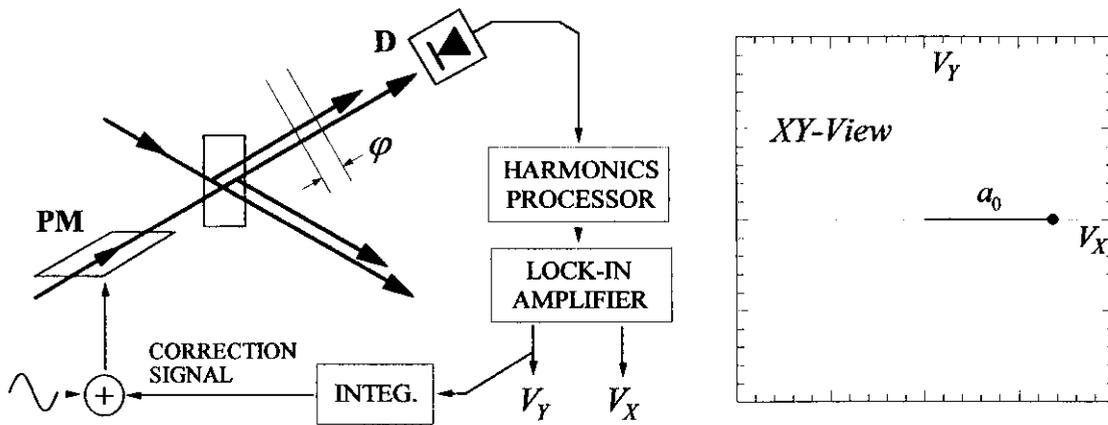


Fig.(2-2): Configuração optoeletrônica utilizada no controle da fase de interferência entre duas ondas. Usando a tensão V_Y como sinal de erro, o sinal de correção na saída do integrador leva a fase φ a assumir o valor que faz $V_Y = 0 \rightarrow \varphi = \theta_s$, com $V_X = a_0$.

A seguir, detalhamos as etapas de desenvolvimento da técnica, tratando da geração (item 2.1), processamento (2.2 e 2.2.1) e demodulação (2.2.2) dos sinais harmônicos. No item 2.3 descrevemos a calibração do sistema. Os itens 2.4 e 2.5 são reservados para a análise de operação da técnica como um sensor passivo de fase e amplitude e no controle arbitrário de fase entre duas ondas.

2.1 GERAÇÃO DE HARMÔNICOS / MODULAÇÃO DE FASE

A Fig.(2.1-1) ilustra um interferômetro, com os feixes ópticos R e S incidindo em um “misturador de duas ondas” — como um material fotossensível, ou uma lâmina de vidro. No caso do registro holográfico em um material fotossensível, as ondas transmitida e difratada possuem, em cada direção de saída (R ou S), vetores de propagação paralelos. No caso do misturador de ondas ser uma lâmina de vidro, devemos ajustar a direção do feixe refletido à direção do feixe transmitido para projetarmos sobre o fotodetector franjas de interferência bem espaçadas com relação à área de detecção. Assim, a intensidade óptica total na direção S , I_S , detectada pelo fotodetector (D) pode ser descrita como [Fowles, 75],

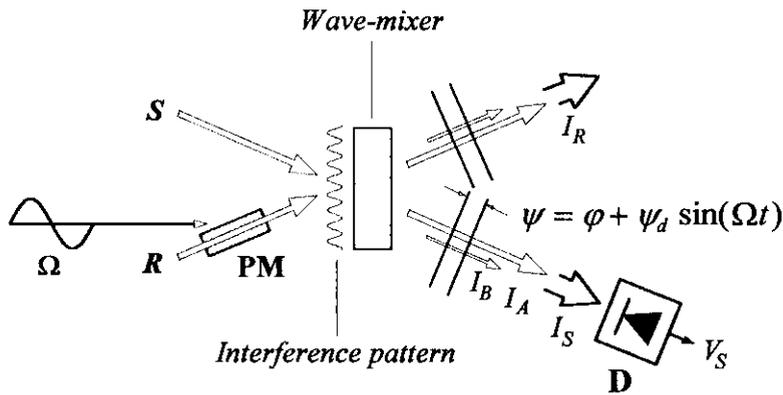


Fig.(2.1-1): Um modulador de fase (PM) introduz uma modulação senoidal de pequena amplitude (ψ_d) na diferença de fase ψ entre as ondas I_A e I_B , produzindo termos harmônicos da frequência de modulação (Ω) na intensidade de luz I_S .

$$I_S = I_A + I_B + 2\gamma(I_A I_B)^{1/2} \cos \psi \quad (2.1-1)$$

com I_A a intensidade da onda transmitida, I_B a intensidade da onda difratada (ou refletida), ψ a diferença de fase entre elas e γ um escalar ($|\gamma| \leq 1$) que depende das condições de polarização e de coerência dessas ondas. Por simplicidade, vamos assumir as ondas que interferem perfeitamente coerentes e com polarizações lineares e paralelas, i.e., $\gamma = 1^*$. Um modulador de fase (PM) introduz uma componente senoidal de amplitude ψ_d e frequência angular Ω na diferença de fase ψ . Se o misturador de ondas é um material fotossensível, fazemos a amplitude ψ_d suficientemente pequena[†] e a frequência Ω muito maior que o inverso do tempo de escrita do holograma. Nesse caso, o holograma pode ser considerado estático com relação à oscilação harmônica do padrão e podemos escrever, $\psi = \phi + \psi_d \sin(\Omega t)$, com ϕ a diferença de fase entre as ondas que interferem (a menos do termo de modulação). Tomando a expansão,

* No caso mais geral, basta incluímos o valor correspondente de γ no termo de interferência.

† A visibilidade das franjas de interferência evolui com a função de Bessel de ordem zero, $J_0(\psi_d)$, caindo muito suavemente para pequenas amplitudes de modulação.

$$\begin{aligned} \cos(\varphi + \psi_d \sin \Omega t) = \cos \varphi \left[J_0(\psi_d) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} J_{2n}(\psi_d) \cos(2n\Omega t) \right] \\ - \sin \varphi \left[2 \sum_{n=0}^{\infty} J_{2n+1}(\psi_d) \sin[(2n+1)\Omega t] \right] \end{aligned} \quad (2.1-2)$$

com $J_i(\psi_d)$ a função de Bessel de ordem i e substituindo na Eq.(2.1-1), podemos escrever I_S em uma série de harmônicos em Ω ,

$$I_S = I_S^{dc} + I_{\Omega} + I_{2\Omega} + I_{3\Omega} + \dots \quad (2.1-3)$$

com as componentes dc, de primeiro e segundo harmônicos são dadas por,

$$I_S^{dc} = I_0(1 + m_S \cos \varphi), \quad I_0 = I_A + I_B \text{ e } m_S = 2J_0(\psi_d) \sqrt{I_A I_B} / I_0 \quad (2.1-4)$$

$$I_{\Omega} = \underbrace{-4J_1(\psi_d)(I_A I_B)^{1/2}}_{I_1} \sin(\varphi) \sin(\Omega t) \quad (2.1-5)$$

$$I_{2\Omega} = \underbrace{4J_2(\psi_d)(I_A I_B)^{1/2}}_{I_2} \cos(\varphi) \cos(2\Omega t) \quad (2.1-6)$$

onde m_S é a visibilidade do padrão produzido pela interferência das ondas I_A e I_B .

Em experimentos com sinais ópticos de baixa potência, como os produzidos freqüentemente em holografia, pode ser desejável e/ou necessário se operar o fotodetector (**D**) com alta sensibilidade*. Nesse caso, para descrever a tensão de saída (V_S) do fotodetector da forma mais geral possível, vamos discriminar a resposta do fotodetector com a freqüência do sinal harmônico detectado. Considerando a área ativa do fotodetector uniformemente iluminada, as tensões de primeiro e segundo harmônicos podem ser escritas como,

* Para maiores detalhes consultar apêndice C.

$$V_{\Omega} = \underbrace{-4k_D^{\Omega}(I_A I_B)^{1/2} J_1(\psi_d)}_{V_1} \sin(\varphi) \sin(\Omega t + \varepsilon_1) \quad (2.1-7)$$

$$V_{2\Omega} = \underbrace{4k_D^{2\Omega}(I_A I_B)^{1/2} J_2(\psi_d)}_{V_2} \cos(\varphi) \cos(2\Omega t + \varepsilon_2) \quad (2.1-8)$$

onde k_D^{Ω} , $k_D^{2\Omega}$ são os fatores de conversão do fotodetector nas frequências Ω e 2Ω , respectivamente, e ε_1 , ε_2 são defasagens adicionais introduzidas pelo fotodetector. Notemos que a razão V_1/V_2 , bem como as defasagens ε_1 e ε_2 não dependem das características do misturador de ondas. Esse fato é muito importante, como veremos adiante, pois ele permite o reposicionamento, ou mesmo a substituição do material fotossensível na montagem, sem a necessidade de uma nova calibração do instrumento.

2.2 PROCESSAMENTO DE HARMÔNICOS

A Fig.(2.2-1) ilustra o diagrama de blocos do sistema de processamento e seus sinais de segundo harmônico. A tensão do fotodetector, V_S , é dividida em dois ramos. Em um deles, o termo de primeiro harmônico, V_{Ω} , é separado com auxílio de um filtro passa-banda (BP) sintonizado na frequência Ω . Esse sinal é multiplicado por um sinal harmônico de amplitude constante e frequência Ω , proveniente do oscilador, que foi amplificado (A) e defasado (PS). Chamando V_{APS} a tensão de saída do defasador e V_{BP} a tensão de saída do filtro passa-banda, escrevemos,

$$V_{APS} = g_A V_O^0 \sin(\Omega t + \xi_{PS}) \quad (2.2-1)$$

sendo g_A um fator de ganho controlado no amplificador, V_O^0 a amplitude da tensão senoidal de primeiro harmônico (Ω) gerada no oscilador, ξ_{PS} uma fase controlada no defasador (que inclui defasagens “parasitas”, provenientes da resposta do modulador, de cabos coaxiais, conexões, etc.) e,

$$V_{BP} = g_{BP} V_1 \sin(\varphi) \sin(\Omega t + \varepsilon_{BP} + \varepsilon_1) \quad (2.2-2)$$

com g_{BP} um fator de ganho e ε_{BP} uma defasagem adicional, introduzidos pelo filtro*. Os sinais V_{APS} e V_{BP} são então multiplicados, resultando na tensão de saída $V_{\otimes} = \alpha_{\otimes} V_{APS} V_{BP}$, onde α_{\otimes} é uma constante característica do multiplicador, de dimensão 1/Volt. Essa tensão apresenta uma componente dc e uma componente de segundo harmônico,

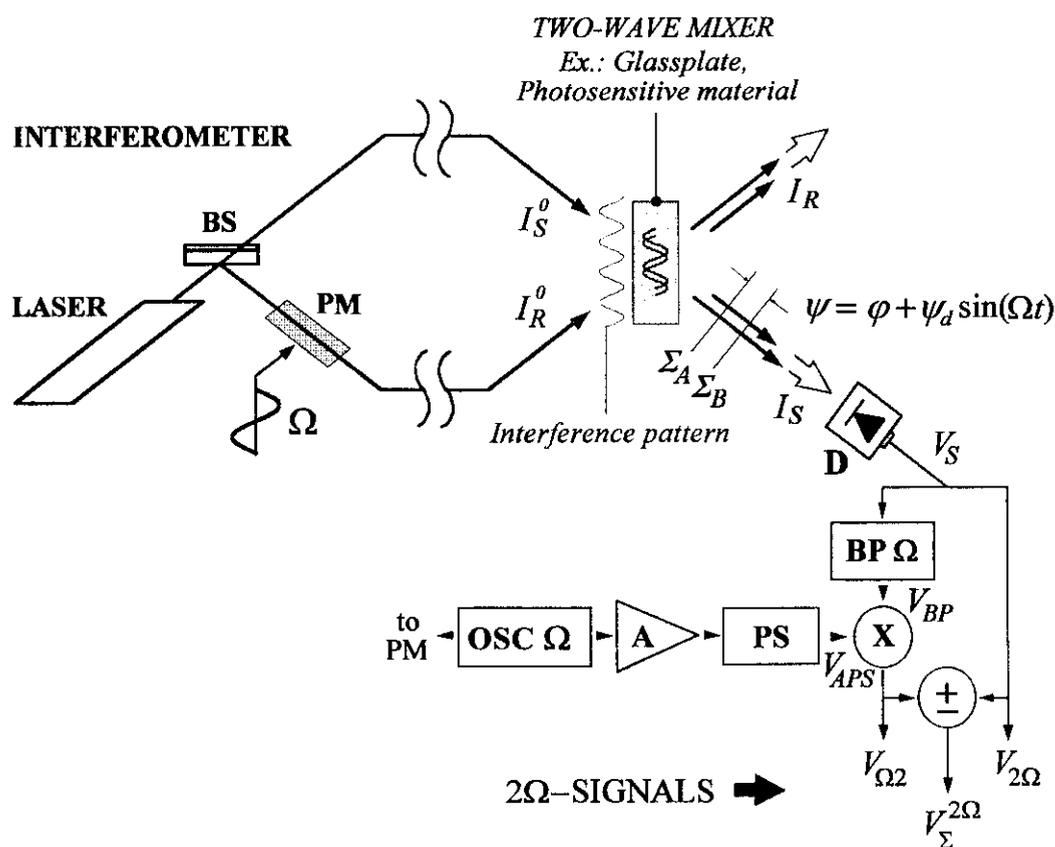


Fig.(2.2-1): Interferômetro e diagrama de blocos do circuito de processamento. **BS**: divisor de feixe, **PM**: modulador de fase, **D**: Fotodetector, **BP**: filtro passa-banda, **OSC**: Oscilador, **A**: amplificador, **PS**: defasador, **X**: multiplicador.

* Se a frequência do filtro está convenientemente ajustada (em Ω), temos $\varepsilon_{BP} = 0$, com o sinal de saída invertido em relação ao de entrada, ie, $g_{BP} < 0$. A introdução de ε_{BP} na equação terá utilidade mais tarde, quando discutirmos a calibração do circuito de processamento.

$$V_{\otimes} = V_{\otimes}^{dc} + V_{\Omega_2}, \quad \text{com} \quad (2.2-3)$$

$$V_{\Omega_2} = -\alpha_{\Omega_2} V_1 V_O^0 \sin(\varphi) \cos(2\Omega t + \xi_{PS} + \varepsilon_{BP} + \varepsilon_1) \quad (2.2-4)$$

sendo $\alpha_{\Omega_2} \equiv \alpha_{\otimes} g_A g_{BP} / 2$ um fator de conversão de dimensão 1/Volt, com valor controlado através do amplificador A (g_A) e $V_{\otimes}^{dc} = \alpha_{\Omega_2} V_1 V_O^0 \sin(\varphi) \cos(\xi_{PS} - \varepsilon_{BP} - \varepsilon_1)$ o termo dc. Assim, os sinais de saída no circuito de processamento apresentam as componentes de segundo harmônico, $V_{2\Omega}$ [Eq.(2.1-8)] no ramo direto do fotodetector, e V_{Ω_2} [Eq.(2.2-4)] no ramo processado. Esses sinais são somados (ou subtraídos), resultando na tensão V_{Σ} , que contém uma componente de segundo harmônico $V_{\Sigma}^{2\Omega} = V_{2\Omega} + V_{\Omega_2}$,

$$V_{\Sigma} = \underbrace{V_S^{dc} + V_{\otimes}^{dc}}_{dc} + V_{\Omega} + \underbrace{V_{2\Omega} + V_{\Omega_2}}_{V_{\Sigma}^{2\Omega}} + V_{3\Omega} + \dots \quad (2.2-5)$$

Quando o circuito está convenientemente ajustado, $V_{\Sigma}^{2\Omega}$ assume uma forma simples,

$$\begin{array}{c}
 V_{BP} = g_{BP} V_1 \sin(\varphi) \sin(\Omega t + \varepsilon_1) \\
 \downarrow \\
 V_{APS} = g_A V_O^0 \sin(\Omega t + \xi_{PS}) \rightarrow \textcircled{\mathbf{X}} \rightarrow \begin{array}{l} V_{\Omega_2} = g V_1 \sin(\varphi) \sin(2\Omega t + \xi) \\ V_{2\Omega} = V_2 \cos(\varphi) \cos(2\Omega t + \varepsilon_2) \\ \hline V_{\Sigma}^{2\Omega} = V_2 \cos(2\Omega t + \varepsilon_2 \mp \varphi) \oplus \end{array} \\
 \begin{array}{cc} \uparrow & \uparrow \\ \boxed{\mathbf{A}} & \boxed{\mathbf{PS}} \\ gV_1 = \pm V_2 & \xi = \varepsilon_2 \end{array}
 \end{array}$$

A operação do sistema é feita através do sinal $V_{\Sigma}^{2\Omega}$. As tensões $V_{2\Omega}$ e V_{Ω_2} são utilizadas independentemente para calibração do instrumento. O procedimento de calibração será descrito em detalhes mais adiante, contudo, são basicamente três as etapas de ajuste:

- Ajuste da frequência de sintonia do filtro passa-banda (BP)
- Ajuste de fase no defasador (PS) para obter a quadratura em 2Ω dos sinais $V_{2\Omega}$ e V_{Ω_2}
- Ajuste de ganho no amplificador (A) para equalização das amplitudes de $V_{2\Omega}$ e V_{Ω_2}

Com esse procedimento, obtemos a diferença de fase φ no argumento da função \cos , juntamente com o termo $2\Omega t$. A demodulação desse sinal na frequência 2Ω viabiliza a medida da amplitude V_2 [Eq.(2.1-8)] e da fase φ (bem como seu controle através da realimentação de um sinal de erro à montagem).

2.2.1 Circuito elétrico de processamento

A Fig.(2.2.1-1) ilustra o circuito elétrico utilizado na geração do sinal Ω_2 . As funções de filtragem e multiplicação são realizadas por dispositivos comerciais, fabricados pela Burr-Brown Corporation. Amplificadores operacionais são utilizados nos circuitos de ajuste de ganho e fase.

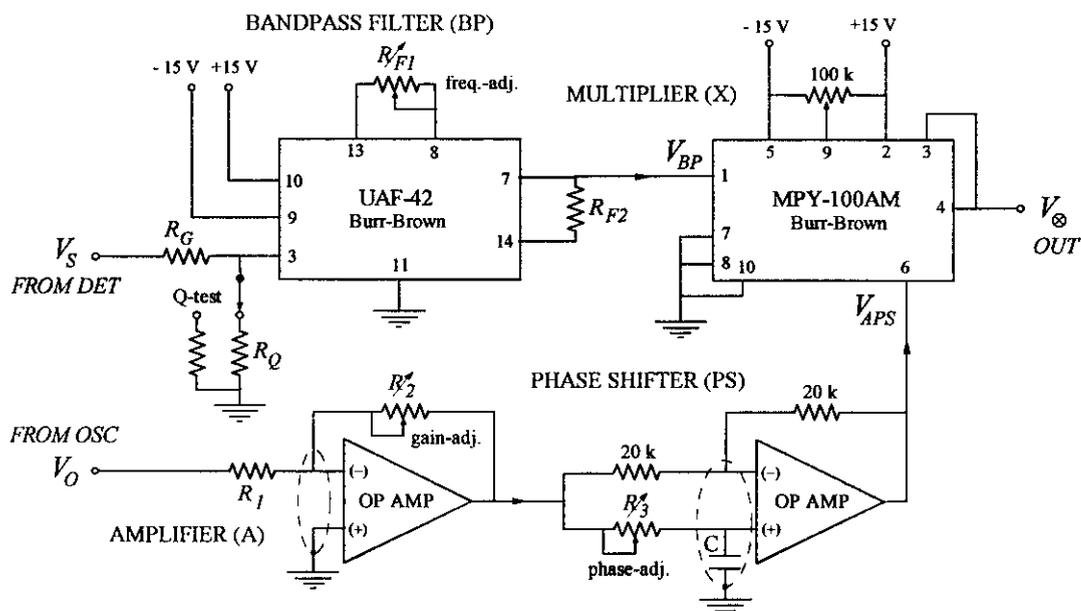


Fig.(2.2.1-1) : Esquema eletrônico de geração do sinal processado de segundo harmônico (V_{Ω_2}). Os ajustes da frequência de sintonia do filtro passa-banda, do ganho do amplificador e da fase do defasador, são feitos através de resistores variáveis ("trimpots"), indicados na figura. Os anéis tracejados indicam guardas de proteção para evitar a circulação de correntes de fuga através do circuito de "feedback" dos operacionais.

As operações realizadas pelos componentes do circuito elétrico de processamento estão resumidas abaixo.

Com esse procedimento, obtemos a diferença de fase ϕ no argumento da função \cos , juntamente com o termo $2\Omega t$. A demodulação desse sinal na frequência 2Ω viabiliza a medida da amplitude V_2 [Eq.(2.1-8)] e da fase ϕ (bem como seu controle através da realimentação de um sinal de erro à montagem).

2.2.1 Circuito elétrico de processamento

A Fig.(2.2.1-1) ilustra o circuito elétrico utilizado na geração do sinal Ω_2 . As funções de filtragem e multiplicação são realizadas por dispositivos comerciais, fabricados pela Burr-Brown Corporation. Amplificadores operacionais são utilizados nos circuitos de ajuste de ganho e fase.

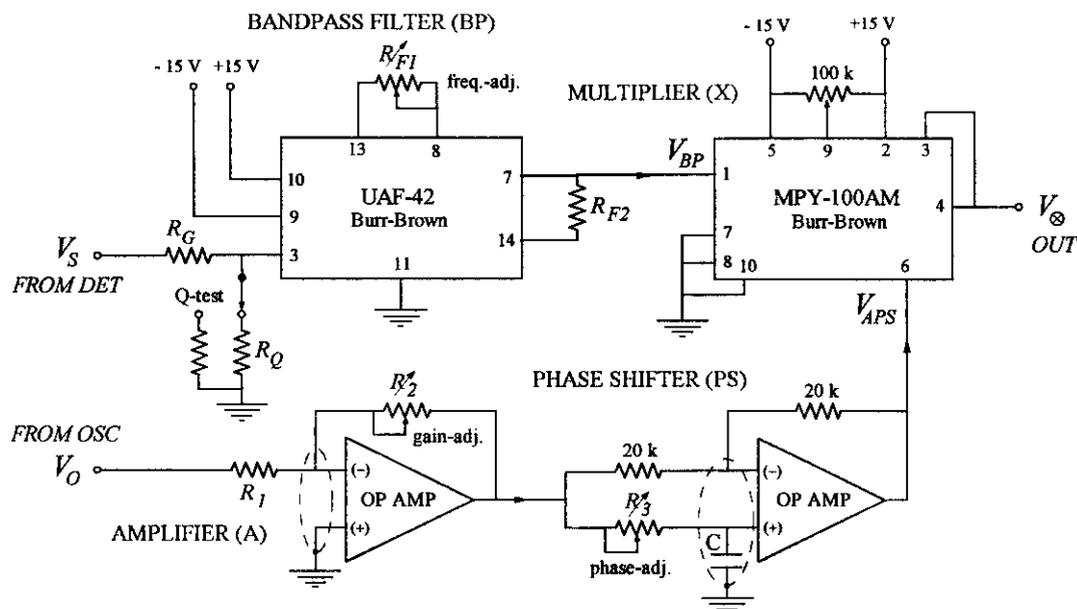


Fig.(2.2.1-1) : Esquema eletrônico de geração do sinal processado de segundo harmônico (V_{Ω_2}). Os ajustes da frequência de sintonia do filtro passa-banda, do ganho do amplificador e da fase do defasador, são feitos através de resistores variáveis (“trimpots”), indicados na figura. Os anéis tracejados indicam guardas de proteção para evitar a circulação de correntes de fuga através do circuito de “feedback” dos operacionais.

As operações realizadas pelos componentes do circuito elétrico de processamento estão resumidas abaixo.

• **Filtro passa-banda (BP):**

$$g_{BP} = -\frac{50 \text{ k}\Omega}{R_G}, \quad \Omega_0 = \frac{1}{1000 \text{ pF}} (R_{F1} R_{F2})^{-1/2}, \quad Q = \frac{1}{2} \left[1 + 50 \text{ k}\Omega \left(\frac{1}{R_G} + \frac{1}{R_Q} \right) \right] \left(\frac{R_{F1}}{R_{F2}} \right)^{1/2}$$

• **Amplificador (A):** $g_A = -\frac{R_2}{R_1}$

• **Defasador (PS):** $g_{PS} = 1, (\forall \Omega), \quad \varepsilon_{PS} = -2 \tan^{-1}(\Omega R_3 C), \quad -180^\circ \leq \varepsilon_{PS} \leq 0$

• **Multiplicador (X):** $V_{\otimes} = \frac{1}{10 \text{ V}} V_{APS} V_{BP}$

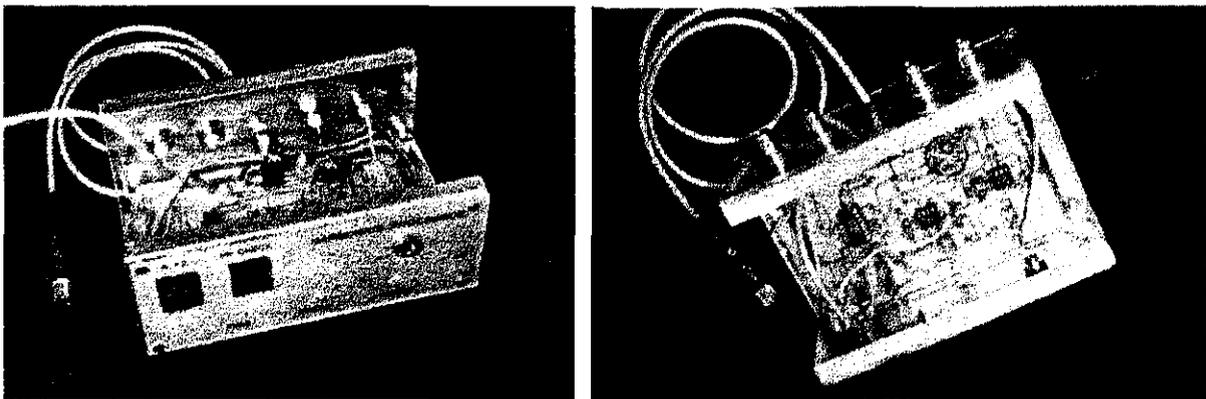
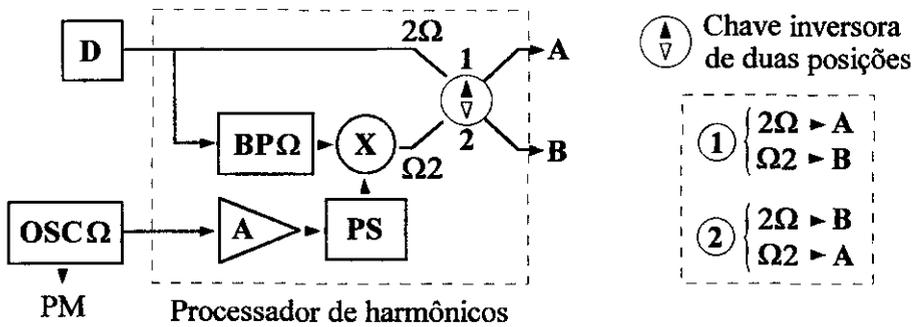


Fig.(2.2.1-2): Ilustração do circuito elétrico de processamento e dos painéis frontal e traseiro do processador de harmônicos.

Muitos amplificadores lock-in comercializados atualmente, dispõem de um amplificador diferencial na sua entrada. O modelo *EGG 5210* que utilizamos possui as entradas, A e $-B$, com as opções de operação em A ou $A+(-B)$. Visando seleccionar de maneira fácil e independente os sinais 2Ω , Ω e $(2\Omega \pm \Omega)$, foi montado no circuito de processamento uma chave inversora, de duas posições, como ilustra a Fig.(2.2.1-2). O instrumento construído possui, no painel traseiro, 4 conectores BNC [DET e OSC (entradas), A e B (saídas)]. No painel frontal constam a chave inversora, uma chave tipo “reset” para verificação da frequência de sintonia do filtro passa-banda e os “trimpots” de calibração de frequência, fase e ganho. O detalhamento das etapas de ajuste e seu procedimento, está descrito mais adiante, na calibração do circuito.

2.2.2 Demodulação dos sinais harmônicos com amplificadores lock-in

A Fig.(2.2.2-1) ilustra um tipo particular de amplificador lock-in, conhecido como “two-phase lock-in amplifier” (ou “vector lock-in amplifier”), que apresenta os sinais de referência 2Ω em quadratura. Um sinal de entrada do tipo $a \cos(2\Omega t - \chi)$ resulta em dois sinais com quadratura de fase na saída. As tensões V_X e V_Y medidas pelo lock-in são descritas como $V_X = b \cos(\chi - \theta_R)$ e $V_Y = b \sin(\chi - \theta_R)$, com $b = a/\sqrt{2}$ a amplitude rms do sinal de entrada e θ_R a fase dos sinais de referência do amplificador lock-in.

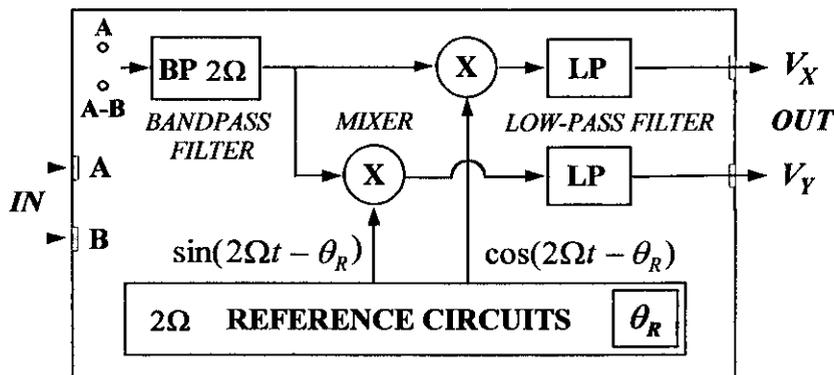


Fig.(2.2.2-1): Diagrama de blocos simplificado de um amplificador lock-in do tipo vetorial, com sinais de referência em quadratura. BP: filtro passa-banda, X: multiplicador, LP: filtro passa-baixa, θ_R : fase dos sinais de referência.

É possível utilizar o próprio oscilador do lock-in para gerar o sinal de modulação de frequência Ω em um dos feixes do interferômetro, e operar o circuito de referência no modo INTERNO e frequência 2Ω . Nesse caso, uma observação deve ser feita: Em alguns amplificadores lock-in, o defasador que controla θ_R precede o dobrador de frequência do circuito de referência. Dessa forma, a operação no modo de referência INT 2F ($F = \Omega$) leva a uma defasagem nos sinais de referência dobrada com relação à fase do defasador. Assim, uma variação $\delta\theta$ na fase do defasador de referência deve ser multiplicada por dois para fornecer a variação correta na fase dos sinais de referência ($\delta\theta_R = 2 \times \delta\theta$). Em nossos experimentos utilizamos um amplificador lock-in da EGG, Modelo 5210. A variação mínima de fase do defasador de referência é de 0.1° , que corresponde a uma variação nos sinais de referência de 0.2° ($2 \times 0.1^\circ$)*.

Os esquemas abaixo expressam as tensões resultantes da demodulação de cada um dos sinais de segundo harmônico: $V_{2\Omega}$, V_{Ω_2} e $V_{\Sigma}^{2\Omega}$.

$$V_S \rightarrow V_{2\Omega} \rightarrow \begin{array}{|c|} \hline \text{TWO-PHASE} \\ \text{LOCK-IN AMPLIFIER} \\ (2\Omega) \\ \hline \end{array} \begin{array}{l} \rightarrow V_{X2} = (V_2/\sqrt{2})\cos(\varphi)\cos(\theta_R + \varepsilon_2) \\ \rightarrow V_{Y2} = -(V_2/\sqrt{2})\cos(\varphi)\sin(\theta_R + \varepsilon_2) \end{array}$$

$$V_{\otimes} \rightarrow V_{\Omega_2} \rightarrow \begin{array}{|c|} \hline \text{TWO-PHASE} \\ \text{LOCK-IN AMPLIFIER} \\ (2\Omega) \\ \hline \end{array} \begin{array}{l} \rightarrow V_{X1} = -(\alpha_{\Omega_2}/\sqrt{2})V_O^0 V_1 \sin(\varphi)\cos(\theta_R + \xi_{PS} + \varepsilon_{BP} + \varepsilon_1) \\ \rightarrow V_{Y1} = (\alpha_{\Omega_2}/\sqrt{2})V_O^0 V_1 \sin(\varphi)\sin(\theta_R + \xi_{PS} + \varepsilon_{BP} + \varepsilon_1) \end{array}$$

$$V_{\Sigma} \rightarrow V_{\Sigma}^{2\Omega} \rightarrow \begin{array}{|c|} \hline \text{TWO-PHASE} \\ \text{LOCK-IN AMPLIFIER} \\ (2\Omega) \\ \hline \end{array} \begin{array}{l} \rightarrow V_X = V_{X1} + V_{X2} \\ \rightarrow V_Y = V_{Y1} + V_{Y2} \end{array}$$

* Se desejado, é possível obtermos uma relação 1:1, utilizando um dobrador externo para dobrar a frequência do sinal do oscilador e operando a referência do lock-in no modo EXTERNO F ($F = 2\Omega$).

2.3 CALIBRAÇÃO DO CIRCUITO DE PROCESSAMENTO

A calibração do circuito de processamento é monitorada diretamente na tela de um osciloscópio, com o “display” no modo XY (V_X, V_Y). Como ilustrado na Fig.(2.3-1), uma lâmina de vidro é ajustada para interferir os feixes transmitido e refletido, produzindo um termo de interferência óptico com amplitude constante*. Uma lente (não mostrada na figura) amplia o padrão de luz projetado sobre o fotodetector, gerando franjas de interferência bem espaçadas. Obtemos assim uma intensidade aproximadamente uniforme em toda a área ativa do fotodetector, com a diferença de fase φ bem definida†. Para o ajuste do circuito é necessária uma varredura em φ . Essa varredura pode ser produzida através da ação natural das perturbações de fase do interferômetro, ou introduzida “artificialmente” através do modulador PM. Assim, somamos ao sinal harmônico de modulação um sinal de variação linear no tempo (através de um gerador rampa disponível na própria fonte do modulador), produzindo uma varredura de fase de $\approx 2\pi$ rad. O período de varredura (T) deve ser grande quando comparado à constante de tempo (TC_{LP}) utilizada no filtro passa-baixa (LP) do amplificador lock-in. A diferença de fase total entre as ondas que interferem pode então ser escrita como $\psi(t) = \varphi(t) + \psi_d \sin(\Omega t)$, com $\varphi(t) = \varphi(0) + \psi_{NOISE} + \psi_{RAMP}$. Utilizamos para calibração de nosso sistema: $T \approx 4$ seg., $TC_{LP} = 0.03$ seg. (6 dB/Oct), $\psi_d \approx 0.3$ rad e $\Omega = 2\pi \times 2,0$ kHz. Os sinais harmônicos na saída do fotodetector são processados eletronicamente, resultando nas já mencionadas componentes de segundo harmônico: $V_{2\Omega}$, V_{Ω_2} e $V_{\Sigma}^{2\Omega}$. A chave inversora na saída do processador de harmônicos e a chave seletora na entrada do amplificador lock-in permitem fácil escolha do sinal de entrada. As tensões de saída V_X e V_Y são visualizadas na tela de um osciloscópio no modo XY (V_X : eixo horizontal, V_Y : eixo vertical).

* Uma rede holográfica previamente gravada e revelada, ou materiais fotosensíveis de registro em tempo real com longos tempos de escrita, como cristais fotorrefrativos de $LiNbO_3$, também podem ser utilizados para calibração.

† O desvio máximo obtido na medida de fase é da ordem de $(\ell / L)^3$, com ℓ o diâmetro da área ativa do detector e L o período das franjas projetadas.

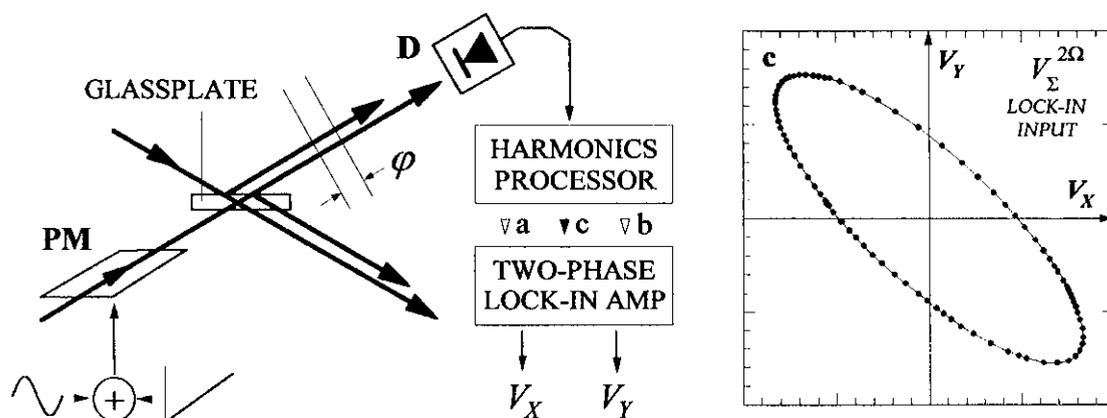


Fig.(2.3-1): Configuração optoeletrônica utilizada para calibração do processador de harmônicos. A varredura ilustrada corresponde à obtida com o sinal $V_{\Sigma}^{2\Omega}$ (processador ainda não ajustado para operação).

As Figs.(2.3-2a,b) ilustram as tensões de saída, V_X e V_Y , em duas situações de entrada no amplificador lock-in: $V_S (V_{2\Omega})$ e $V_{\otimes} (V_{\Omega_2})$. Cada ponto da tela do osciloscópio pode ser representado em coordenadas cartesianas como $x = r \cos \theta$ e $y = r \sin \theta$, com r e θ as coordenadas polares do ponto. Nesses casos, a varredura em φ provoca uma varredura em r . As varreduras ilustradas estão representadas por pequenos quadrados, obtidos com uma taxa de aquisição de aproximadamente 20 pontos por segundo (1pt/50ms).

Na Fig.(2.3-2a), os valores extremos de r ocorrem em $r = V_2 / \sqrt{2}$ e $r = -V_2 / \sqrt{2}$, onde temos respectivamente $\varphi = 0$ e $\varphi = \pi$. A intensidade luminosa depende da diferença de fase entre as ondas que interferem. As fases $\varphi = 0$ e $\varphi = \pi$ correspondem a duas situações físicas distintas, com as frentes de onda em fase e contrafase, respectivamente. A identificação das fases nos dois extremos de r é feita observando-se em qual deles a intensidade óptica é máxima (franja clara do padrão, $\varphi = 0$), ou mínima (franja escura, $\varphi = \pi$). A intensidade óptica pode ser medida através da tensão dc, V_S^{dc} , do fotodetector.

Na Fig.(2.3-2b), os extremos são $r = -\alpha_{\Omega_2} V_1 V_0^0 / \sqrt{2}$ e $r = \alpha_{\Omega_2} V_1 V_0^0 / \sqrt{2}$, com $\varphi = \pi/2$ e $\varphi = -\pi/2$, respectivamente. Nesse caso, a componente dc da intensidade luminosa é a mesma para $\varphi = \pm \pi/2$ [$\cos \varphi = \cos(-\varphi)$]. A componente de primeiro harmônico tem sinal trocado para $\varphi = \pi/2$ e $\varphi = -\pi/2$ [$I_{\Omega} \propto \sin \varphi$]. Contudo, a modulação harmônica de fase introduzida em um dos feixes do interferômetro, permite uma diferenciação apenas relativa

entre as fases $\varphi = \pi/2$ e $\varphi = -\pi/2$. Esta diferenciação pode ser associada ao sentido do deslocamento de fase produzido na onda luminosa por ação do modulador PM. Assim, a identificação das fases $\varphi = \pm\pi/2$ depende da escolha de uma referência para o sentido do deslocamento. Na Fig.(2.3-2b), atribuímos o valor $\varphi = \pi/2$ para o extremo superior da tela e discutiremos mais adiante as implicações dessa escolha.

Notemos que o valor de θ nas varreduras ilustradas nas Figs.(2.3-2a,b) *independe do meio utilizado para interferir as duas ondas ópticas*. Essa afirmação é válida no caso de um material fotossensível, desde que a frequência angular Ω seja escolhida muito maior que o inverso do tempo de resposta do material, i.e., desde que o holograma não oscile com a modulação. Assim, toda influência que o “misturador” exerce na interferência das ondas aparece na diferença de fase φ entre elas e nas suas respectivas intensidades, presentes na coordenada r . Na Fig.(2.3-2a), o valor de θ é determinado pela fase θ_R dos sinais de referência do lock-in e pela defasagem ε_2 do sinal de segundo harmônico ($V_{2\Omega}$). Na Fig.(2.3-2b), o valor de θ depende de θ_R , da fase ξ_{PS} controlada no defasador, da fase ε_{BP} introduzida pelo filtro passa-banda e da defasagem ε_1 do sinal de primeiro harmônico (V_{Ω}). A coordenada θ nessas figuras determina as direções de fase $0 \leftrightarrow \pi$ e $+\pi/2 \leftrightarrow -\pi/2$. A estabilidade dessas direções depende da estabilidade de operação dos instrumentos, como lock-in, modulador de fase, fotodetector e circuito elétrico de processamento dos sinais. Verificamos que variações muito lentas (de alguns graus) podem ocorrer nas inclinações das varreduras ao longo das primeiras horas de operação dos instrumentos. Em nossos experimentos, medimos variações aproximadamente iguais nos dois casos ilustrados [Figs.(2.3-2a,b)], com uma taxa $\Delta\theta/\Delta t \approx 3^\circ/\text{hora}$ ao longo da primeira hora de funcionamento e $\Delta\theta/\Delta t < 0.5^\circ/\text{hora}$ após as duas horas iniciais, contadas a partir do momento em que ligamos os equipamentos. A monitoração das direções de fase $0 \leftrightarrow \pi$ e $+\pi/2 \leftrightarrow -\pi/2$ pode ser feita a qualquer tempo e mesmo durante a operação do instrumento com um material fotossensível. A varredura em φ aumenta a precisão de medida, contudo, um único ponto (correspondente a um valor qualquer de φ com $r \neq 0$) e a origem do sistema de coordenadas, determinam o valor de θ . As fases θ_R , ξ_{PS} e ε_{BP} podem ser controladas, respectivamente, no circuito de referência do lock-in, no defasador PS e no filtro BP do circuito de processamento.

$$V_S \rightarrow V_{2\Omega} \rightarrow \begin{cases} \theta = -(\theta_R + \varepsilon_2) \\ r = (V_2/\sqrt{2}) \cos \varphi \end{cases}$$

$$V_{\otimes} \rightarrow V_{\Omega 2} \rightarrow \begin{cases} \theta = -(\theta_R + \xi_{PS} + \varepsilon_{BP} + \varepsilon_1) \\ r = -(\alpha_{\Omega 2}/\sqrt{2}) V_1 V_0^0 \sin \varphi \end{cases}$$

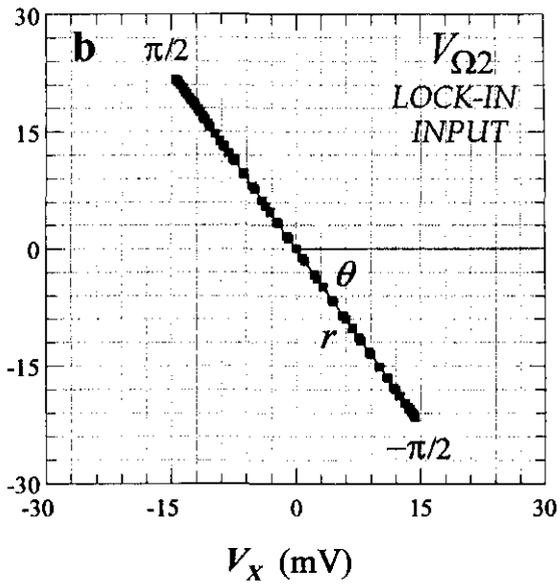
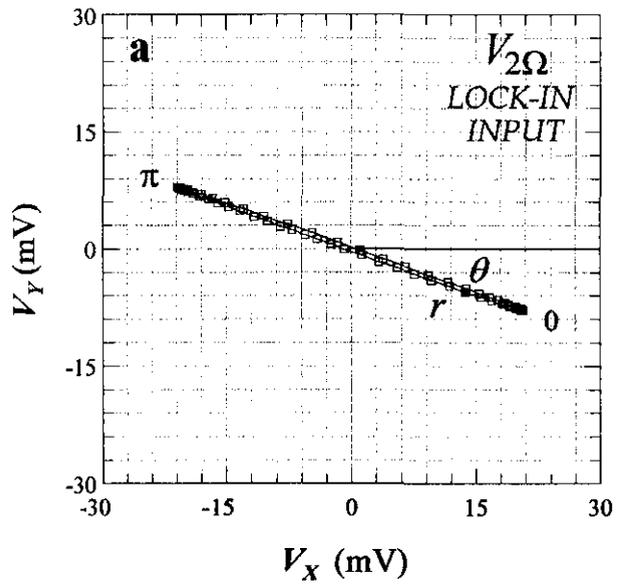


Fig.(2.3-2a,b) : Curvas obtidas na tela do osciloscópio quando produzimos uma varredura em φ . Os pontos oscilam entre dois extremos com $r \leq |V_2/\sqrt{2}|$ (a) e $r \leq |\alpha_{\Omega 2} V_1 V_0^0/\sqrt{2}|$ (b).

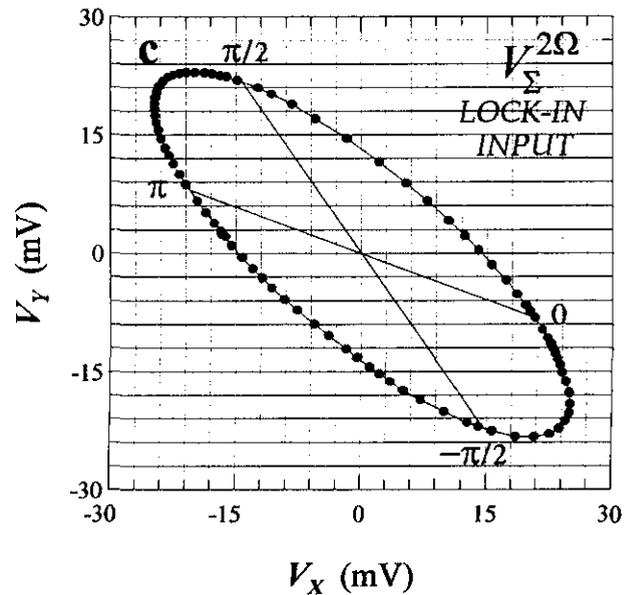
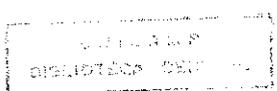


Fig.(2.3-2c): Curva obtida através da soma dos sinais ilustrados nas Figs.(2.3-2a,b), que apresentam quadratura de fase em φ .



A Fig.(2.3-2c) ilustra a curva resultante da soma das varreduras representadas nas Figs.(2.3-2a,b), que apresentam quadratura de fase em φ . Essa curva é obtida através do sinal V_{Σ} , que contém a componente de segundo harmônico $V_{\Sigma}^{2\Omega}$. As posições onde a fase φ assume os valores $0, \pi$ e $\pm\pi/2$ estão indicadas na figura e correspondem aos pontos de intersecção da curva obtida com as direções determinadas anteriormente. Os valores absolutos de fase identificados ($0, \pi$) e definidos ($\pm\pi/2$), determinam um sentido positivo (e negativo) de circulação. No caso ilustrado, uma variação $\delta\varphi$ positiva corresponde a uma varredura no sentido anti-horário (sentido de 0 a $+\pi/2$). Na prática, podemos associar o sentido de varredura com o sentido de outro movimento de interesse, como o sentido do movimento das franjas de interferência produzidas pelos feixes incidentes R e S ou o sentido do deslocamento Doppler produzido na frequência da luz pelo movimento de um dos espelhos do interferômetro. Notemos que, se ao invés de somarmos os sinais $V_{2\Omega}$ e $V_{\Omega 2}$, subtrairmos esses sinais, fazendo por exemplo $V_{\Delta}^{2\Omega} = V_{2\Omega} + (-V_{\Omega 2})$, as posições $\pm\pi/2$ se invertem. Isso significa que o sentido de varredura (horário ou anti-horário) com a variação em φ também é invertido (uma variação positiva de fase $\delta\varphi$ produz sempre uma circulação no sentido $0 \rightarrow +\pi/2$). Nesse caso, as posições de fase $0, \pi$ e $\pm\pi/2$ também funcionam como guias para visualização do que ocorre se fazemos $V_{\Omega 2} \rightarrow -V_{\Omega 2}$ e/ou $V_{2\Omega} \rightarrow -V_{2\Omega}$.

O procedimento de calibração do circuito de processamento pode ser descrito em três etapas, como segue:

- ***Ajuste da frequência de sintonia do filtro passa-banda (BP) na frequência Ω***

- » $V_{\otimes} \rightarrow$ Lock-in input

O ajuste da frequência de ressonância do filtro é feito selecionando-se o sinal processado, V_{\otimes} ($V_{\Omega 2}$), na entrada do lock-in. Quando um filtro passa-banda (BP) está sintonizado na frequência Ω , temos $\varepsilon_{BP} = 0$. A defasagem ε_{BP} é diferente de zero se o filtro não está perfeitamente sintonizado, e seu valor depende, além do desvio $\delta\Omega$ da frequência de sintonia, do fator de qualidade Q do filtro. Alterando o fator de qualidade do filtro, alteramos a fase ε_{BP} , a menos que o filtro esteja corretamente sintonizado. Assim, introduzimos no circuito elétrico de processamento uma chave tipo “reset”, que quando pressionada, altera momentaneamente o fator de qualidade de $Q = 5$ para $Q = 100$. A inclinação θ da figura na

tela do osciloscópio [Fig.(2.3-2b)] deve permanecer constante quando a frequência de sintonia está corretamente ajustada. Esse procedimento é muito preciso para o ajuste da frequência de operação do filtro devido à grande sensibilidade da fase ε_{BP} com relação a frequência de sintonia para altos fatores de qualidade, como $Q = 100$ por exemplo.

• **Ajuste de quadratura dos sinais V_{Ω_2} e $V_{2\Omega}$**

» $V_S, V_{\otimes} \rightarrow \text{Lock-in input}$

O ajuste de quadratura dos sinais V_{Ω_2} e $V_{2\Omega}$ é obtido através da fase ξ_{PS} , que atua no sinal processado V_{Ω_2} . Um procedimento simples consiste em, inicialmente, selecionar o sinal V_S ($V_{2\Omega}$) na entrada do lock-in e ajustar a fase θ_R dos sinais de referência para fazer $\theta = 0$ ($\theta_R = -\varepsilon_2$), com a varredura em r alinhada sobre o eixo horizontal da tela do osciloscópio. Em seguida, selecionamos o sinal V_{\otimes} (V_{Ω_2}) na entrada do lock-in e variamos ξ_{PS} até obtermos a varredura em r na direção vertical, com $\theta = \pi/2$ ($\xi_{PS} = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 - \pi/2$).

• **Ajuste de ganho para equalização das amplitudes de V_{Ω_2} e $V_{2\Omega}$**

» $V_{\Sigma} \rightarrow \text{Lock-in input}$

A equalização da amplitude do sinal V_{Ω_2} à do sinal $V_{2\Omega}$ é feita através do ajuste do fator de ganho g_A ($\alpha_{\Omega_2} = \alpha_{\otimes} g_A g_{BP}/2$) no amplificador (A). Selecionando a tensão V_{Σ} ($V_{\Sigma}^{2\Omega}$) na entrada do lock-in, ajustamos g_A até obtermos uma circunferência na tela do osciloscópio, quando então temos $-\alpha_{\Omega_2} V_1 V_0^0 = \pm V_2$. Nesse caso, a varredura em φ produz uma varredura em θ e as coordenadas polares de cada ponto da tela se reduzem a $r = V_0$ e $\theta = \varphi - \theta_S$, com $V_0 = V_2/\sqrt{2}$ e $\theta_S \equiv \theta_R + \varepsilon_2$. Em coordenadas cartesianas temos, $V_X = V_0 \cos(\varphi - \theta_S)$ e $V_Y = V_0 \sin(\varphi - \theta_S)$.

Obs: Substituindo as expressões de V_1 [Eq.(2.1-7)] e V_2 [(Eq.(2.1-8)] na equação de equalização da amplitude do sinal V_{Ω_2} à do sinal $V_{2\Omega}$, temos,

$$-\alpha_{\Omega_2} V_1 V_0^0 = \pm V_2 \Leftrightarrow \alpha_{\Omega_2} = \pm \frac{1}{V_0^0} \frac{J_2(\psi_d) k_D^{2\Omega}}{J_1(\psi_d) k_D^{\Omega}} \quad (2.3-1)$$

Notemos que, a exemplo do que ocorre com a condição de ajuste de quadratura de fase dos sinais V_{Ω_2} e $V_{2\Omega}$, a condição de equalização das amplitudes desses sinais *independe do meio utilizado para interferir as duas ondas*. A amplitude de modulação ψ_d é proporcional à amplitude V_O^0 da tensão do oscilador. Em nossos experimentos utilizamos um divisor de tensão entre o oscilador (OSC Ω) e a fonte do modulador, para atenuar ψ_d . Chamando V_d a amplitude da tensão de modulação efetivamente aplicada ao modulador e V_π a sua tensão de meia onda [Apêndice A], temos $\psi_d = \pi(V_d/V_\pi)$, com $V_d = g_d V_O^0$ (g_d uma constante adimensional fixada pelo divisor de tensão*). Se $\psi_d \lesssim 0.5$ rad, podemos aproximar $J_1(\psi_d) \approx \psi_d/2$ e $J_2(\psi_d) \approx (\psi_d)^2/8^\dagger$ e substituindo na Eq.(2.3-1), com $V_O^0 = \psi_d V_\pi / \pi g_d$, chegamos a seguinte condição de equalização das amplitudes,

$$\psi_d \lesssim 0.5 \text{ rad} \rightarrow -\alpha_{\Omega_2} V_1 V_O^0 = \pm V_2 \Leftrightarrow \alpha_{\Omega_2} \approx \pm \frac{\pi g_d}{4 V_\pi} \frac{k_D^{2\Omega}}{k_D^\Omega}$$

Assim, a equalização das amplitudes dos sinais V_{Ω_2} e $V_{2\Omega}$ está determinada pela constante g_d , pela tensão de meia onda do modulador V_π , e pela resposta relativa do fotodetector, expressa na sua frequência de corte (Se $\Omega_D^{-3\text{dB}} \gg \Omega \rightarrow k_D^{2\Omega}/k_D^\Omega \approx 1$). Notemos que a amplitude de modulação ψ_d pode ser variada através da amplitude do sinal do oscilador V_O^0 sem necessidade de uma nova calibração do circuito.

Considerações finais sobre a calibração do instrumento

- Uma observação mais cuidadosa da Fig.(2.3-2a), mostra que as linhas de varredura em φ , nos sentidos $0 \rightarrow \pi$ e $\pi \rightarrow 0$ não coincidem totalmente, i.e., a curva na tela do osciloscópio se assemelha a uma elipse alongada. Na descrição apresentada assumimos a modulação de fase introduzida pelo modulador PM como $\psi_d \sin(\Omega t)$, ou seja, assumimos uma modulação pura de primeiro harmônico. Na realidade, pequenas distorções do sinal do oscilador ou na resposta do modulador podem causar o aparecimento de uma pequena

* Se não utilizamos o divisor de tensão, $g_d = 1$.

† $J_1(0.5) \approx 0.242$ e $0.5/2 = 0.25$; $J_2(0.5) \approx 0.0306$ e $(0.5)^2/8 = 0.0313$; e ainda $J_0(0.5) \approx 0.938$.

componente em 2Ω na modulação da fase ψ . Essa pequena componente contribui no termo de frequência 2Ω da intensidade de luz e conseqüentemente na tensão detectada, i.e., $V_{2\Omega} = V_2 \cos(\varphi) \cos(2\Omega t + \varepsilon_2) + \delta V_{2\Omega}$. Uma vez que $\delta V_{2\Omega}$ representa o harmônico fundamental da modulação de frequência 2Ω produzida em ψ , devemos esperar $\delta V_{2\Omega} \propto \sin \varphi$. É provavelmente esse o motivo pelo qual temos a varredura se assemelhando a uma elipse alongada (na região onde $r \propto \cos \varphi \approx 0$ temos $\sin \varphi \approx \pm 1$, com a amplitude de $\delta V_{2\Omega}$ máxima). Em nossos experimentos utilizamos como modulador um espelho suportado por cristais piezoelétricos. A faixa de operação de voltagem do modulador varia de 0 a 1 kV na saída de sua fonte. Na prática, operamos o modulador com uma tensão de BIAS de ≈ 400 Volts, que posiciona o espelho aproximadamente no ponto médio da sua faixa dinâmica. Verificamos experimentalmente que o eixo menor da elipse obtida na tela do osciloscópio aumenta ou diminui na medida em que aumentamos ou diminuimos a tensão de BIAS aplicada ao modulador. Essa alteração na forma da elipse é quase imperceptível na região de voltagem de zero a 800 Volts. Contudo, a distorção provocada por $\delta V_{2\Omega}$ pode ser significativa quando a voltagem aplicada ao modulador ultrapassa o valor de 900 Volts ($\delta V_{2\Omega}^{950V} \approx V_2 / 10$). Assim, procuramos em nossos experimentos operar o modulador com uma voltagem máxima[‡] de 800 V, onde temos $\delta V_{2\Omega} \lesssim V_2 / 50$.

- Como enfatizamos anteriormente, além da resposta do modulador, o próprio sinal do oscilador pode contribuir para o aparecimento de um termo $\delta V_{2\Omega} \neq 0$. Utilizando a tensão do oscilador do lock-in com uma amplitude em Ω de 1 Volt ($V_O^0 = 1$ Volt), medimos com auxílio do próprio lock-in, sintonizado em 2Ω , uma amplitude em 2Ω na tensão do oscilador de $\delta V_O^{2\Omega} \approx 10 \mu\text{Volt}$. Por esse motivo, é aconselhável ajustarmos o ganho g_{BP} do filtro passa-banda, tal que $g_A V_O^0 \approx g_{BP} V_1$ (lembramos que $\alpha_{\Omega 2} = \alpha_{\otimes} g_A g_{BP} / 2$). Se $g_A V_O^0 \gg g_{BP} V_1$, a componente de frequência 2Ω presente no sinal do oscilador (de amplitude constante) adiciona um "offset" aos sinais de saída do lock-in, fazendo com que a varredura ilustrada na Fig.(2.3-2b) apareça levemente transladada em relação à origem (0,0) do sistema de coordenadas da tela.

[‡] Quando operamos o sistema em regime estabilizado, somamos à tensão de BIAS uma tensão de correção, proveniente de um integrador.

2.4 OPERAÇÃO COMO UM SENSOR PASSIVO DE FASE E AMPLITUDE

Após a calibração do circuito de processamento temos,

$$\begin{aligned} V_{2\Omega} &= V_2 \cos \varphi \cos(2\Omega t + \varepsilon_2) \\ V_{\Omega 2} &= \pm V_2 \sin \varphi \sin(2\Omega t + \varepsilon_2) \\ \hline V_{\Sigma}^{2\Omega} &= V_2 \cos(2\Omega t + \varepsilon_2 \mp \varphi) \oplus \end{aligned}$$

e os sinais de saída do lock-in,

$$V_X = V_0 \cos(\pm\varphi - \theta_S), \quad V_Y = V_0 \sin(\pm\varphi - \theta_S)$$

com $V_0 = V_2/\sqrt{2}$ e $\theta_S = \theta_R + \varepsilon_2$. Vamos ilustrar a operação do instrumento como um sensor passivo de fase e amplitude interferométrica utilizando uma lâmina de vidro como misturador de ondas ($V_0 = Cte$). A Fig.(2.4-1) ilustra uma varredura em φ de $\approx 3\pi/2$ rad, com o circuito de processamento ajustado para operação. A separação angular entre dois pontos consecutivos apresenta uma componente randômica devido aos ruídos de fase do interferômetro. O sistema de eixos ortogonais determinado pelas direções $0 \leftrightarrow \pi$ e $\pi/2 \leftrightarrow -\pi/2$ constitui um sistema de referência fixo com relação à diferença de fase φ . A fase φ é medida a partir do semi-eixo que liga o pólo (0,0) ao ponto de fase $\varphi = 0$, sendo por definição positiva quando medida no sentido anti-horário. A fase θ_S controla as posições onde φ assume os valores $0, \pi, \pi/2$ e $-\pi/2$ e seu valor é determinado a partir do sinal $V_{2\Omega}$. As coordenadas polares de um dado ponto na tela são $r = V_0 = V_2/\sqrt{2}$ e $\theta = \varphi - \theta_S$. Variando a fase θ_S (através do circuito de referência do lock-in) rodamos o sistema de eixos $0 \leftrightarrow \pi$ e $\pi/2 \leftrightarrow -\pi/2$ em relação ao sistema de eixos da tela. Em particular, quando $\theta_S = 0$ as coordenadas polares se reduzem a $r = V_0$ e $\theta = \varphi$.

Em holografia, a coordenada r pode ser utilizada para monitorar a evolução da eficiência de difração de um holograma durante sua gravação. A partir da expressão de V_2 [Eq.(2.1-8)], a amplitude r é escrita como, $r = V_0 = 2\sqrt{2}k_D^{2\Omega} \sqrt{I_A I_B} J_2(\psi_d)$. Escrevendo a intensidade de luz transmitida na direção S como $I_A = TI_S^0(1 - \eta)$ e a intensidade difratada $I_B = TI_R^0\eta$, chegamos a $r = r_0\sqrt{\eta(1 - \eta)}$, com T um termo que leva em conta as perdas por

absorção e reflexão, I_S^0 e I_R^0 as intensidades ópticas incidentes, η a eficiência de difração do holograma [Eq.(1.2-10)] e $r_0 = 2\sqrt{2} k_D^{2\Omega} J_2(\psi_d) \sqrt{I_R^0 T} \sqrt{I_S^0 T}$ uma constante*. No início da gravação podemos considerar $r \approx r_0 \sqrt{\eta}$. Fazendo as aproximações $J_2(\psi_d) \approx (\psi_d)^2/8$ e $k_D^{2\Omega} \approx k_D^\Omega \approx k_D^0 = k_D$, chegamos a $r_0 \approx (\psi_d)^2 (k_D I_S^0 T) \sqrt{I_R^0/I_S^0} / 2\sqrt{2}$. Desse modo, para a medida de η precisamos conhecer a amplitude de modulação ψ_d , a razão entre as intensidades incidentes I_R^0/I_S^0 e a tensão $k_D I_S^0 T$. Essa tensão corresponde ao valor dc medido pelo fotodetector no início do registro, quando $\eta = 0$ ($k_D I_S^0 T = k_D I_A^{\eta=0}$). Para a medida de ψ_d desenvolvemos um método simples e preciso, descrito no apêndice A.

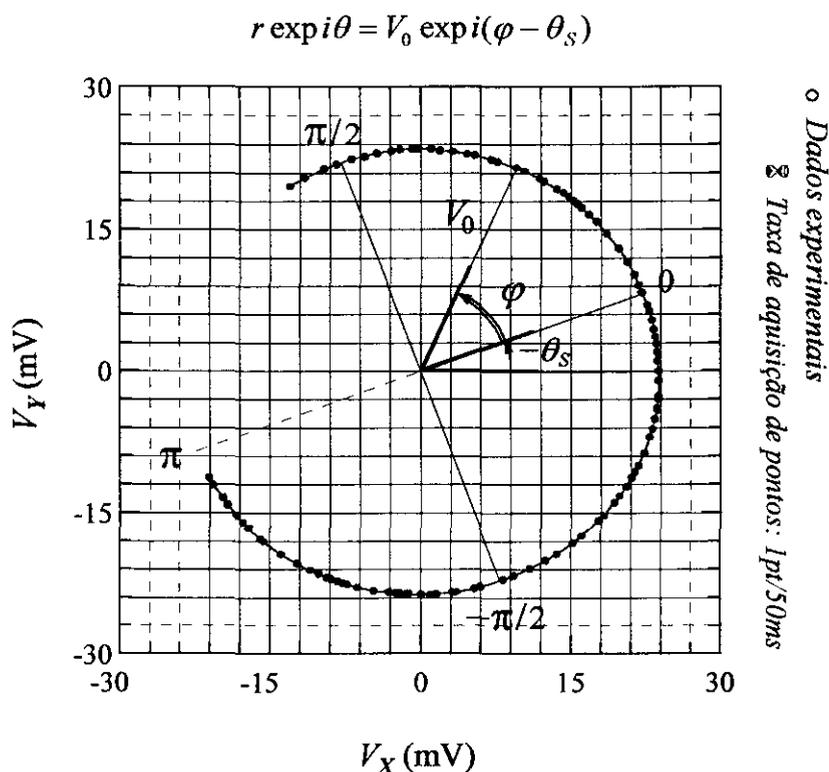


Fig.(2.4-1): Tensões de saída do lock-in com o processador de harmônicos calibrado. O sistema de eixos ortogonais controlado pela fase θ_s funciona como sistema de referência para a medida da fase de interferência φ . Para operação como sensor passivo de fase, utilizamos $\theta_s = 0$, resultando em $r = V_0$ e $\theta = \varphi$.

* A transmitância total T é constante se podemos desprezar possíveis variações no coeficiente de absorção do material durante o registro (efeitos fotocromicos)

2.4.1. Limites de detecção / SNR

O limite fundamental de resolução de fase e amplitude do sinal medido pelo amplificador lock-in é estabelecido na conversão do sinal óptico em elétrico, pelo fotodetector. São duas as fontes de ruído associadas à detecção de um sinal elétrico: “shot noise” e “Johnson noise” [Yariv, 85]. O ruído do tipo “shot noise” se deve à natureza discreta das cargas que compõem a corrente elétrica. O ruído do tipo “Johnson noise” descreve as flutuações de voltagem em um elemento dissipativo. Essas flutuações se devem basicamente ao movimento térmico de cargas elétricas.

A amplitude rms do sinal medido pelo lock-in é igual a V_0 . O ruído presente na detecção, tem as contribuições “thermal” (th) e “shot” (sh). A relação sinal/ruído (SNR) em termos da potência detectada pode então ser escrita como,

$$\text{SNR} = \frac{V_0^2}{V_{th}^2 + V_{sh}^2} = \frac{\left[2\sqrt{2}k_D^{2\Omega} (I_A I_B)^{1/2} J_2(\psi_d)\right]^2}{4k_B T_K R_f \Delta f + 2e i_f \Delta f R_f^2} \quad (2.4.1-1)$$

com $k_D = S_D A_D R_f$ [Eq.(5.3-1)] a constante de conversão do fotodetector (A_D a área ativa, S_D a sensibilidade em A/W), R_f a resistência de “feedback” [Fig.(5.3-1)], I_A , I_B as intensidades das ondas que interferem, $k_B = 1.38 \times 10^{-23}$ J/K a constante de Boltzmann, T_K a temperatura absoluta, Δf a largura de banda de detecção, $e = 1.6 \times 10^{-19}$ C a carga eletrônica e i_f a corrente total que circula por R_f .

A potência óptica total (P_T) coletada pelo fotodetector é aproximadamente igual à potência dc detectada. A corrente i_f pode ser então aproximada por,

$$i_f = S_D^0 P_T \approx S_D^0 A_D [I_A + I_B + 2(I_A I_B)^{1/2} J_0(\psi_d) \cos \varphi] \quad (2.4.1-2)$$

Definindo a corrente elétrica $i_0 = V_0/R_f$, relacionada ao sinal medido em 2Ω , e combinando as equações acima chegamos a,

$$\text{SNR} = \frac{i_0^2}{i_{th}^2 + i_{sh}^2} = \frac{[2\sqrt{2}S_D^{2\Omega} A_D (I_A I_B)^{1/2} J_2(\psi_d)]^2}{4k_B T_K \Delta f / R_f + 2ei_f \Delta f} \quad (2.4.1-3)$$

Vamos estimar a SNR em um experimento típico de holografia, envolvendo pequenas potências ópticas e eficiências de difração. Consideremos a potência óptica total coletada $P_T \approx 1 \mu\text{W}$, com a sensibilidade do fotodiodo $S_D^0 \approx 0.45 \text{ A/W}$ (HUV-1100BQ, $\lambda = 633 \text{ nm}$), que leva a uma corrente total $i_f \approx 0.45 \mu\text{A}$. A Eq.(2.4.1-3) indica explicitamente que devemos utilizar o maior valor possível para R_f , verificando, contudo, que o produto $i_f R_f$ seja menor que a voltagem de saturação do fotodetector, usualmente da ordem de $\approx \pm 10 \text{ V}$. Tomando $R_f \approx 2 \text{ M}\Omega$, fazemos a tensão de saída do fotodetector $V_S \approx 1 \text{ V}$. Selecionando a banda de detecção no filtro passa-baixa do lock-in em $\Delta f \approx 1 \text{ Hz}$, na temperatura ambiente ($\approx 300 \text{ K}$), calculamos a corrente de ruído térmico $i_{th} = V_{th}/R_f \approx 0.1 \text{ pA}$ e a contribuição “shot” $i_{sh} = V_{sh}/R_f \approx 0.4 \text{ pA}$. Para uma eficiência de difração $\eta \ll 1$, o sinal óptico detectado ao longo da direção S é composto pela interferência das ondas de intensidades $I_A \approx TI_S^0$ e $I_B \approx TI_R^0 \eta$. Tomando por simplicidade $I_S^0 \approx I_R^0$, temos $(I_A I_B)^{1/2} \approx TI_S^0 \sqrt{\eta}$. A Eq.(2.4.1-2) pode ser aproximada, $i_f \approx S_D^0 A_D TI_S^0$ e a Eq.(2.4.1-3) fica,

$$\text{SNR} \approx \frac{i_f^2 \psi_d^4 \eta / 8}{4k_B T_K \Delta f / R_f + 2ei_f \Delta f} \quad (2.4.1-4)$$

Substituindo $i_f \approx 0.45 \mu\text{A}$, para $\psi_d \approx 0.3 \text{ rad}$ e $\eta \approx 0.001$, temos $i_0 \approx 450 \text{ pA}$, $\text{SNR} \approx 10^6$, com uma resolução de fase da ordem de $\delta\varphi_{\min} = 1/\sqrt{\text{SNR}} \approx 1 \text{ mrad}$.

Na prática, ruídos adicionais de intensidade óptica, usualmente provenientes da fonte do laser, tendem a degradar a SNR, impondo um limite superior de resolução. Esse ruído tem uma componente característica do tipo $1/f$ e por esse motivo, altas frequências de modulação (Ω) devem ser utilizadas. Em nossos experimentos, o valor máximo de Ω está limitado pelo modulador piezoelétrico em $\Omega \approx 2\pi \times 2.0 \text{ kHz}$.

Notemos que no limite de pequenas amplitudes de modulação $\text{SNR} \propto \psi_d^4$. Nas aplicações da holografia, o aumento da amplitude de modulação ψ_d tem o inconveniente de diminuir a visibilidade das franjas de interferência projetadas sobre o material fotossensível [$m \propto J_0(\psi_d)$]. Felizmente, a função de Bessel de ordem 0 decresce bastante suavemente na região de ψ_d pequeno [$J_0(0.3) \approx 0.98$, com uma queda de apenas $\approx 2\%$ na visibilidade]. Notemos ainda, que se a intensidade de um dos feixes incidentes no material fotossensível, digamos I_R^0 , é muito maior que a outra, I_S^0 , as componentes dc das intensidades luminosas podem ser muito diferentes ao longo das direções R e S do interferômetro. Lembrando que a corrente i_0 é a mesma em ambas as saídas, é sempre conveniente posicionar o fotodetector na direção de menor intensidade dc. Nessa direção, a corrente total i_f é menor, o que minimiza o ruído de corrente i_{sh} . Com isso, podemos aumentar R_f , minimizando também o ruído de origem térmica i_{th} . Ainda mais, o posicionamento do fotodetector na direção de menor intensidade dc é particularmente interessante para minimizar os ruídos de intensidade presentes na luz laser.

2.5 CONTROLE ARBITRÁRIO DE FASE ENTRE DUAS ONDAS

A Fig.(2.5-1) ilustra o sistema interferométrico, de processamento e o “loop” de realimentação utilizado em nossos experimentos para o controle da fase de interferência entre duas ondas. Definindo a fase inicial $\varphi(0) = \varphi(t = 0)$, a evolução temporal de φ pode ser representada pela influência de três fatores,

$$\varphi = \varphi(0) + \psi_H + \psi_N + \psi_C \quad (2.5-1)$$

onde ψ_H representa a influência do meio utilizado para misturar as ondas ópticas*, ψ_N um termo de ruído e ψ_C um termo introduzido pelo modulador de fase.

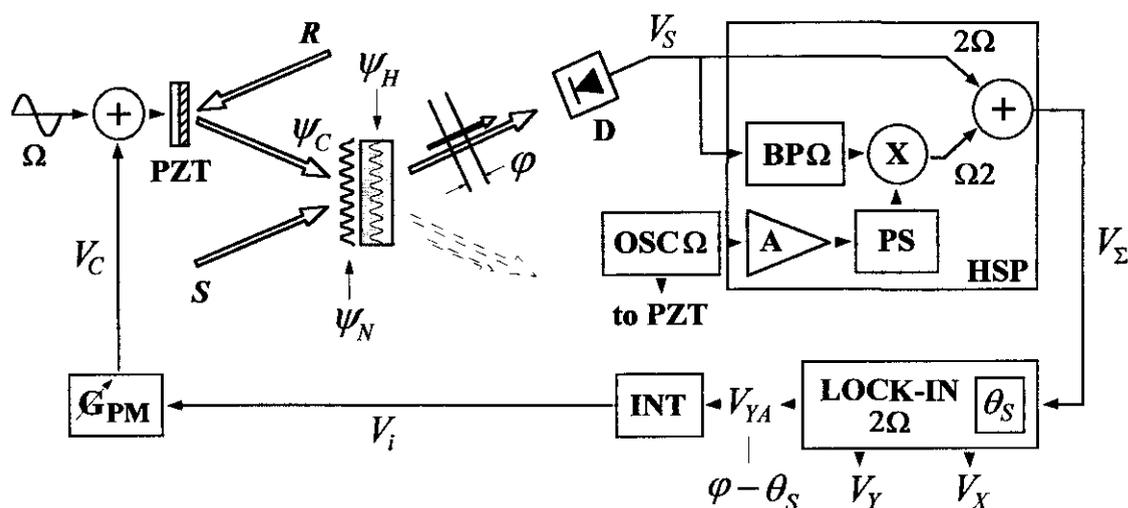


Fig.(2.5-1): Interferômetro, sistema de processamento e de realimentação. **PZT**: modulador de fase do tipo piezoelétrico, **D**: fotodetector, **BP**: filtro passa-banda, **⊗**: multiplicador, **⊕**: somador, **OSC**: oscilador, **A**: amplificador, **PS**: defasador, **INT**: integrador, **GPM**: fator de ganho da fonte do modulador.

* Nos casos em que o misturador de ondas é um sistema de referência fixo, como uma lâmina de vidro ou uma rede holográfica previamente gravada e fixada, temos $\psi_H = Cte$. Se o sistema de referência é um meio dinâmico, como um cristal fotorrefrativo, a fase ψ_H pode variar no tempo, dependendo de alterações na posição ou na forma do holograma.

2.5.1 Geração do sinal de correção

A tensão V_{YA} provém de uma das saídas analógicas do lock-in e corresponde à tensão $V_Y = V_0 \sin(\varphi - \theta_S)$ amplificada,

$$V_{YA} = 10 \text{ Volts} \times \frac{V_Y}{V_{LS}} = 10 \text{ V} \frac{V_0}{V_{LS}} \sin(\varphi - \theta_S) \quad (2.5.1-1)$$

onde V_{LS} é a escala de sensibilidade do amplificador lock-in (para um sinal de meio fundo de escala, $V_Y/V_{LS} = 0.5$).

A integração da tensão V_{YA} é feita em um circuito integrador, como o ilustrado na Fig.(2.5.1-1). O integrador consiste basicamente de uma resistência R_i , um amplificador operacional e um capacitor de "feedback" C_i . Quando a entrada não-inversora (+3) de um amplificador operacional é aterrada, a entrada inversora (-2) opera como um terra "virtual". A impedância de entrada do circuito é então igual a R_i e uma corrente $i_i = V_{YA}/R_i$, proporcional à tensão de entrada V_{YA} , flui através de R_i . A enorme impedância de entrada do operacional força a circulação da mesma corrente através de R_i e C_i . A tensão de saída do integrador, V_i , fica dada por,

$$V_i = V_i(0) - \frac{1}{C_i} \int_0^t i_i dt = V_i(0) - \frac{1}{\tau_i} \int_0^t V_{YA} dt \quad (2.5.1-2)$$

ou ainda, substituindo a Eq.(2.5.1-1),

$$V_i = V_i(0) - \frac{10 \text{ V}}{\tau_i V_{LS}} \int_0^t V_0 \sin(\varphi - \theta_S) dt \quad (2.5.1-3)$$

com $V_i(0) = V_i(t=0)$ e $\tau_i = R_i C_i$ a constante de tempo do integrador. O valor de saturação de V_i depende da alimentação do operacional, sendo usualmente da ordem de ± 10 Volts. Uma

pequena resistência, r_i , no ramo normalmente aberto (NA) do circuito é utilizada para descarregar o capacitor C_i , retornando o integrador à condição $V_i(0) = 0$.

O “ganho” do circuito integrador é igual a $-1/\tau_i$, i.e., a taxa de variação da tensão de saída é igual a $-1/\tau_i$ V/s para cada Volt da tensão de entrada. Tomemos como exemplo, $R_i = 10\text{ k}\Omega$, $C_i = 1\text{ }\mu\text{F}$ ($\tau_i = 10\text{ ms}$) e uma situação inicial com $V_i = V_{YA} = 0$. Nessas circunstâncias $i_i = 0$. Se uma tensão de 1 V dc é subitamente aplicada na entrada do integrador, uma corrente $i_i = 100\text{ }\mu\text{A}$ imediatamente flui através de R_i e C_i e uma rampa de -100 V/s aparece na saída.

Nas Eqs.(2.5.1-2) e (2.5.1-3), consideramos um amplificador operacional ideal, com ganho, impedância de entrada e largura de banda infinitos, voltagem de “offset” e corrente de “bias” nulas. Na prática, dentro das especificidades da aplicação que pretendemos realizar, as características dos amplificadores operacionais reais comercializados atualmente se aproximam bastante bem das características ideais e podemos considerar os resultados explicitados acima como uma excelente aproximação da situação real de operação do circuito. Maiores detalhes podem ser encontrados em inúmeros livros do tipo “Operational Amplifier Cookbook” — ver por exemplo [Tobey, 71] [Stout, 76].

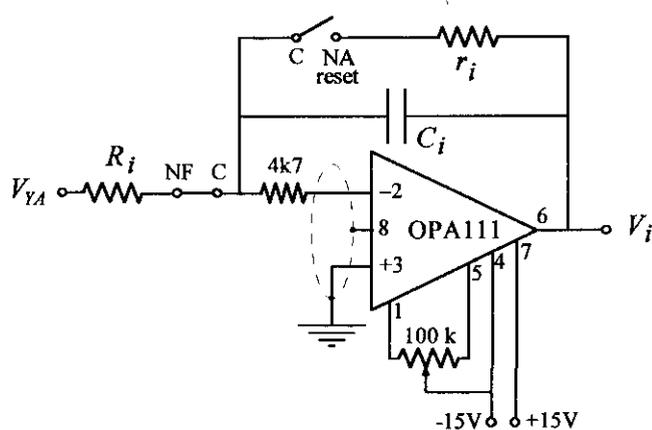


Fig.(2.5.1-1): Circuito integrador. Em nossos experimentos utilizamos um amplificador operacional Burr-Brown, modelo OPA-111AM (Open-loop gain: 125 dB, Bandwidth: 2 Mhz, Input impedance: $10^{13}\text{ }\Omega \parallel 1\text{ pF}$, Offset voltage drift: $\pm 2\text{ }\mu\text{V}/^\circ\text{C}$, Bias current: 0.8 pA), $10 \leq R_i \leq 100\text{ k}\Omega$ e $r_i = 100\text{ }\Omega$ (τ_i , especificado nas aplicações).

A tensão gerada na saída do integrador, V_i , é então amplificada na fonte do modulador de fase com ganho G_{PM} ajustável ($0 \leq G_{PM} \leq 200$). O termo de fase introduzido pelo modulador pode ser escrito como,

$$\psi_C = \pi V_C / V_\pi \quad (2.5.1-4)$$

com $V_C = G_{PM} V_i$ a tensão de correção efetivamente aplicada ao modulador e V_π sua tensão de meia onda, i.e., a tensão que ao ser aplicada ao modulador provoca uma variação de caminho óptico de $\lambda/2$ (π rad) no feixe laser correspondente. Considerando por simplicidade que em $t = 0$ “resetamos” o integrador [$V_C(0) = 0$], a Eq.(2.5-1) pode ser escrita como,

$$\varphi = \varphi(0) + \psi_H + \psi_N - \int_0^t \kappa_F \sin(\varphi - \theta_S) dt \quad (2.5.1-5)$$

$$\kappa_F = \frac{10 \text{ V} \times \pi G_{PM} V_0}{\tau_i V_\pi V_{LS}} \quad (2.5.1-6)$$

onde κ_F é um termo com dimensão de freqüência [s^{-1}], cujo valor determina a banda de freqüência de controle do sistema. Mais precisamente, κ_F desempenha o papel de um produto ganho×largura de banda. Notemos que o ganho do filtro passa-baixa do amplificador lock-in (implícito na amplitude V_0) provoca uma queda no valor de κ_F para freqüências acima da freqüência de corte do filtro. Exemplificando, em um filtro com freqüência de corte 1 Hz e queda de ganho (“rolloff”) de -6 dB/octave, o valor de κ_F cai a metade para cada dobra de freqüência, i.e., temos um produto ganho×largura de banda constante (se assumimos constantes as demais grandezas envolvidas no cálculo de κ_F). Na prática, as perturbações de fase com amplitude apreciável possuem, em geral, um espectro bastante limitado de freqüência. Perturbações particularmente danosas ao registro holográfico, como as de origem térmica e atmosféricas, estão geralmente na faixa mHz a alguns Hz. Para esses casos, sistemas com $\kappa_F \gtrsim 100 \text{ s}^{-1}$ oferecem uma solução altamente satisfatória para compensação das perturbações de fase que agem sobre a montagem interferométrica.

2.5.2 Operação do sistema de realimentação

Definindo $\Delta\varphi = \varphi - \theta_S$, $\omega_H = d\psi_H/dt$, $\omega_N = d\psi_N/dt$, $\omega = \omega_H + \omega_N$ e tomando as derivadas temporais em (2.5.1-5) chegamos a,

$$d(\Delta\varphi)/dt + \kappa_F \sin \Delta\varphi = \omega \quad (2.5.2-1)$$

Vamos inicialmente encontrar a posição de equilíbrio do sistema quando $\omega = 0$, que corresponde a resolver a parte homogênea da equação diferencial acima, cuja solução é dada por,

$$\tan(\Delta\varphi/2) = \tan(\Delta\varphi(0)/2) \exp\left(-\int_0^t \kappa_F dt\right) \quad (2.5.2-2)$$

com $\Delta\varphi(0) = \varphi(0) - \theta_S$. Dessa forma, $\Delta\varphi$ evolui rapidamente para a condição de equilíbrio $\Delta\varphi = 0$ ($\varphi = \theta_S$) se $\kappa_F > 0$, ou $\Delta\varphi = \pi$ ($\varphi = \theta_S + \pi$) se $\kappa_F < 0$, com o sinal de erro $V_Y = V_0 \sin \Delta\varphi = 0$ e a tensão $V_X = V_0 \cos \Delta\varphi = \pm V_0$. Na Eq.(2.5.1-6), a constante de tempo τ_i , a tensão de meia onda V_π e a escala de sensibilidade do lock-in V_{LS} , são positivas por definição, e assim $G_{PM}V_0 > 0$ leva à condição de estabilidade com $\Delta\varphi = 0$ e $G_{PM}V_0 < 0$ leva à condição $\Delta\varphi = \pi$.

Vamos agora analisar o efeito de uma perturbação na operação do sistema. Vamos também assumir que $G_{PM}V_0 > 0$ e que o sistema já se encontra próximo à posição de equilíbrio quando tomamos $t = 0$, ie, $\sin \Delta\varphi(0) \approx \Delta\varphi(0)$. A Eq.(2.5.2-1) pode então ser rescrita como,

$$d(\Delta\varphi)/dt + \kappa_F \Delta\varphi = \omega \quad (2.5.2-3)$$

cuja solução geral é dada por,

$$\Delta\varphi = \exp\left(-\int_0^t \kappa_F dt\right) \left[\int_0^t \omega \exp\left(\int_0^t \kappa_F dt\right) dt + \Delta\varphi(0) \right] \quad (2.5.2-4)$$

Uma vez que ω contém o termo randômico ω_N , não é possível obtermos uma equação explícita para $\Delta\varphi$. Vamos então fazer uma expansão em série da equação acima utilizando de forma recorrente a relação,

$$\int f (dg/dt)dt = f \cdot g - \int g (df/dt)dt \quad (2.5.2-5)$$

que leva a,

$$\int \omega \exp\left(\int \kappa_F dt\right)dt \approx \exp\left(\int \kappa_F dt\right) \left[\frac{\omega}{\kappa_F} - \frac{d\omega/dt}{(\kappa_F)^2} + \frac{d^2\omega/dt^2}{(\kappa_F)^3} - \dots \right] + cte \quad (2.5.2-6)$$

onde assumimos $d\kappa_F/dt \ll (\kappa_F)^2$. Substituindo a Eq.(2.5.2-6) em (2.5.2-4) e tomando a aproximação de primeira ordem em ω chegamos a,

$$\Delta\varphi \approx \frac{\omega}{\kappa_F} + \left[\Delta\varphi(0) - \frac{\omega(0)}{\kappa_F} \right] \exp\left(-\int_0^t \kappa_F dt\right) \quad (2.5.2-7)$$

onde definimos $\omega(0) = \omega(t=0)$. O transiente da equação acima desaparece rapidamente e a condição de operação do sistema é então dada por,

$$\varphi \approx \theta_S + \omega/\kappa_F \quad (2.5.2-8)$$

A equação acima mostra que o resultado líquido de um sistema de realimentação negativa é a atenuação das perturbações por um fator $1/\kappa_F$. Fazendo κ_F suficientemente grande, o termo ω/κ_F pode ser desprezado, restando a condição $\varphi \approx \theta_S$, i.e., a fase entre as ondas é mantida constante. Resumindo, podemos escrever,

$$\begin{aligned} V_Y: \text{Error signal} &\rightarrow V_Y = V_0 \sin(\varphi - \theta_S) \approx 0 \\ &\rightarrow \varphi(t) \approx \theta_S + (\pi) + \underbrace{\varphi(0) + \psi_{\text{HOLOGRAM}} + \psi_{\text{NOISE}} + \psi_{\text{CORRECTION}}}_{\approx 0} \\ &\rightarrow V_X = V_0 \cos(\varphi - \theta_S) \approx \pm V_0, \quad \forall \theta_S \end{aligned}$$

2.5.3 Aferição da fase de controle

Para aferição do valor da fase de controle, produzimos com auxílio de uma lâmina de vidro um sinal de interferência com amplitude constante, como ilustrado na Fig.(2.5.3-1). Utilizamos um modulador de fase (PM) do tipo piezoelétrico (Burleigh, modelo PZ-80), que consiste basicamente de um espelho suportado por cristais piezoelétricos. As maiores qualidades desse modulador são seu baixo custo (\approx US\$ 2.000,00) e pequena tensão de meia onda [$V_{\pi}(dc \text{ a } 2,5 \text{ kHz}) \approx 30 \text{ V}$]. A faixa de operação de tensão na saída da fonte do PZT é de 0 a 1 kV, levando portanto a uma faixa dinâmica de $\approx \pm 15\pi$ rad com relação ao ponto médio ($V_{BIAS} \approx 500 \text{ V}$) de sua faixa de operação. A maior limitação dos moduladores piezoelétricos está na largura de banda. Verificamos experimentalmente que nosso modulador apresenta um forte pico de ressonância em $\approx 5 \text{ kHz}$. Essa ressonância é o fator limitante da banda de frequência de controle do sistema de realimentação. A queda do valor de κ_F com a frequência deve assegurar que na frequência de ressonância do modulador κ_F seja menor que a unidade, evitando oscilação (“feedback” positivo) [Dilwali, 92]. No experimento que segue, utilizamos a amplitude de modulação $\psi_d \approx 0,05$ rad, a frequência angular $\Omega = 2\pi \times 2,0 \text{ kHz}$, a frequência característica do sistema de realimentação $\kappa_F \approx 370 \text{ s}^{-1}$, com a constante de tempo do integrador $\tau_i = 0,03 \text{ s}$, a constante de tempo do filtro passa-baixa do lock-in $TC_{LP} = 0,1 \text{ seg.}$ (6db/Oct), a escala de sensibilidade do lock-in $V_{LS} = 50 \text{ mV}$ para um sinal com amplitude $V_0 = 35 \text{ mV}$ [$V_0/V_{LS} = 0,7$ — ver Fig.(2.5.3-3)] e $G_{PM} \approx 15$. Nessas condições, uma perturbação $\omega_N = 1 \text{ rad/s}$ causa uma fase de erro $\omega/\kappa_F \approx 0,003 \text{ rad}$ ($\approx 0,15^\circ$), que podemos assumir desprezível.

A Fig.(2.5.3-2) ilustra a evolução temporal da componente dc (até $\approx 100 \text{ Hz}$) da intensidade luminosa [$I_S^{DC} \rightarrow V_S^{DC}$, Eq.(2.5.3-1)], em regime “livre” (0 - 1,7 min) e estabilizado (1,7 - 6,0 min). Os degraus de A a J representam as posições de estabilização para diferentes valores de θ_S , iniciando em A: $\theta_S = 0^\circ$, B: $\theta_S = 30^\circ$, C: $\theta_S = 60^\circ$, D: $\theta_S = 90^\circ$, E: $\theta_S = 30^\circ$, F: $\theta_S = 60^\circ$, G: $\theta_S = 90^\circ$, H: $\theta_S = 120^\circ$, I: $\theta_S = 150^\circ$ e J: $\theta_S = 180^\circ$. A tensão dc* de saída do fotodetector pode ser escrita como,

* A frequência de corte do sistema de aquisição utilizado na medida da tensão do fotodetector é de $\approx 100 \text{ Hz}$.

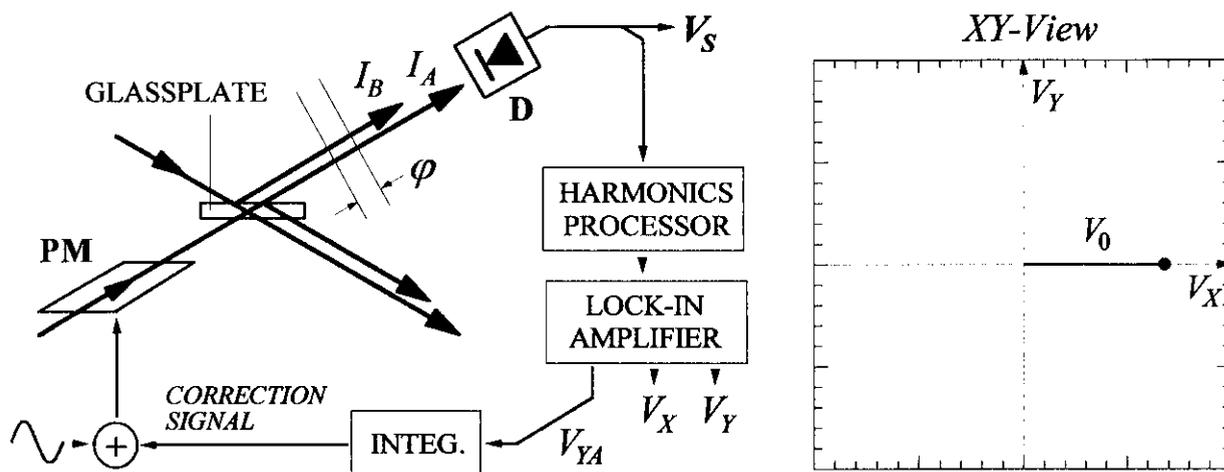


Fig.(2.5.3-1): Configuração optoeletrônica utilizada para caracterização do sistema de controle de fase. Na ilustração, com a tela do osciloscópio no modo (V_X, V_Y) , o ponto $(V_0, 0)$ representa a posição de equilíbrio do sistema.

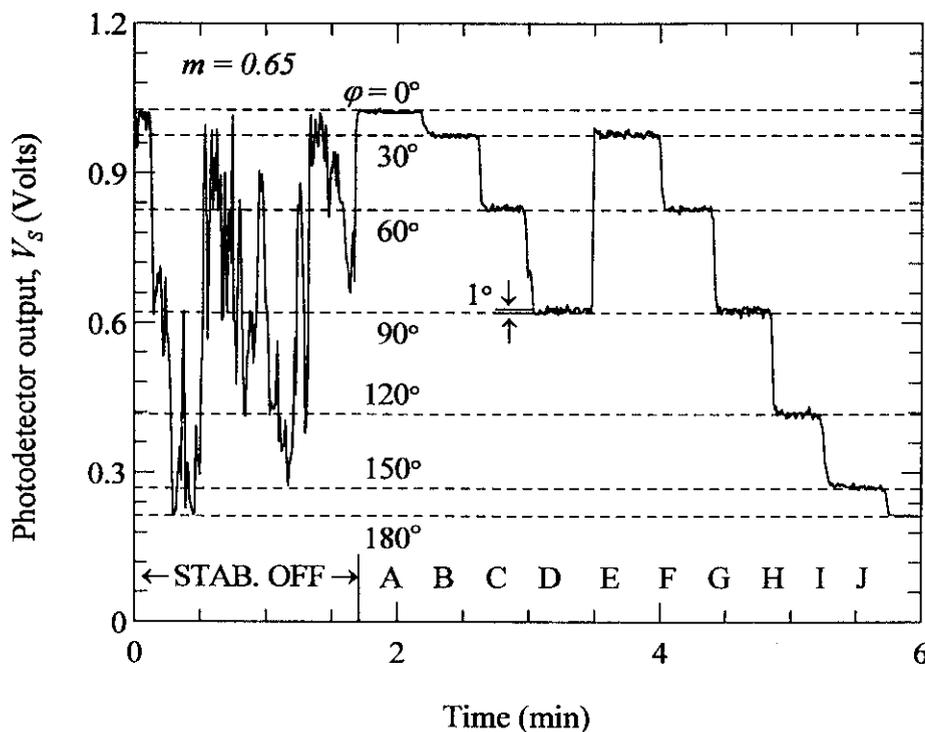


Fig.(2.5.3-2): Evolução temporal da tensão dc de saída do fotodetector, V_s^{DC} , em regime livre (0 - 1.7 min) e em regime estabilizado (1.7 - 6.0 min). Os degraus de A a J correspondem à diferentes valores de θ_s .

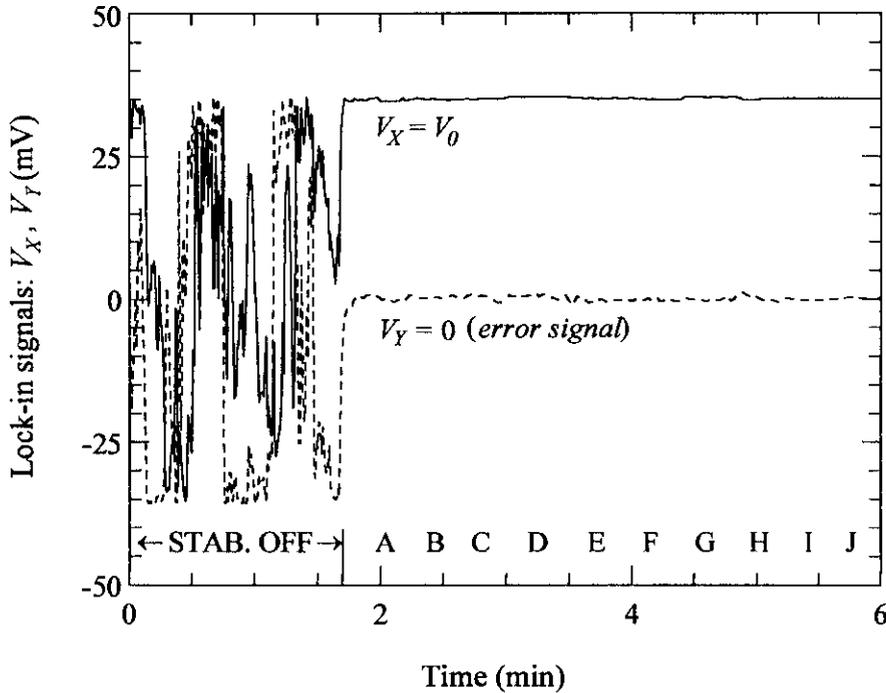


Fig.(2.5.3-3): Evolução temporal dos sinais de saída do lock-in, V_X e V_Y , em regime livre (0 a 1.7 min) e em regime estabilizado (1.7 a 6.0 min).

$$V_S^{DC} = V_S^0 [1 + m_S \cos \varphi], \quad \begin{cases} V_S^0 = k_D^0 (I_A + I_B) \\ m_S = \frac{2J_0(\psi_d) \sqrt{I_A I_B}}{(I_A + I_B)} = \frac{2J_0(\psi_d) \sqrt{I_A/I_B}}{1 + (I_A/I_B)} \end{cases} \quad (2.5.3-1)$$

A primeira parte da Fig.(2.5.3-2), de 0 a 1.7 min, ilustra as perturbações de fase do interferômetro: As tensões máxima $V_S^0(1 + m_S)$ e mínima $V_S^0(1 - m_S)$ permitem a medida da visibilidade $m_S \rightarrow m_S = 0.65$. Assim, podemos traçar as tensões esperadas para cada um dos valores de φ correspondentes aos valores de θ_S selecionados anteriormente. Como ilustrado na Fig.(2.5.3-2), a correspondência entre as tensões esperadas (linhas tracejadas) e as obtidas (degraus) é da ordem de $\approx 1^\circ$ (medida na posição de máxima sensibilidade, onde $\varphi = 90^\circ$). O mesmo experimento ilustrado na Fig.(2.5.3-2) está representado na Fig.(2.5.3-3), onde mostramos a evolução dos sinais de saída do lock-in, V_X e V_Y . Em regime estabilizado, o sinal de erro V_Y é nulo e o sinal V_X é máximo ($V_X = V_0$), independentemente do valor de θ_S .

3. APLICAÇÕES EM HOLOGRAFIA COM CRISTAIS FOTORREFRATIVOS

A seguir, ilustramos duas aplicações da técnica apresentada anteriormente à holografia com cristais fotorrefrativos, onde tratamos de temas atuais de pesquisa nesses materiais. Na primeira aplicação, detectamos o entortamento de hologramas em cristais $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ causados por efeitos de auto-difração e mostramos que, quando as intensidades ópticas dos feixes que registram o holograma são muito diferentes, o controle da fase holográfica produz hologramas em movimento, resultando na correção do entortamento, em maiores eficiências de difração e menores perdas de luz por espalhamento [Freschi, 96a] [Garcia, 96]. Na segunda aplicação, realizamos o registro estabilizado de hologramas dinâmicos em cristais $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$. Mostramos que o controle arbitrário de fase pode ser utilizado como meio de controle da velocidade dos hologramas registrados, viabilizando a otimização de características fotorrefrativas como eficiência de difração e transferência de energia [Freschi, 96b].

3.1 AUTO-DIFRAÇÃO E CORREÇÃO DO ENTORTAMENTO DE HOLOGRAMAS EM CRISTAIS $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$

Uma das complexidades envolvidas no registro de hologramas em cristais fotorrefrativos são os efeitos de auto-difração [Kukhtarev, 79a(b)], [Heaton, 84]. Esses efeitos decorrem da natureza dinâmica dos hologramas registrados no volume do cristal. Consideremos dois feixes ópticos, R e S , com frentes de onda planas, incidindo simetricamente em um cristal fotorrefrativo. Inicialmente, planos de iluminação como os ilustrados na Fig.(3.1-1a) são formados no interior do cristal. Cargas livres são então geradas, que se movem por difusão, por ação de um campo elétrico externo, ou pelo efeito fotovoltaico. Um campo elétrico espacialmente modulado começa a se formar, modulando o índice de refração do material via efeito eletro-óptico, e um holograma volumétrico de fase aparece. Os feixes incidentes que registram o holograma interagem no interior do cristal com os feixes difratados (auto-difração), modificando o padrão de luz original e a escrita do holograma. Os efeitos de auto-difração podem causar mudanças na intensidade (acoplamento de amplitude) e na fase (acoplamento de fase) do padrão luminoso de interferência ao longo do cristal.

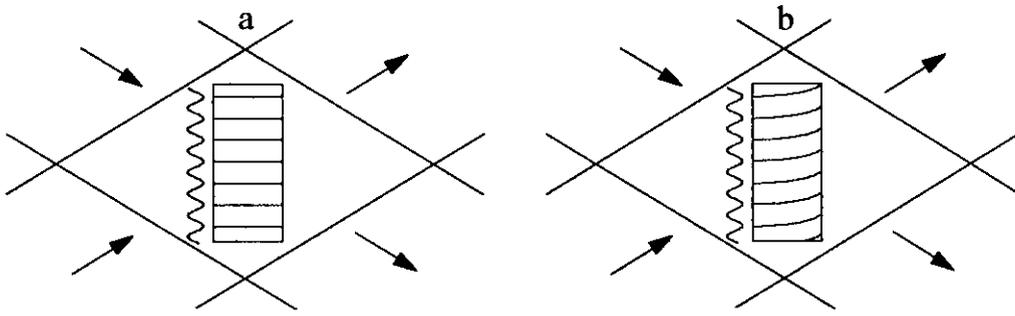


Fig.(3.1-1): a) Planos de iluminação no interior do cristal no início da gravação do holograma; b) O acoplamento de fase entre as ondas no interior do cristal provoca o entortamento do padrão de luz (e do holograma).

A componente do índice de refração defasada espacialmente de $\pm\pi/2$ do padrão é responsável pelo acoplamento de amplitude. Essa componente produz um feixe difratado em fase com um dos feixes incidentes, digamos S , e um feixe difratado em contrafase com o feixe R , provocando a transferência de energia do feixe R para o feixe S . Essa transferência de energia (acoplamento de amplitude) provoca uma variação da visibilidade (contraste) do padrão ao longo do cristal, mas não altera a forma dos planos de iluminação. A componente do índice de refração em fase ou contrafase com o padrão de luz é responsável pelo acoplamento de fase. Nesse caso, devido a simetria do problema, os feixes difratados estão igualmente defasados (de $\pi/2$) dos feixes incidentes nas duas direções, R e S . Se os feixes incidentes possuem diferentes intensidades, a interação entre eles e os feixes difratados não se cancela, provocando o entortamento do padrão luminoso (e conseqüentemente do holograma) ao longo do cristal, como ilustrado na Fig.(3.1-1b).

As equações que descrevem o *estado estacionário* do holograma (“steady-state” - estado do holograma ao final do processo de gravação) são obtidas através da introdução de um termo de visibilidade complexo (variável ao longo do cristal) nas equações de onda acopladas desenvolvidas por Kogelnik [Kogelnik, 69]. Vamos nos resumir aqui a explicitar o resultado obtido a partir da teoria desenvolvida em [Kukhtarev, 79a]. Para dois feixes ópticos, R e S , incidindo simetricamente no cristal, a diferença de fase entre essas ondas $\Delta\phi = \phi_R - \phi_S$ pode ser escrita como,

$$\Delta\phi(z) = \phi_0 + \frac{\cotan\Phi}{2} \times \ln \left\{ \frac{(1 + \beta^2)^2 \exp(-2z\Gamma \sin \Phi)}{[1 + \beta^2 \exp(-2z\Gamma \sin \Phi)]^2} \right\} \quad (3.1-1)$$

$$\Gamma = \frac{\pi \bar{n}^3}{\lambda \cos \theta_0} \left| r_{eff} \frac{E_{sc}^0}{m} \right|$$

com z a coordenada espacial ao longo da espessura do cristal, $\phi_0 = \Delta\phi(z=0)$ a diferença de fase entre as ondas R e S na face de entrada do cristal, Φ a defasagem espacial entre o holograma (modulação de índice) e o padrão de interferência (Φ constante ao longo do cristal no estado estacionário), β^2 a razão das intensidades I_S^0/I_R^0 na entrada do cristal, \bar{n} o índice de refração médio, λ o comprimento de onda da luz no vácuo, θ_0 o ângulo entre a normal à superfície de entrada e os feixes dentro do cristal, r_{eff} o coeficiente eletro-óptico e $E_{sc}^0 m^{-1}$ a amplitude do campo de cargas espaciais normalizada para $m = 1$. Sem perda de generalização, podemos assumir $\phi_R(0) = \phi_S(0) = \phi_0 = 0$. A descrição do entortamento do padrão de interferência (e do holograma) está expressa na dependência de $\Delta\phi$ com a coordenada z . Em particular, como argumentamos anteriormente, se $\Phi = \pm \pi/2$, não há acoplamento de fase e $\Delta\phi = Cte$ em toda espessura do cristal. Esse é o caso do registro holográfico em cristais fotorrefrativos que não exibem efeito fotovoltaico e na ausência de campo elétrico externo, onde o único mecanismo de transporte de cargas é a difusão. De modo geral, se a intensidade de um dos feixes é muito maior que a do outro em toda espessura do cristal (“undepleted-pump approximation”), temos $\Delta\phi \approx z\Gamma \cos\Phi$ para $\beta^2 \gg 1$ e $\Delta\phi \approx -z\Gamma \cos\Phi$ para $\beta^2 \ll 1$. $\Delta\phi \propto z$ significa que o holograma é representado por planos inclinados “tilted holograms”, como um caso especial de “bent holograms”. O coeficiente de acoplamento Γ é sempre positivo; assim, a direção de inclinação do holograma depende do sinal de $\cos\Phi$ e da razão de intensidades β^2 .

A primeira verificação experimental da existência de hologramas entortados (“bent holograms”) foi feita recentemente por Tao *et al* [Tao, 94] em cristais $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. Esses cristais apresentam forte efeito fotovoltaico, levando a produção de hologramas $\approx \pi$ defasados do padrão de interferência ($\Phi \approx \pi$). O entortamento do holograma, causa um desvio angular

na sua condição de Bragg (“Bragg-shift”). Devido a alta seletividade angular da condição de Bragg em hologramas volumétricos, esse desvio causa um decréscimo na eficiência de difração. Posicionando o cristal em uma base giratória, Tao *et al* demonstraram um aumento na eficiência de difração quando o cristal é levemente rodado, em uma direção adequada, com relação à posição de escrita. Utilizando um procedimento análogo, De Vré *et al* [De Vré, 94] e Buse *et al* [Buse, 95] demonstraram o desvio da condição de Bragg causado por ação de campos elétricos externos aplicados em cristais SBN [$\text{Sr}_x\text{Ba}_{(1-x)}\text{Nb}_2\text{O}_6$].

O entortamento do holograma e a conseqüente redução da eficiência de difração representa um sério inconveniente para diversas aplicações dos cristais fotorrefrativos, como em memórias e interconexões ópticas. A leitura e escrita seletiva de múltiplos hologramas (“multiplexed holograms”) [Günter, 88] é particularmente limitada pelo entortamento de hologramas, causados pelos efeitos do acoplamento de fase. Nessa aplicação utilizamos a técnica desenvolvida no capítulo anterior para estudo do registro holográfico em um cristal de $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$. Comparamos a evolução temporal do holograma em duas situações distintas de registro e mostramos que os efeitos de auto-difração podem ser detectados a partir da evolução temporal da fase φ entre as ondas transmitida e difratada. Mostramos que, ao forçar a fase φ a assumir o valor inicial de registro (quando os efeitos de auto-difração podem ser desprezados), o entortamento do holograma pode ser compensado (ou pelo menos substancialmente reduzido), resultando em maiores eficiências de difração e menores perdas de luz por espalhamento.

Os experimentos foram realizados com um cristal $\text{LiNbO}_3:0.1\text{-wt \%Fe}$ (# 751-8), crescido na Universidade de Osnabrück (Alemanha), com espessura de 0.85 mm e coeficiente de absorção $\alpha = 9.9 \text{ cm}^{-1}$ (para $\lambda = 514 \text{ nm}$). A Fig.(3.1-2) ilustra a configuração optoeletrônica utilizada. O cristal é colocado na região de interferência dos feixes incidentes I_R^0 e I_S^0 ($\lambda = 514 \text{ nm}$ de um laser de Ar^+). O modulador PM produz em um dos feixes uma modulação senoidal de fase, com amplitude $\psi_d = 0.5 \text{ rad}$ e frequência angular $\Omega = 2\pi \times 2,0 \text{ kHz}$. Os feixes incidem simetricamente no cristal e fazem um ângulo com a normal à superfície de entrada de 15.8° . O vetor de onda da rede é paralelo ao eixo óptico (ou fotovoltaico) e do cristal. As superfícies perpendiculares ao vetor da rede são curto-circuitadas para evitar a formação de um campo elétrico adicional, criado pelo acúmulo de cargas elétricas nessas superfícies através do efeito fotovoltaico. Os caminhos ópticos do interferômetro estão

eqüilizados e os feixes incidentes têm polarização linear extraordinária (\parallel eixo c). Os sinais ópticos provenientes do cristal são detectados por dois fotodetectores idênticos, **D1** e **D2**. O cristal tem ao seu lado uma pequena e fina lâmina de vidro, ajustada para interferir as ondas transmitida e refletida. Uma lente (**L**) amplia o padrão de luz, projetando sobre o fotodetector **D3** franjas de interferência bem espaçadas em comparação com o diâmetro da área ativa do fotodetector (SGD-100A). O movimento das franjas de interferência na face de entrada do cristal está diretamente relacionado ao movimento das franjas projetadas sobre **D3**. Um amplificador lock-in sintonizado em Ω (não ilustrado na figura) é utilizado para detecção do sinal proveniente da lâmina (“glassplate signal”). A tensão de saída desse amplificador lock-in pode ser escrita como $V_G = V_G^0 \sin \varphi_G$, com φ_G a diferença de fase entre as ondas transmitida e refletida pela lâmina e V_G^0 uma constante ($V_G^0 \propto \sqrt{I_R^0 I_S^0}$). Dois diferentes tipos de experimentos foram realizados. No primeiro caso, o interferômetro é estabilizado utilizando a

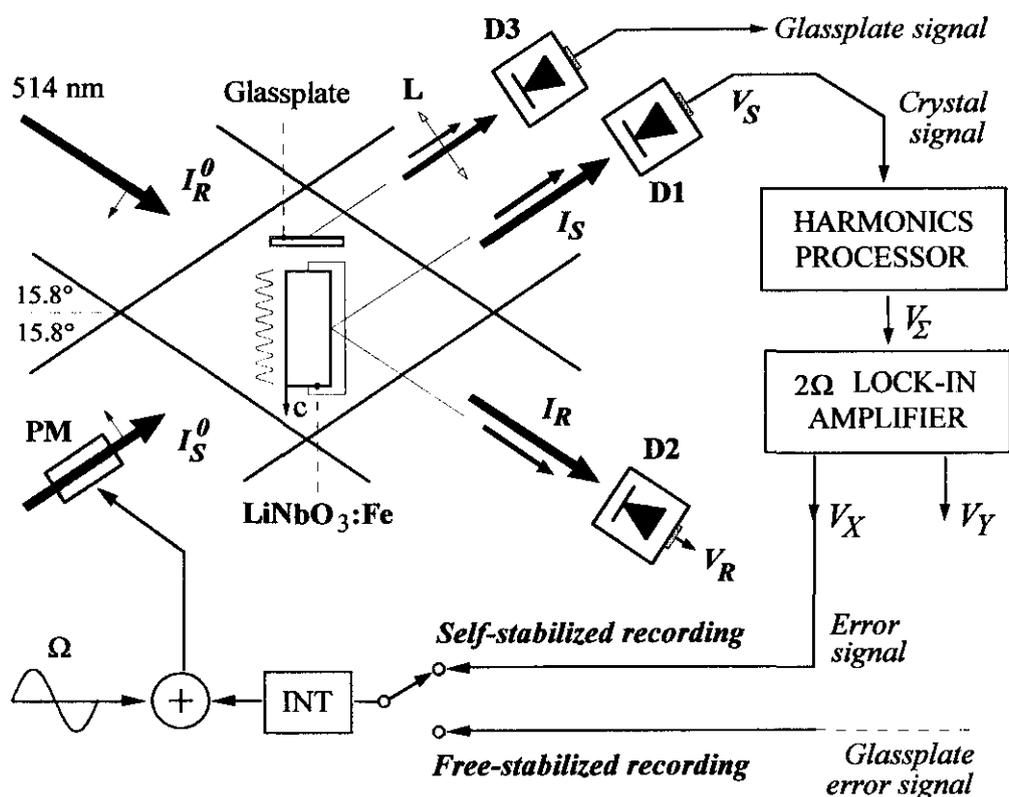


Fig.(3.1-2): Configuração experimental. **PM**: modulador de fase, **D1,D2,D3**: fotodetectores, **L**: lente, **INT**: integrador.

tensão V_G como sinal de erro (“glassplate error signal”). O registro nessa condição é chamado “livre” (“free-stabilized recording”), porque o padrão de interferência é mantido espacialmente fixo na face de entrada do cristal (como em um interferômetro ideal, livre de perturbações) independentemente da evolução do holograma. No segundo caso, o sinal de erro (V_X) proveniente do cristal é utilizado para estabilização. Nessa condição o registro é chamado “auto-estabilizado” (“self-stabilized recording”), porque o próprio holograma que está sendo gravado é utilizado como referência para estabilização.

A intensidade I_S medida pelo fotodetector **D1** é composta por um termo dc e por termos harmônicos em Ω , com $I_S^{DC} = T[I_S^0(1-\eta) + I_R^0\eta + 2J_0(\psi_d)\sqrt{I_R^0I_S^0}\sqrt{\eta(1-\eta)}\cos\varphi]$. Uma expressão similar é obtida para a intensidade I_R^{DC} medida por **D2**. Na expressão anterior I_R^0 e I_S^0 são as intensidades dos feixes incidentes na entrada do cristal, T a transmitância total (incluindo efeitos de absorção e reflexão nas interfaces cristal-ar), η a eficiência de difração do holograma, $J_0(\psi_d)$ a função de Bessel de ordem zero e φ a diferença de fase entre os feixes transmitido e difratado. A tensão V_S proveniente do cristal (“cristal signal”) é processada eletronicamente (“harmonics processor”) e a tensão resultante (V_X) é detectada por um amplificador lock-in vetorial sintonizado em 2Ω . Fazendo o termo de fase θ_S controlado no circuito de referência do amplificador lock-in igual a zero ($\theta_S = 0$), as tensões de saída do lock-in resultam em $V_X = \pm A_0 \cos\varphi$ e $V_Y = \pm A_0 \sin\varphi$, com $A_0 \propto \sqrt{\eta(1-\eta)}$ *. Desses sinais e dos termos dc das intensidades I_S e I_R , as seguintes expressões são obtidas,

$$V_X^2 + V_Y^2 \propto \eta(1-\eta) \quad (3.1-2)$$

$$\tan\varphi = \pm V_X/V_Y \quad (3.1-3)$$

$$I_S^{dc} - I_R^{dc} = T\left[\left(I_S^0 - I_R^0\right)(1-2\eta) + 4J_0(\psi_d)\sqrt{I_R^0I_S^0}\sqrt{\eta(1-\eta)}\cos\varphi\right] \quad (3.1-4)$$

A solução simultânea das Eqs.(3.1-2)-(3.1-4) determinam univocamente a evolução de η e φ .

* Nessa aplicação, denominamos as tensões V_X e V_Y como as tensões analógicas na saída do lock-in.

A evolução das tensões V_X e V_Y medidas *em regime livre* estão ilustradas na Fig.(3.1-3a) para $\beta^2 = I_S^0/I_R^0 \gg 1$. Também estão representadas as evoluções dos termos dc, I_S^{dc} e I_R^{dc} , ilustrando a transferência de energia entre os feixes, e sua soma $I_S^{dc} + I_R^{dc}$, ilustrando as perdas por espalhamento. Para o cálculo de η e φ , os dados experimentais são normalizados pela soma $I_S^{dc} + I_R^{dc}$ e substituídos nas Eqs.(3.1-2)-(3.1-4). As curvas sólidas na Fig.(3.1-4a) ilustram os dados computados da Fig.(3.1-3a). As curvas tracejadas na Fig.(3.1-4a) ilustram os dados computados para um experimento similar, com $\beta^2 \ll 1$. Em ambos os casos, a eficiência de difração máxima é de $\approx 70\%$ ($\approx 67\%$ para $\beta^2 \gg 1$ e $\approx 50\%$ para $\beta^2 \ll 1$). Notemos a evolução de φ como consequência do acoplamento de fase entre as ondas no interior do cristal. A evolução ocorre em direções opostas para $\beta^2 \gg 1$ e $\beta^2 \ll 1$, indicando que o entortamento do holograma também ocorre em direções opostas nessas condições. A evolução de φ com o registro em regime livre, ilustrada nas Fig.(3.1-3a), está representada na Fig.(3.1-5a) no modo de visualização (V_X, V_Y) . O valor de φ no início do registro (quando tempos $\eta \ll 1$ e os efeitos de auto-difração podem ser desprezados) é de $\approx 90^\circ$, como esperado para um holograma registrado em um cristal com forte efeito fotovoltaico, caso do $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$, onde temos $\Phi \approx \pi$ ($\varphi = \Phi \pm \pi/2$ para $\eta \ll 1$).

Experimentos em condições similares foram realizados *em regime auto-estabilizado*. A tensão V_X é utilizada como sinal de erro ($V_X \approx 0$ em regime livre no início do registro), e assim forçamos $V_X = 0$ durante todo o registro (φ é forçado a ser igual a $\pi/2$). As evoluções de V_X , V_Y , I_S^{dc} , I_R^{dc} e $I_S^{dc} + I_R^{dc}$ estão ilustradas na Fig.(3.1-3b) para $\beta^2 \gg 1$. A curva sólida na Fig.(3.1-4b) ilustra η calculado a partir dos dados da Fig.(3.1-3b), e a curva tracejada ilustra η calculado a partir de um experimento similar com $\beta^2 \ll 1$. A Fig.(3.1-5b) ilustra a evolução dos sinais V_X e V_Y no modo (V_X, V_Y) para $\beta^2 \gg 1$, com $V_X = 0$ durante todo o registro.

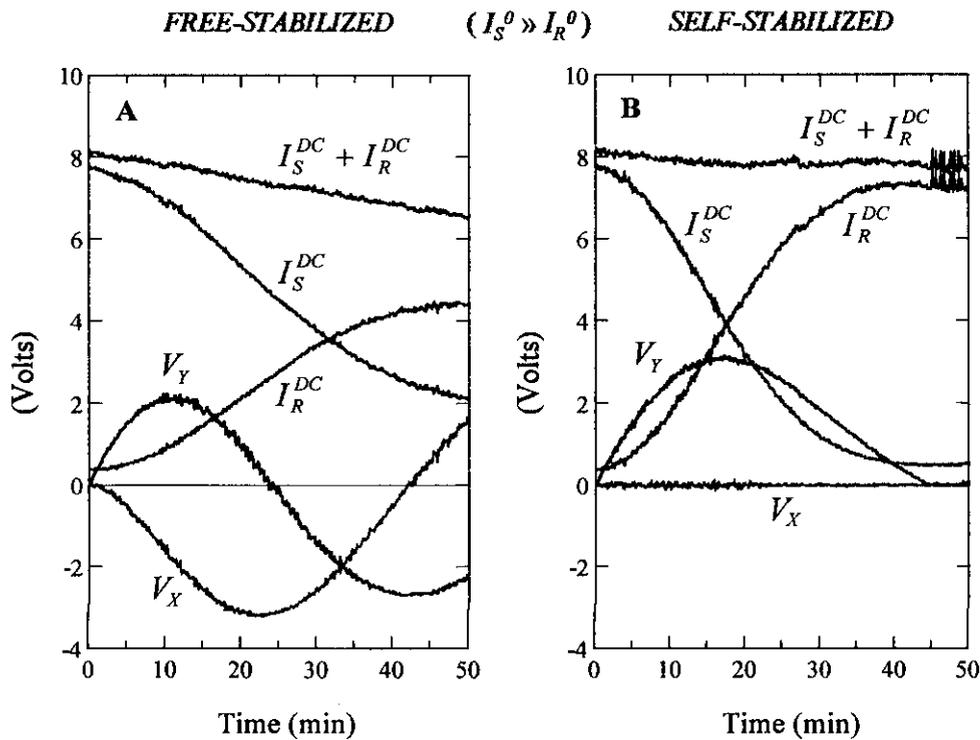


Fig.(3.1-3): Evolução de V_X , V_Y , I_S^{dc} , I_R^{dc} e $I_S^{dc} + I_R^{dc}$ para A) registro livre ("free-stabilized recording") com $\beta^2 = I_S^0/I_R^0 = 21$ e $I_S^0 + I_R^0 \approx 3.7$ mW/cm² e B) registro auto-estabilizado ("self-stabilized recording") com $\beta^2 = 21$ e $I_S^0 + I_R^0 \approx 3.7$ mW/cm².

• Discussões

Nos experimentos aqui reportados, a eficiência de difração η é computada a partir dos sinais V_X , V_Y , I_S^{dc} e I_R^{dc} , os quais são medidos na saída do cristal. Os efeitos de absorção e de reflexão nas interfaces cristal-ar estão considerados no termo de transmitância total T , e não estão computados no cálculo de η . O registro holográfico em regime livre sempre leva a eficiências de difração menores que 100 %, porque o entortamento do holograma provoca um desvio na sua condição de Bragg. Contudo, em regime auto-estabilizado, eficiências de difração estacionárias com $\eta = 1$ são obtidas*. Isso indica que uma sensível redução do entortamento do

* A eficiência de difração é estacionária em 100 % devido ao fato de haver uma inversão de fase nesse ponto (ver comentários finais do item 1.2 — fase de detecção / interferência de duas ondas).

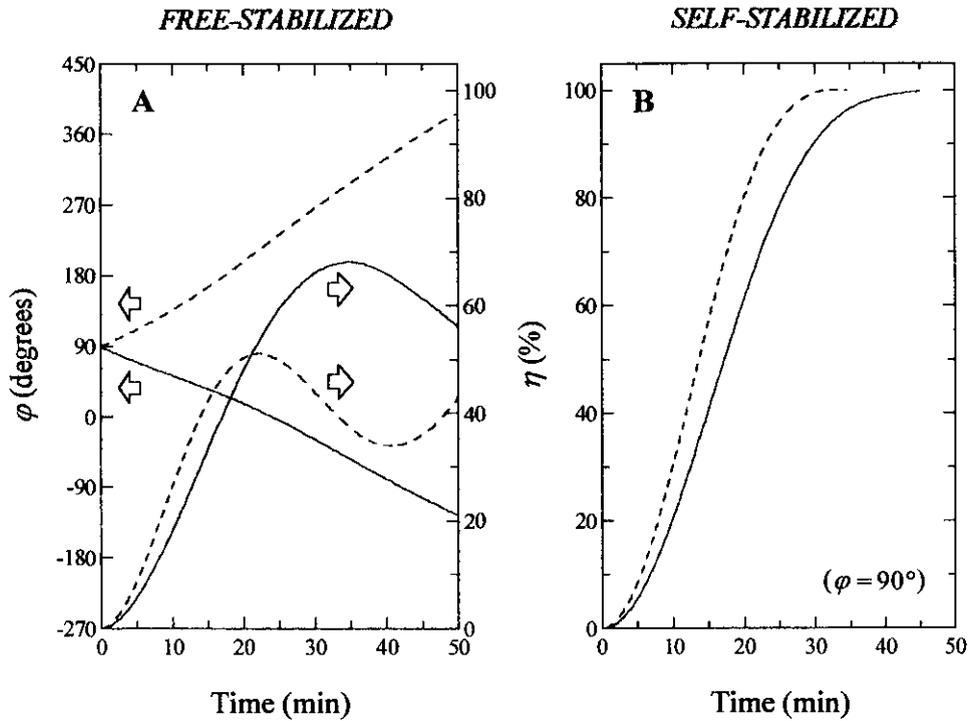


Fig.(3.1-4): **A)** Dados computados de η e φ em registro livre para $\beta^2 = 21$ e $I_S^0 + I_R^0 \approx 3.7$ mW/cm² (curvas sólidas) e para $\beta^2 = 1/15$ e $I_S^0 + I_R^0 \approx 4.0$ mW/cm² (curvas tracejadas). **B)** η em registro auto-estabilizado ($\varphi = 90^\circ$) para $\beta^2 = 21$ e $I_S^0 + I_R^0 \approx 3.7$ mW/cm² (curva sólida) e para $\beta^2 = 1/17$ e $I_S^0 + I_R^0 \approx 4.0$ mW/cm² (curva tracejada).

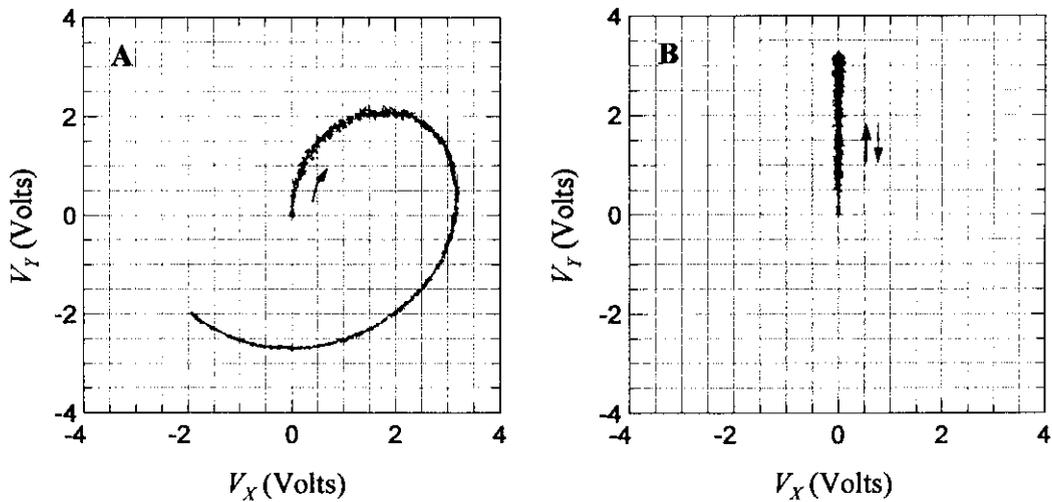


Fig.(3.1-5): Tensões de saída do lock-in no modo (V_X, V_Y) em regime livre (A) e auto-estabilizado (B), com $\beta^2 = 21$ e $I_S^0 + I_R^0 \approx 3.7$ mW/cm².

holograma foi conseguida. Essa redução é obtida através do movimento do padrão de interferência na face de entrada do cristal. De fato, utilizando o sinal proveniente da lâmina de vidro, medimos um movimento contínuo do padrão de interferência até o holograma atingir 100 % de eficiência, com uma velocidade média de ≈ 0.02 períodos de rede por minuto.

A comparação das curvas que representam a soma das intensidades dc, $I_R^{dc} + I_S^{dc}$, nos regimes livre e auto-estabilizado [Figs.(3.1-3a,b)] mostram claramente que menores níveis de espalhamento são obtidos no segundo caso, tanto para $\beta^2 \gg 1$ (caso ilustrado) como para $\beta^2 \ll 1$. O espalhamento de luz nos cristais fotorrefrativos se deve à formação de redes holográficas randômicas, produzidas por imperfeições da rede cristalina ou por impurezas presentes no interior do cristal [Marotz, 86]. Uma vez que os centros espalhadores são fixos no interior do cristal, o movimento do padrão de interferência não permite uma gravação eficiente de redes randômicas e menor nível de espalhamento é obtido em regime auto-estabilizado.

Em nossos experimentos, com $\beta^2 \gg 1$ e $\beta^2 \ll 1$, observamos que o feixe de menor intensidade é sempre amplificado. Esse fato mostra que a transferência de energia durante a evolução do holograma não é controlada pelo campo de difusão e que um mecanismo *não-estacionário* de registro está envolvido, i.e., a componente de índice defasada $\pi/2$ do padrão de interferência apresenta uma contribuição predominante do campo fotovoltaico. Essa contribuição decorre do movimento do padrão de luz no interior do cristal. Os valores máximos de amplificação computados a partir da relação $I_i^{dc}(t)/I_i^{dc}(0)$ (com t o tempo e $i = S, R$) variam entre ≈ 6 e 20 para os quatro experimentos realizados (2 registros livres e 2 auto-estabilizados, com $\beta^2 \gg 1$ e $\beta^2 \ll 1$).

No estado atual da teoria do registro holográfico em cristais fotorrefrativos não existe uma solução analítica que possa ser utilizada para análise dos resultados obtidos. As soluções analíticas disponíveis se referem sempre ao estado *estacionário*, obtido ao final do processo de registro. Métodos numéricos estão sendo atualmente implementados pelo grupo de teoria em cristais fotorrefrativos da Universidade de Osnabrück (Alemanha), com o qual temos um projeto de cooperação científica, para o tratamento desses dados.

3.2 HOLOGRAFIA DINÂMICA DE FASE CONTROLADA EM CRISTAIS $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

Os cristais da família das silenitas, como $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO) e $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ (BTO), possuem coeficientes eletro-ópticos modestos ($\approx 5 \text{ pm/V}$), mas despertam grande interesse para o processamento de sinais ópticos devido a sua alta sensibilidade, que os coloca entre os mais rápidos materiais fotorrefrativos [Günter, 88]. Experimentos com cristais BSO submetidos a um campo elétrico externo e a padrões de interferência em movimento se mostraram extremamente atraentes para aplicações por viabilizarem um grande aumento na eficiência fotorrefrativa desses cristais [Huignard, 81a] [Marrakchi, 81] [Stepanov, 82]. Seguiu-se então o desenvolvimento de uma teoria dinâmica da mistura de duas ondas em materiais fotorrefrativos com padrões de interferência em movimento [Valley, 84] [Stepanov, 85] [Refregier, 85] [Webb, 91] [Sochava, 93]. Foi demonstrado que características como eficiência de difração e transferência de energia variam sensivelmente com a velocidade das franjas de interferência. A existência de uma velocidade de ressonância bem definida, que maximiza uma ou outra dessas características, faz com que as perturbações de fase do interferômetro sejam particularmente importantes nesse tipo de experimento. A diferença de fase φ entre os feixes transmitido e difratado está associada (entre outros parâmetros) à velocidade do holograma. Frejlich *et al* realizam a gravação estabilizada de hologramas dinâmicos em cristais fotorrefrativos, mas limitada a valores particulares da fase φ (0 , π , ou $\pm\pi/2$) e portanto, também limitada a valores particulares da velocidade.

Nessa aplicação, mostramos que hologramas dinâmicos com velocidade controlada e ajustável podem ser produzidos através da técnica de processamento apresentada anteriormente. De fato, a diferença de fase φ está relacionada à fase holográfica Φ , que depende das características do cristal e das condições experimentais (campo elétrico aplicado, intensidade e visibilidade das franjas de interferência, relação de intensidade entre os feixes incidentes, etc.). Se a diferença de fase φ é forçada a assumir o valor φ_0 , correspondente ao valor natural de gravação com o padrão de interferência em repouso, um holograma estático é registrado. Qualquer outro valor selecionado para φ leva a um holograma em movimento, onde sua velocidade depende da diferença $\varphi - \varphi_0$ e do tempo de resposta do holograma.

Assim, controlando $\varphi - \varphi_0$ podemos produzir hologramas com características otimizadas de eficiência de difração ou transferência de energia.

A evolução temporal da diferença de fase φ pode ser atribuída a três fatores (como discutimos no Cap.2, item 2.5): à influência do holograma, de ruídos e do termo de correção. Rescrevendo a Eq.(2.5.1-5) na aproximação $\sin \Delta\varphi \approx \Delta\varphi$, com $\Delta\varphi = \varphi - \theta_S$, temos,

$$\varphi = \varphi(0) + \psi_H + \psi_N - \int_0^t \kappa_F \Delta\varphi dt \quad (3.2-1)$$

$$\psi_H = \int_0^t \omega_H dt \quad \text{e} \quad \psi_N = \int_0^t \omega_N dt$$

com ω_H uma função de $\varphi - \varphi_0$,

$$\omega_H = f(\varphi - \varphi_0) \quad \text{e} \quad f(0) = 0 \quad (3.2-2)$$

A contribuição do holograma à evolução de φ pode ser decomposta em, $\omega_H = \omega_H^P + \omega_H^{SH}$, com ω_H^P à velocidade angular do holograma na face de entrada do cristal ($z = 0$) e ω_H^{SH} um termo que considera a influência da forma do holograma na evolução de φ (auto-difração). A solução da Eq.(3.2-1) é dada por $\varphi \approx \theta_S + \omega/\kappa_F$, com $\omega = \omega_H + \omega_N$. Neste experimento $\kappa_F \approx 300 \text{ s}^{-1}$ para um sinal de meio fundo de escala no lock-in e assim, para valores de ω na faixa de até alguns Hz, a Eq.(3.2-2) pode ser aproximada por,

$$\omega_H \approx f(\theta_S - \varphi_0 + \omega/\kappa_F) \approx f(\theta_S - \varphi_0) \quad (3.2-3)$$

mostrando que é possível fixar a velocidade do holograma através da fase θ_S . Após o estado estacionário ser atingido temos $d\omega_H/dt = 0$, com $\omega_H^{SH} = 0$ e $\omega_H^P = \omega_H^0$ uma constante no tempo e ao longo do eixo z , i.e., o holograma atinge uma forma final e se move com velocidade constante ao longo do vetor da rede (eixo x).

A configuração optoeletrônica utilizada nesta aplicação está esquematizada na Fig.(3.2-1). Um cristal BTO (# 011) crescido no grupo de crescimento de cristais do IFSC/USP-S.Carlos, com espessura de 2.05 mm, é colocado na região de interferência dos feixes

incidentes I_R^0 e I_S^0 ($\lambda = 514$ nm de um laser de Ar^+). O modulador PM produz em um dos feixes uma modulação senoidal de fase, com amplitude $\psi_d = 0.3$ rad e frequência angular $\Omega = 2\pi \times 2,0$ kHz. Os feixes incidem simetricamente no cristal e fazem um ângulo entre si de $\approx 34^\circ$, com $I_R^0 \approx I_S^0 \approx 150 \mu W/cm^2$. O vetor de onda da rede é paralelo ao eixo [110] do cristal. Uma tensão externa dc é aplicada ao cristal. Os caminhos ópticos do interferômetro estão equalizados e os feixes incidentes têm polarização linear, formando com um ângulo de 45° com o eixo [001] no centro do cristal (cristais BTO apresentam atividade óptica) e emergindo dele com polarizações aproximadamente lineares e paralelas ($\gamma \approx 1$). Um feixe laser NdYAG com comprimento de onda $\lambda = 532$ nm produz um fundo de luz aproximadamente uniforme ($I_B = 700 \mu W/cm^2$) em toda face de entrada do cristal. O cristal tem ao seu lado uma pequena e fina lâmina de vidro, ajustada para interferir as ondas transmitida e refletida. Uma lente (L) amplia o padrão de luz, projetando sobre o fotodetector D2 franjas de interferência bem espaçadas em comparação com o diâmetro do detector, de 2.55 mm. O movimento das franjas projetadas sobre D2 está diretamente relacionado ao movimento das franjas de interferência na face de entrada do cristal. Para a medida da velocidade das franjas detectamos o sinal da lâmina (“Glassplate signal”) com um amplificador lock-in (não ilustrado na figura) sintonizado em Ω . A tensão de saída do lock-in pode ser escrita como $V_G = V_G^0 \sin \varphi_G$, com φ_G a diferença de fase entre as ondas transmitida e refletida pela lâmina ($\partial \varphi_G / \partial t = \omega$, com ω a velocidade angular das franjas) e V_G^0 uma constante ($V_G^0 \propto \sqrt{I_R^0 I_S^0}$).

A Fig.(3.2-2) ilustra a evolução típica de V_x ($V_x = V_0 \propto \sqrt{\eta}$, para $\eta \ll 1$) e V_G/V_G^0 quando V_y é utilizado como sinal de erro. A curva a e os pontos da curva b se referem, respectivamente, aos dados experimentais de V_x e V_G/V_G^0 . A linha sólida na curva b representa a curva de ajuste (“fitting”) dos pontos experimentais no intervalo onde o holograma está em regime estacionário (≈ 5 a 40 segundos), com uma equação do tipo $V_G/V_G^0 = \sin(\omega_H t + cte)$, onde computamos $\omega_H \approx 0.55$ rad/s. Notemos que cada ciclo da curva b corresponde a um deslocamento das franjas de interferência (e do holograma) de um período de rede (Λ).

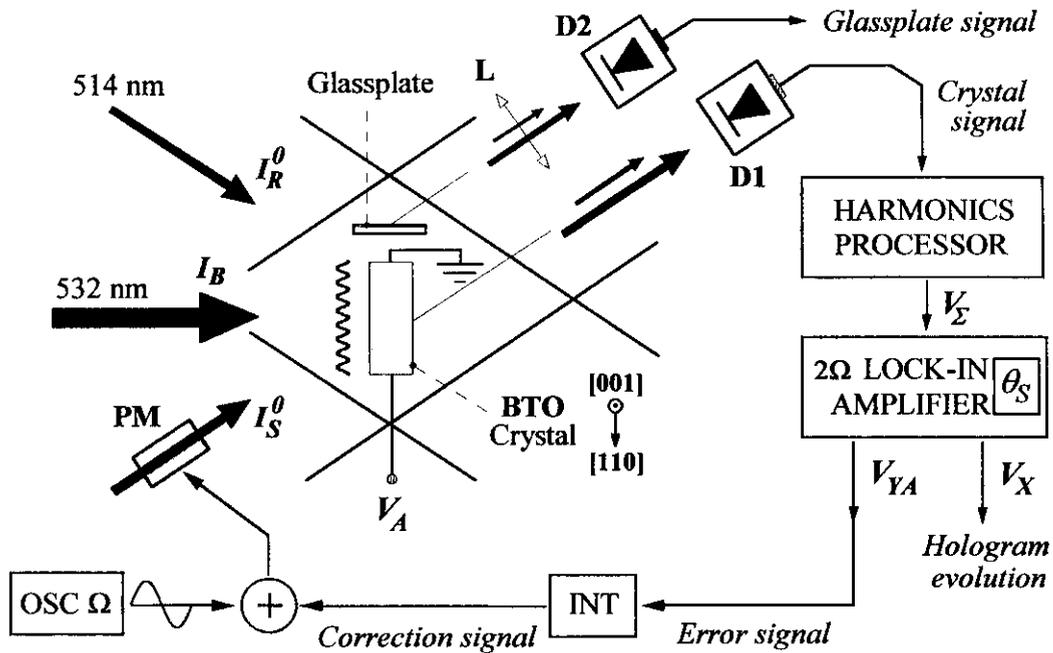


Fig.(3.2-1): Configuração optoeletrônica utilizada em nossos experimentos. O sinal de erro V_Y é utilizado para a estabilização da fase holográfica, a tensão V_X para medida da eficiência de difração e o sinal da lâmina para medida da velocidade do holograma.

A Fig.(3.2-3) ilustra os dados computados da velocidade e da eficiência de difração do holograma no *estado estacionário* em diversas fases $\varphi = \theta_S$ de estabilização e em duas condições de campo externo, $V_A = 0$ e $V_A \approx 1800$ V ($E \approx 2900$ V/cm). Os pontos onde a velocidade do holograma é nula ($|\omega_H| \leq 0.005$ rad/s) estão indicados por uma seta, com $\varphi = \varphi_0 \approx 0$ para $V_A = 0$ e $\varphi = \varphi_0 \approx 60^\circ$ para $V_A \approx 1800$ V. Assumimos a velocidade das franjas positiva quando o sentido do movimento se dá do eletrodo aterrado ao eletrodo com potencial V_A ($V_A > 0$). Na ausência de campo externo ($V_A = 0$) a eficiência de difração é máxima para $\varphi = \varphi_0 \approx 0$, como esperado em uma gravação com mecanismo de transporte regido pela difusão ($\Phi = \pi/2$ e $\varphi = \Phi \pm \pi/2$). Para $V_A \approx 1800$ V a máxima eficiência ocorre com $\varphi \approx 50^\circ$ e $\omega_H \approx 0.024$ rad/s. A dispersão observada nos dados da eficiência de difração se deve fundamentalmente à variações de potência de nosso laser de Ar+.

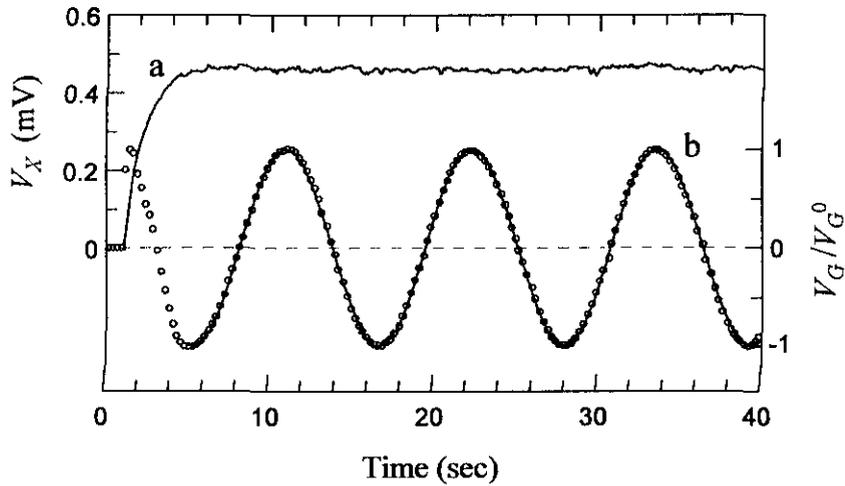


Fig.(3.2-2): Eficiência de difração (curva a, $V_x = V_0 \propto \sqrt{\eta}$) e velocidade do holograma (curva b, V_G/V_G^0), com $V_A \approx 1800$ V ($E \approx 2900$ V/cm) e $\varphi \approx \theta_s = 0$.

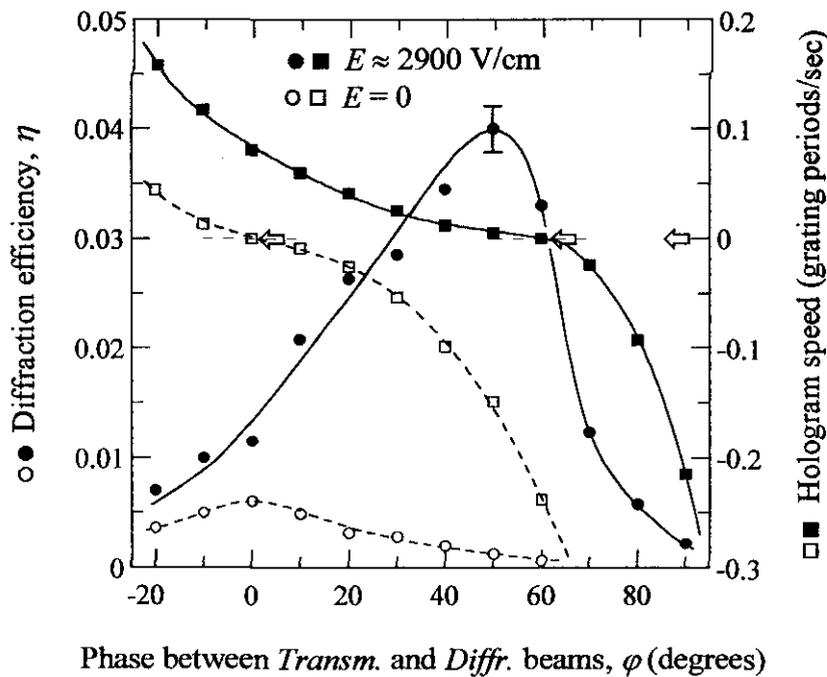


Fig.(3.2-3): Eficiência de difração e velocidade do holograma em função da fase de estabilização entre os feixes. Os pontos representam dados experimentais e as linhas sólidas são apenas guias para os olhos.

A razão entre os valores máximos de eficiência medidas para $E \approx 2900$ V/cm e $E = 0$ é de ≈ 5.7 , em boa concordância com o valor teórico de 5.4, computado a partir de parâmetros conhecidos para essa amostra de cristal BTO: “photoelectron diffusion length” $L_D = 0.14$ μm e “Debye screening length” $l_s = 0.025$ μm , $E_D/E_q \ll 1$, com E_D o campo de difusão e E_q o campo de saturação do cristal [Stepanov, 82] [Günter, 88]. Os resultados experimentais ilustram claramente que o controle arbitrário de fase entre as ondas transmitida e difratada viabiliza o controle da velocidade dos hologramas registrados. A velocidade que maximiza a característica fotorrefrativa desejada (como a eficiência de difração no caso ilustrado) pode ser mantida constante, independentemente das perturbações de fase do interferômetro. De maneira análoga, a condição de máxima transferência de energia (determinada pela eficiência de difração e pela fase holográfica) pode ser facilmente obtida. Utilizando a técnica desenvolvida, medimos simultaneamente: a diferença de fase entre as ondas transmitida e difratada, a eficiência de difração e a velocidade do holograma.

4. CONCLUSÕES

Desenvolvemos uma técnica de processamento de sinais que viabiliza a medida direta e independente da fase e amplitude de interferência entre duas ondas. Esta técnica pode ser utilizada, alternativamente, para o controle ativo da diferença de fase entre as ondas em um valor arbitrariamente escolhido. O esquema de processamento utiliza o sinal óptico proveniente de uma única saída do interferômetro, não apresenta restrições quanto ao estado de polarização das ondas que interferem e permite a reposição, ou mesmo a troca do material fotossensível, sem necessidade de uma nova calibração do instrumento. Nos experimentos descritos operamos com uma oscilação harmônica $\Omega = 2\pi \times 2,0$ kHz e banda de demodulação $\Delta f \approx 1$ Hz, com uma resolução típica de medida da fase de referência (θ_s) da ordem de 1° e frequência característica do sistema de realimentação $\kappa_F \approx 300$ Hz.

As potencialidades da técnica desenvolvida foram ilustradas em dois experimentos de holografia com cristais fotorrefrativos, envolvendo problemas atuais de pesquisa e aplicações desses materiais. Em cristais $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ detectamos o entortamento de hologramas causado pelos efeitos de auto-difração. Esses efeitos são particularmente importantes quando as intensidades ópticas dos feixes que registram o holograma são muito diferentes, tal como ilustramos nessa aplicação. Mostramos que o controle de fase entre as ondas transmitida e difratada produz hologramas em movimento, resultando na correção (ou pelo menos numa sensível redução) do entortamento do holograma, em menores perdas de luz por espalhamento e maiores eficiências de difração. Em cristais $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ mostramos que o controle arbitrário de fase representa um método eficiente de geração de hologramas dinâmicos. Através do controle de fase obtemos hologramas com velocidade estabilizada e ajustável, permitindo a seleção de características fotorrefrativas como eficiência de difração, fase holográfica e transferência de energia. Do ponto de vista das aplicações dos cristais fotorrefrativos, a importância dos resultados obtidos nesses dois experimentos são evidentes e dispensam maiores comentários. Do ponto de vista da caracterização desses materiais existem ainda alguns problemas a serem resolvidos, particularmente no que se refere à relação existente entre a fase holográfica Φ e a diferença de fase φ entre as ondas transmitida e difratada. A relação simples $\varphi = \Phi \pm \pi/2$ só se aplica quando não há acoplamento de fase entre as ondas no interior do cristal ($\Phi = \pm \pi/2$), ou quando esse acoplamento pode ser desprezado. O grupo de teoria da Universidade de

Osnabrück (Alemanha), que participa de um projeto de pesquisa com o Laboratório de Óptica na área dos cristais fotorrefrativos, está atualmente empenhado na solução desse problema e resultados recentes indicam um avanço na elucidação de algumas questões. Obviamente, essa complicação está presente em todas as técnicas de caracterização que se utilizam da medida de fase entre as ondas transmitida e difratada, que afinal, são os sinais de interesse nas aplicações da holografia.

A possibilidade do controle de fase num espectro contínuo de valores pode ser explorada para a gravação de hologramas com fase holográfica variável no tempo, programando-se a função temporal desejada na fase de referência do amplificador lock-in. A técnica apresentada sugere novas perspectivas quanto à utilização dos sistemas de estabilização em holografia, como para fabricação de componentes holográficos através da síntese de Fourier e representa uma poderosa ferramenta para pesquisa e aplicações dos cristais fotorrefrativos e dos materiais fotossensíveis em geral.

5. APÊNDICES

5.1 - APÊNDICE A - Medida da tensão de meia onda do modulador de fase

5.2 - APÊNDICE B - Método simples de compensação de ruídos para um vibrômetro a cristais fotorrefrativos de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ [Freschi, 95b]

5.3 - APÊNDICE C - Conversão de sinais ópticos em elétricos / Fotodetectores

5.1 Medida da tensão de meia onda do modulador de fase

Um dos parâmetros mais importantes de um modulador de fase é a sua tensão de meia onda, V_π , definida como a tensão que, ao ser aplicada ao modulador, produz uma alteração no caminho óptico do feixe laser de $\lambda/2$ (π rad), com λ o comprimento de onda da luz laser [Yariv, 85]. Desejamos determinar a amplitude de modulação de fase (ψ_d) quando aplicamos a um modulador uma tensão do tipo $V_d \sin(\Omega t)$, com V_d a amplitude e Ω a frequência angular de modulação. A tensão V_π pode depender de variáveis como: a frequência de operação Ω , a amplitude V_d , o comprimento de onda λ , entre outras, variando de acordo com o tipo de modulador. Uma vez determinada a tensão de meia onda do modulador, V_π , o valor de ψ_d é dado por: $\psi_d = \pi V_d / V_\pi$, com $V_\pi = V_\pi(\Omega, \lambda, \dots)$.

A Fig.(5.1-1) ilustra o interferômetro, com o modulador de fase (PM) colocado em um de seus braços. Para medida de V_π , posicionamos uma lâmina de vidro na região de interferência dos feixes incidentes R e S. Ajustando convenientemente a lâmina e utilizando uma lente (L) para ampliar o padrão de luz resultante da interferência das ondas transmitida e refletida, projetamos sobre o fotodetector (D) um padrão luminoso com franjas bem espaçadas em comparação com a área de detecção. Chamando I_T e I_R as intensidades das ondas transmitida e refletida pela lâmina no plano de detecção, podemos escrever a tensão V_S na saída do fotodetector como,

$$V_S = V_S^0(1 + m_S \cos \psi) \quad (5.1-1)$$

com ψ a diferença de fase entre as ondas transmitida e refletida, $V_S^0 = k_D(I_T + I_R)$, k_D o fator de conversão do fotodetector, $m_S = 2\gamma\sqrt{I_T I_R}/(I_T + I_R)$ uma constante adimensional e γ um fator que depende do estado de coerência e de polarização das ondas que interferem [Fowles, 75]. A tensão V_S é medida com auxílio de um osciloscópio. Para que a tensão medida seja um “retrato fiel” da intensidade de luz projetada sobre o fotodetector, a largura de banda do osciloscópio e a frequência de corte do fotodetector devem ser muito maiores que a frequência Ω de modulação. Além disso, o fator de conversão do fotodetector, k_D , deve ser independente da intensidade incidente [ver apêndice C]. A precisão na medida de V_π é aumentada se ajustamos as intensidades transmitida e refletida para obtermos $m_S \approx 1$ ($I_T \approx I_R$, $\gamma \approx 1$). É também útil o uso de um osciloscópio digital, que permite o “congelamento” da figura obtida na tela.

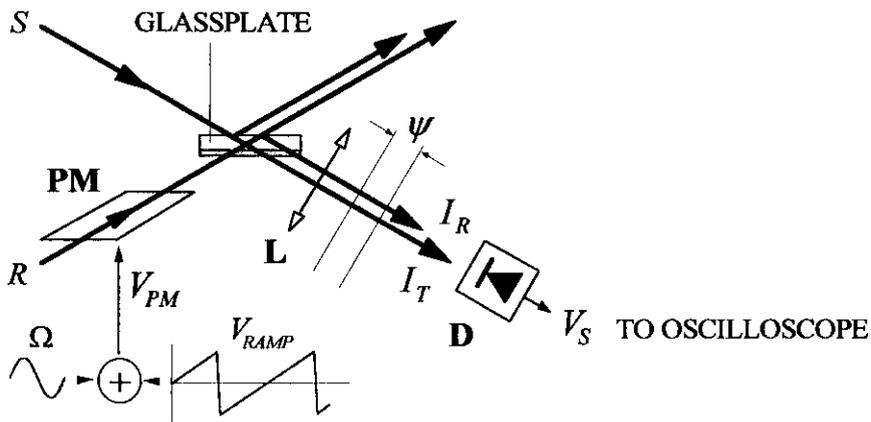


Fig.(5.1-1): Representação simplificada de um interferômetro, com uma lâmina de vidro utilizada para interferir as ondas transmitida e refletida. PM: modulador de fase, L: lente, D: fotodetector. Para produzir uma varredura em ψ aplicamos uma rampa ao modulador.

Para a medida da tensão de meia onda do modulador (V_π) devemos produzir uma varredura na diferença de fase entre as ondas que interferem. Essa varredura pode ser produzida naturalmente pelas perturbações de fase do interferômetro, ou introduzida “artificialmente” através de uma tensão de rampa (V_{RAMP}) aplicada ao modulador, como ilustrado na Fig.(5.1-1). Nesse caso, a diferença de fase entre as ondas pode ser escrita como,

$$\psi = \underbrace{\varphi(0) + \psi_{NOISE} + \psi_{RAMP}}_{\varphi(t)} + \psi_d \sin(\Omega t) \quad (5.1-2)$$

com $\varphi(0) = \varphi(t = 0)$, ψ_{NOISE} um termo de ruído, ψ_{RAMP} um termo de varredura introduzido pela tensão de rampa (V_{RAMP}) e $\psi_d \sin(\Omega t)$ o termo introduzido pela tensão de modulação $V_d \sin(\Omega t + \varepsilon)$, com ε uma fase que representa um possível atraso na resposta do modulador.

Vamos ilustrar o procedimento de medida da tensão de meia onda do modulador em um caso prático. Em nossos experimentos utilizamos um modulador de fase do tipo piezoelétrico (Burleigh, modelo PZ-80), que é basicamente um espelho suportado por cristais piezoelétricos. Verificamos experimentalmente que o modulador PZ-80 tem uma resposta não-linear acima de $\approx 2,5$ kHz, com um forte pico de ressonância em ≈ 5 kHz. Desejamos operar o modulador com alta frequência de modulação para diminuir os níveis de ruído presentes nos sinais harmônicos (ver Cap.2, item 2.4.1). Nos experimentos descritos nesse trabalho operamos com $\Omega = 2\pi \times 2,0$ kHz.

A tensão aplicada ao modulador é escrita como: $V_{PM} = V_{BIAS} + V_{RAMP} + V_d \sin(\Omega t + \varepsilon)$. A Fig.(5.1-2a) ilustra o resultado obtido na tela do osciloscópio com a varredura temporal do osciloscópio em 1 seg./div., uma tensão de rampa com varredura de 100 V em ≈ 10 segundos ($-50 \lesssim V_{RAMP} \lesssim 50$ V) e $V_d = 3$ V. A varredura em ψ permite a medida das tensões máxima, V_M , e mínima, V_m , da tensão V_S do fotodetector,

$$V_M = V_S^0 (1 + m_S) \quad , \quad V_m = V_S^0 (1 - m_S) \quad (5.1-3)$$

como também a tensão $V_S^0 \rightarrow V_S^0 = (V_M + V_m)/2$, onde $\psi = \pm \pi/2$. O período da varredura em ψ introduzida pela rampa (T_{RAMP}) deve ser muito maior que $2\pi/\Omega$. Assim, ajustando a varredura temporal do osciloscópio para mostrar na tela algumas dezenas de ciclos de frequência angular Ω , podemos obter uma situação como a ilustrada na Fig.(5.1-2b), onde temos a varredura temporal do osciloscópio em 1 ms/div. Nessa situação temos $\varphi(t) \approx Cte = \pm \pi/2$ e $\cos \psi \approx \pm \sin(\psi_d \sin(\Omega t))$. Assim, podemos determinar as tensões onde temos $\cos \psi \approx \pm \sin \psi_d$. Essas tensões, definidas como V_M^d e V_m^d , correspondem à envoltória do sinal modulado e são dadas por,

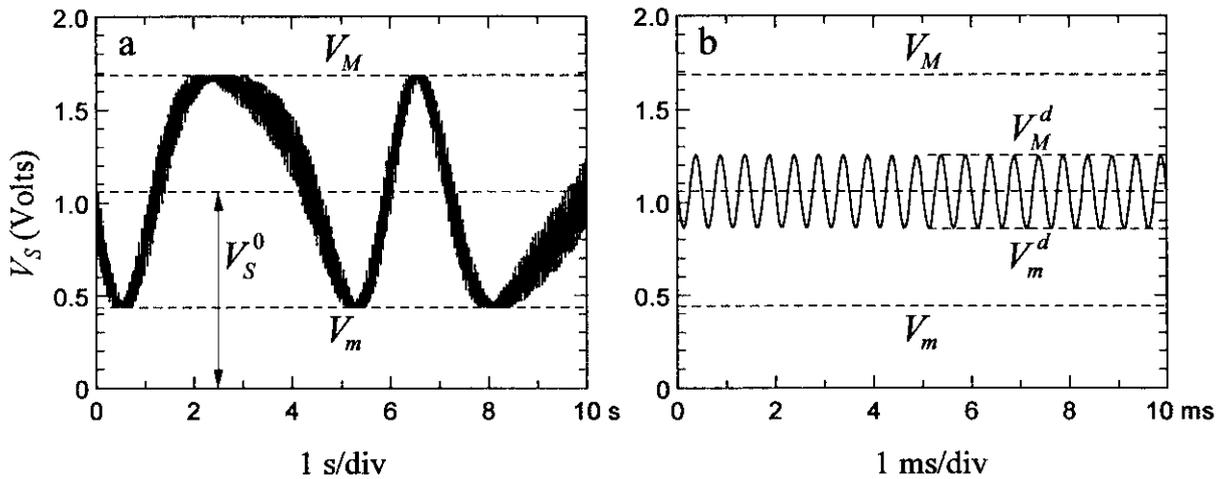


Fig.(5.1-2): Resultados obtidos na tela do osciloscópio com $\Omega = 2\pi \times 2,0\text{kHz}$ e $V_d = 3\text{V}$. Em a) a varredura horizontal da tela é de 1 seg./div. e em b) 1 mseg./div., com $\varphi(t) \approx \text{Cte} = \pm\pi/2$ durante os 10 ms ilustrados. A partir das tensões V_M , V_m , V_M^d e V_m^d determinamos a amplitude de modulação de fase ψ_d .

$$V_M^d = V_S^0(1 + m_S \sin \psi_d) \quad , \quad V_m^d = V_S^0(1 - m_S \sin \psi_d) \quad (5.1-4)$$

Uma vez medidas as tensões V_M , V_m , V_M^d e V_m^d a amplitude de modulação ψ_d pode ser facilmente calculada,

$$\psi_d = \arcsin\left(\frac{V_M^d - V_m^d}{V_M - V_m}\right) \quad (5.1-5)$$

Notemos que o cálculo de ψ_d independe de $m_S \rightarrow m_S = (V_M - V_m)/(V_M + V_m)$ e portanto a técnica não requer nenhum cuidado especial com relação ao estado de coerência e de polarização dos feixes que interferem. As únicas restrições são: i) as intensidades I_T e I_R devem permanecer constantes durante o tempo necessário para medida das quatro tensões envolvidas no cálculo de ψ_d ii) a frequência Ω deve ser grande o suficiente para permitir a aquisição de alguns ciclos de sinal com $\varphi(t) \approx \text{Cte}$ ($\Delta\phi_{\text{NOISE}}(\Delta t) \approx 0$ para $\Delta t \approx 2n\pi/\Omega$)

A Fig.(5.1-3) ilustra os resultados obtidos para cinco diferentes valores da amplitude de modulação V_d . A tensão de meia onda do modulador está indicada abaixo. O erro na medida de V_π foi calculado a partir das estimativas dos erros de medida em V_d e ψ_d .

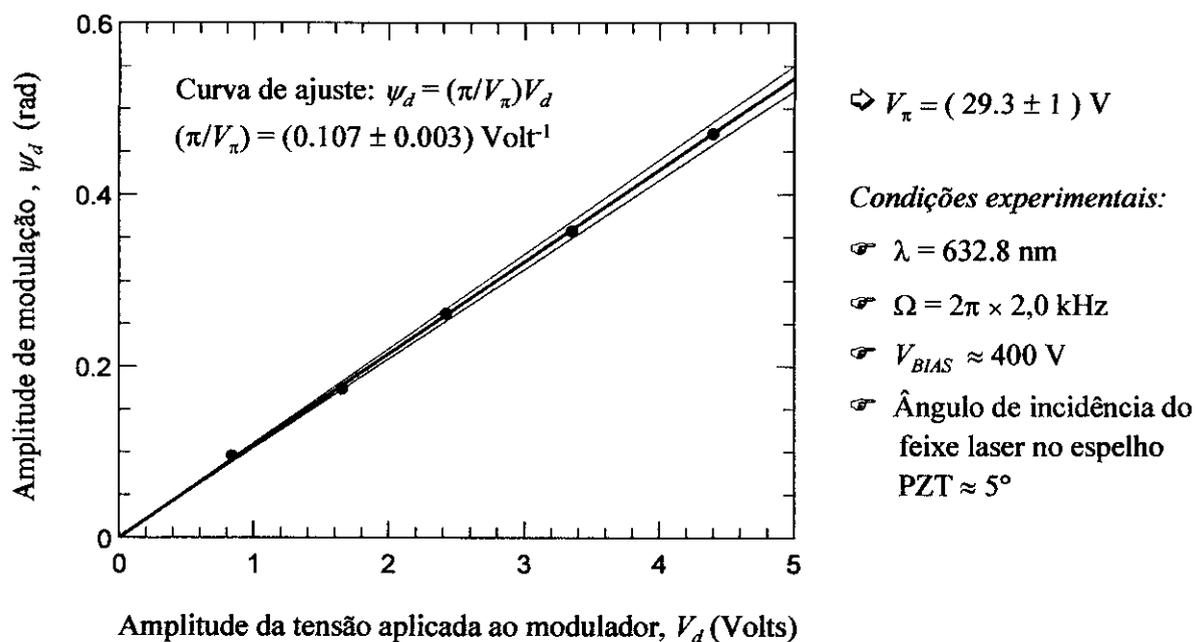


Fig.(5.1-3): Resultados experimentais para um modulador de fase piezoelétrico (Burleigh, modelo PZ-80).

5.2 Método simples de compensação de ruídos para um vibrômetro a cristais fotorrefrativos de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$

Técnicas de estabilização interferométrica são objeto de interesse em diversos ramos da interferometria. Diversas técnicas de estabilização foram desenvolvidas, dentre as quais podemos destacar, pela simplicidade, a implementada por Jackson *et al* [Jackson, 80]. Nessa técnica, as intensidades dos feixes ópticos nas duas direções de saída de um interferômetro são convertidas em sinais elétricos por dois fotodetectores. As tensões de saída dos fotodetectores são subtraídas, resultando em uma tensão proporcional ao termo óptico de interferência. O sinal resultante é um sinal de erro adequado a manter o interferômetro em quadratura, ie, manter a diferença de fase entre as ondas que interferem estabilizada em $\pm \pi/2$ rad. Jones *et al* e Corke *et al* utilizam a técnica desenvolvida por Jackson para aplicações em holografia [Jones, 84] [Corke, 85]. No entanto, a estabilização não é feita diretamente nos feixes de saída do material fotossensível. De fato, se as intensidades incidentes no material não são iguais, os termos dc dos feixes ópticos nas duas direções de saída do meio de registro evoluem com a gravação do holograma e não podem ser cancelados pela simples subtração dos sinais. Tampouco podem ser eliminados através de um “offset” eletrônico. Desse modo, a estabilização do registro holográfico diretamente no material fotossensível só pode ser realizada, em princípio, através de técnicas mais elaboradas.

Dentre os diversos materiais fotossensíveis, os cristais fotorrefrativos de $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ representam uma alternativa muito atraente para análise vibracional [Huignard, 81b] [Kamshilin, 85]. Uma montagem muito simples para estudo vibracional, baseada na técnica de holografia interferométrica em média temporal e nas propriedades anisotrópicas de difração [Mallick, 87] dos cristais BTO, foi apresentada por Kamshilin *et al* e está ilustrada na Fig.(5.2-1). Quando as polarizações dos feixes incidentes são convenientemente ajustadas, os feixes transmitido e difratado nas saídas do cristal têm polarizações ortogonais. Dessa forma, um simples polarizador pode ser utilizado para bloquear o feixe transmitido, permitindo a escrita e leitura simultânea de hologramas. O feixe referência difratado contém informação do objeto e pode ser utilizado para visualização direta dos modos de vibração. Barbosa *et al* utilizam uma técnica de estabilização relativamente sofisticada [Frejlich, 88] numa montagem holográfica

similar a da Fig.(5.2-1) para compensar os ruídos de fase, otimizando o registro holográfico [Barbosa, 94].

Demonstramos aqui, que um procedimento similar ao utilizado por Jackson pode ser utilizado para estabilizar o registro da montagem ilustrada na Fig.(5.2-1) diretamente no cristal BTO [Freschi, 95b].

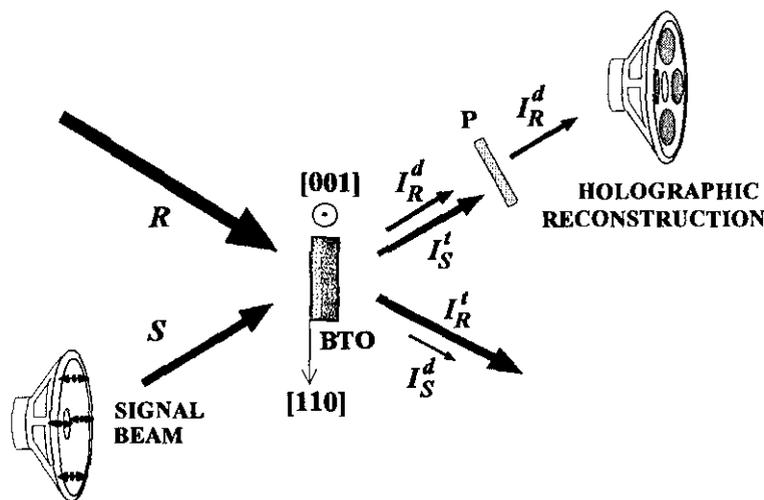
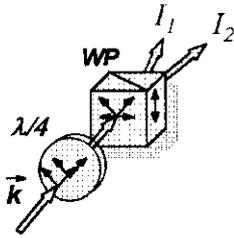


Fig.(5.2-1): Configuração experimental utilizada para visualização dos modos de vibração de um alto-falante. Ajustando-se convenientemente as polarizações dos feixes R e S incidentes, os feixes transmitido e difratado têm polarizações ortogonais. Um simples polarizador (P) bloqueia o feixe transmitido, permitindo a leitura do feixe difratado.

Sistemas ativos de estabilização interferométrica operam a partir de um sinal de erro. Nosso método de extração desse sinal está esquematizado na Fig.(5.2-2). Uma lâmina quarto-de-onda ($\lambda/4$) é posicionada com os eixos principais paralelos às direções de polarização dos feixes R transmitido, I_R^t , e S difratado, I_S^d , que possuem polarizações ortogonais. Desse modo, uma defasagem adicional de $\pi/2$ é produzida entre esses feixes. Um prisma de Wollstone (WP) é ajustado de maneira a distribuir igualmente os feixes I_R^t e I_S^d ao longo das direções 1 e 2. Os sinais ópticos I_1 e I_2 estão 180° defasados, isto é,



$$I_1 = I_R^t/2 + I_S^d/2 + \sqrt{I_R^t I_S^d} \sin \varphi \quad (5.2-1)$$

$$I_2 = I_R^t/2 + I_S^d/2 - \sqrt{I_R^t I_S^d} \sin \varphi \quad (5.2-2)$$

onde φ é a diferença de fase entre os feixes transmitido e difratado antes de passarem pela lâmina quarto-de-onda. As intensidades I_1 e I_2 são convertidas em sinais elétricos por fotodetectores de igual sensibilidade, D1 e D2. Os sinais elétricos V_1 e V_2 são então subtraídos, resultando em um sinal do tipo,

$$V_E = 2k_D \sqrt{I_R^t I_S^d} \sin \varphi \quad (5.2-3)$$

com k_D o fator de conversão dos fotodetectores. As variações de intensidade nos feixes transmitido e difratado produzem idênticas variações nas componentes dc de I_1 e I_2 . Assim, $V_E \propto \sin \varphi$ quaisquer que sejam as intensidades I_R^t e I_S^d . Notemos que a gravação do holograma em um cristal BTO na ausência de campo elétrico externo e de perturbações, leva naturalmente a $\sin \varphi = 0$. Assim, V_E pode ser utilizado como sinal de erro para estabilização do registro holográfico. A tensão V_E é integrada para gerar a tensão de correção V_C , a ser introduzida na montagem através de um modulador de fase. O sinal de erro pode ser extraído fazendo $V_1 - V_2$ ou $V_2 - V_1$. Uma condição produz a escrita e a outra o apagamento do holograma.

A Fig.(5.2-3) ilustra a montagem utilizada para testar a operação do método. Utilizamos um laser He-Ne de 10 mW de potência, o ângulo entre os vetores de propagação das ondas R e S é de $2\theta_i \approx 60^\circ$, com as intensidades incidentes na face de entrada do cristal $I_R^0 \approx 0.52$ mW/cm² e $I_S^0 \approx 11$ μW/cm² ($I_R^0/I_S^0 \approx 50$). O cristal BTO foi crescido pelo IFSC/USP-S. Carlos (cristal #009). Os resultados experimentais estão ilustrados nas Figs.(5.2-4) e (5.2-5), onde medimos a evolução temporal do feixe difratado R^d e do sinal de erro V_E . A tensão V_E foi registrada diretamente da saída do subtrator. A potência óptica do feixe difratado R^d foi medida pelo fotodetector D3. A Fig.(5.2-4) mostra a evolução de R^d e V_E em regime não-

estabilizado. As perturbações de fase, ilustradas pela evolução do sinal de erro, aparecem em menor escala no sinal difratado devido à presença de um pequeno resíduo do feixe S' . Esse resíduo corresponde ao “offset” observado no início do registro, quando $\eta = 0$. A Fig.(5.2-5) ilustra o resultado em idênticas condições de gravação, mas em regime estabilizado. Nesse caso, o sinal de erro é forçado a ser zero e o holograma evolui de forma contínua até a saturação, com $\eta \approx 1\%$.

A maior qualidade do método apresentado reside na sua simplicidade e baixo custo. Sua maior limitação é a necessidade de uma condição muito particular de polarização dos feixes ópticos. Notemos que pequenas variações de polarização dos feixes podem acrescentar um termo dc ao sinal de erro, alterando a fase de estabilização. Em nossos experimentos essas variações introduziram a necessidade de um reajuste dos elementos ópticos ($\lambda/4$ e WP) após algumas horas de operação do sistema.

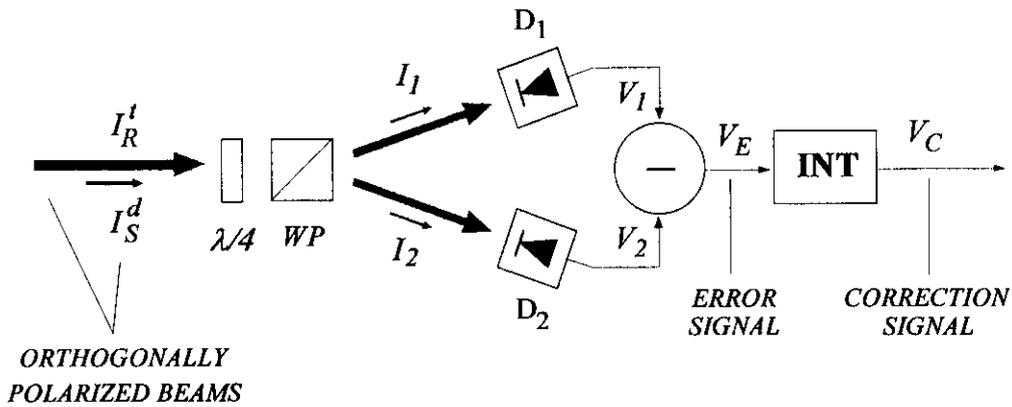


Fig.(5.2-2): Método empregado na extração dos sinais de erro e correção. $\lambda/4$: lâmina quarto-de-onda, WP: prisma de Wollastone, D_1, D_2 : fotodetectores, INT: integrador.

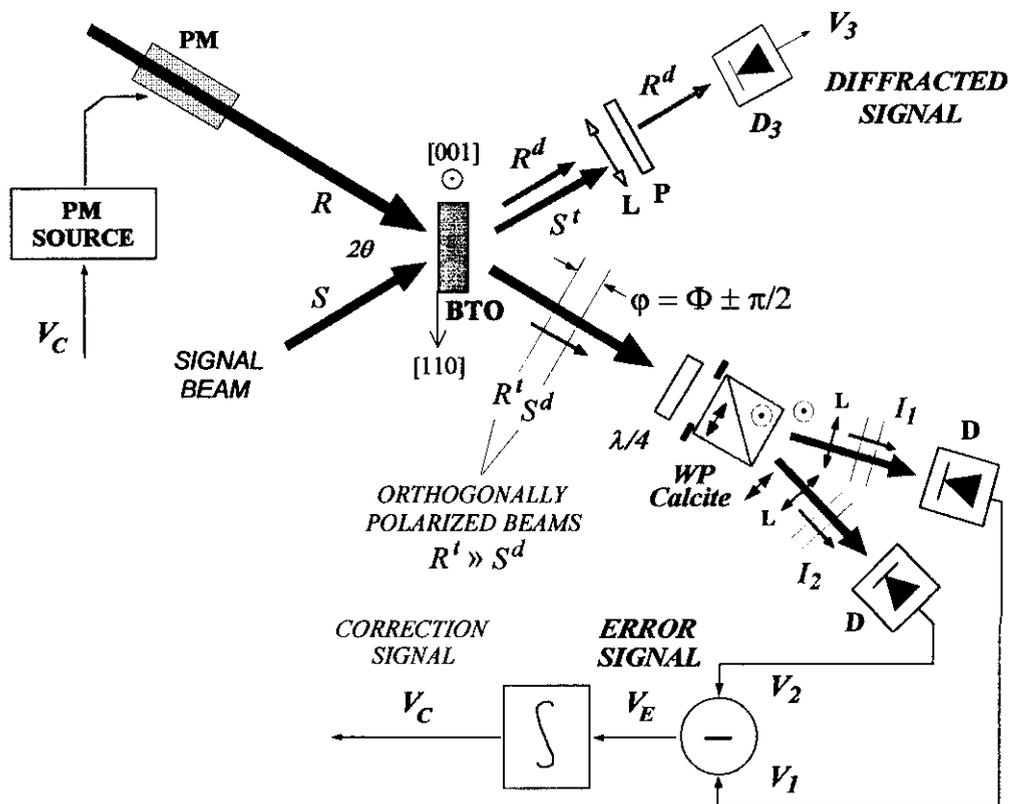


Fig.(5.2-3): Configuração experimental utilizada para ilustrar a operação do sistema de compensação de ruídos. PM: modulador de fase, L: lente, P: polarizador, D: fotodetectores, $\lambda/4$: lâmina quarto-de-onda, WP: prisma de Wollastone.

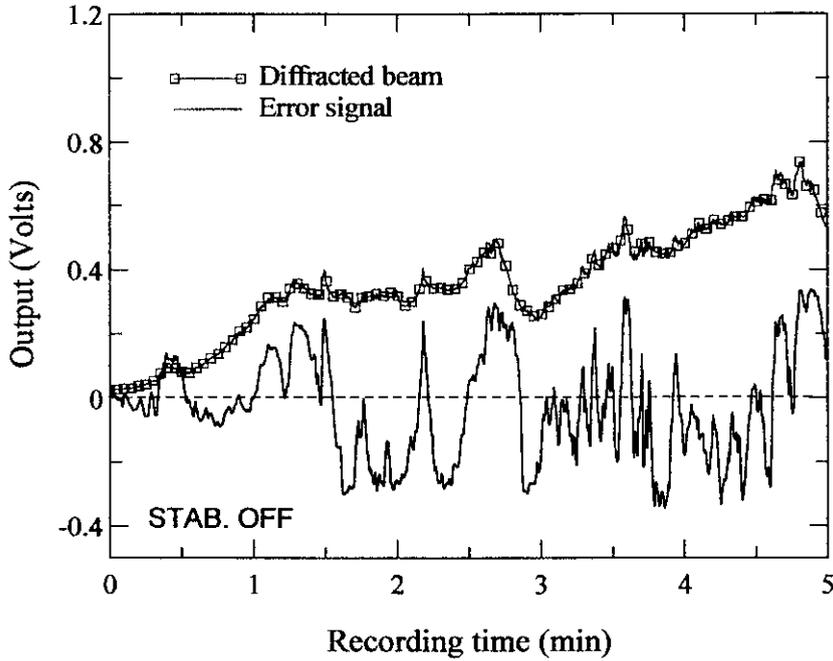


Fig.(5.2-4): Evolução do feixe difratado (V_3) e do sinal de erro (V_E) em regime não-estabilizado, referente à configuração experimental da Fig.(5.2-3).

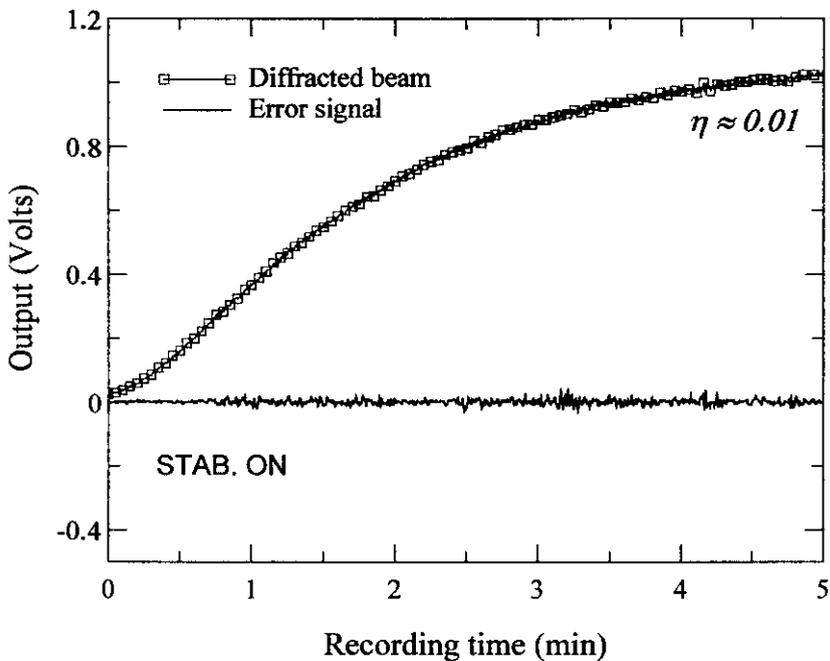


Fig.(5.2-5): Evolução do feixe difratado (V_3) e do sinal de erro (V_E) em regime estabilizado, em condições experimentais similares às utilizadas na Fig.(5.2-4).

5.3 Conversão de sinais ópticos em elétricos / Fotodetectores

Um fotodetector (**D**) converte um sinal óptico de intensidade I_s em uma voltagem de saída V_s . Dispositivos de detecção de luz, como fotodiodos e fotomultiplicadoras, entre outros, geram nos seus terminais de saída uma corrente elétrica proporcional à potência óptica coletada. Uma eletrônica apropriada converte a corrente fotogerada na tensão V_s medida na saída do fotodetector. Dentre os diversos tipos de fotodetectores, os fotodiodos estão entre os mais utilizados, combinando grande versatilidade de operação e baixo custo. Quando um fotodiodo é iluminado e uma conexão é feita entre seus terminais, aparece o fluxo de uma corrente durante o período de iluminação. Esse fenômeno é conhecido como efeito fotovoltaico, utilizado na operação dos fotodiodos e de células solares. Nesse caso não há campo externo aplicado. Se um campo elétrico reverso é aplicado, o modo de operação é chamado fotocondutor.

A forma mais simples de converter a corrente fotogerada em uma tensão de leitura é através de uma resistência de carga, conectada em série com o fotodiodo. Embora essa configuração opere satisfatoriamente em alguns casos, ela pode restringir a faixa de linearidade do fotodetector (fotodiodo + eletrônica), particularmente quando se deseja operar o fotodetector com alta sensibilidade [Freschi, 92a(b)]. É o que ocorre em diversos experimentos de holografia, onde muitas vezes trabalhamos com sinais ópticos de baixa potência. A melhor solução para as limitações de linearidade impostas aos fotodetectores pela eletrônica de conversão corrente-tensão é conseguida através dos amplificadores operacionais. O circuito de operação está ilustrado na Fig.(5.3-1). A impedância de entrada vista pelo fotodiodo é desprezível, dada o enorme ganho do amplificador operacional, que leva a entrada inversora (pino 2) a assumir o mesmo potencial (a menos de um infinitésimo) da entrada não-inversora (pino 3), que está aterrada. A corrente i_f flui através da resistência de “feedback” R_f e a tensão de saída é simplesmente $V_s = i_f R_f$. Em essência, o amplificador operacional quando usado como conversor corrente-tensão apresenta uma impedância de entrada desprezível, ideal para uma fonte de corrente, com uma voltagem na saída proporcional à corrente de entrada. Aumentando R_f aumentamos a sensibilidade do fotodetector. A máxima voltagem de saída é de ≈ 12 V para uma alimentação de ± 15 V. Se tomamos como referência um nível de ruído rms de ≈ 1 mV (em 100 Mhz de banda) e desejamos uma relação Sinal/Ruído $SNR \geq 10$, a

faixa de operação estará limitada em aproximadamente 3 décadas (de 10 mV a 10 V). Para aumentarmos a faixa de operação do fotodetector, podemos construir o circuito com um conjunto de resistências de “feedback”, selecionadas através de uma chave.

Embora um fotodiodo possa ser operado nos modos fotovoltaico ou fotocondutor, os fabricantes desses dispositivos freqüentemente otimizam suas características para serem operados em um ou outro modo. Quando a largura de banda não é uma questão fundamental, os fotodiodos desenhados para serem operados no modo fotovoltaico são preferíveis (até algumas dezenas de kHz) por possibilitarem maior sensibilidade e menor ruído. Fotodiodos operados no modo fotocondutor tem a capacitância da junção reduzida por ação do campo elétrico reversamente aplicado, possibilitando respostas mais rápidas. Em nossos experimentos utilizamos dois tipos de fotodiodos, tipo *p-i-n*: HUV-1100BQ (fotovoltaico) e SGD-100A (fotocondutor), ambos fabricados pela *EGG Photon Devices*. As linhas laser mais utilizadas nesse trabalho são $\lambda = 632.8$ nm (He-Ne) e $\lambda = 514$ nm (Ar). A sensibilidade (S_D) especificada pelo fabricante para $\lambda = 632.8$ nm $\rightarrow S_{HUV} \approx 0.45$ A/W e $S_{SGD} \approx 0.33$ A/W e para $\lambda = 514$ nm $\rightarrow S_{HUV} \approx 0.32$ A/W e $S_{SGD} \approx 0.21$ A/W. A área ativa de detecção é de $A_D = 5.1$ mm² em ambos os modelos. Considerando uma iluminação uniforme em toda área ativa do fotodiodo, o fator de conversão tensão/intensidade do fotodetector (k_D , com dimensão Volt.m²/Watt), é dado pelo produto,

$$k_D = A_D S_D R_f \quad (5.3-1)$$

Na Fig.(5.3-1) representamos a capacitância parasita C_S , com valor típico da ordem de ≈ 0.5 pF. Essa capacitância e a resistência R_f podem limitar a largura de banda do fotodetector ($BW = 1 / 2\pi R_f C_S$). Para $R_f = 1$ M Ω e $C_S = 0.5$ pF a largura de banda é de ≈ 300 kHz. Devido à capacitância da junção *p-i-n* do fotodiodo, pode ser requerido conectar um pequeno capacitor ($\approx 1-3$ pF) em paralelo com R_f para assegurar maior estabilidade no circuito, evitando oscilação (“gain peaking”) [BurrBrown, 87]. De maneira geral, maior sensibilidade implica em menor largura de banda e o compromisso entre essas grandezas deve ser sempre avaliado no projeto do fotodetector.

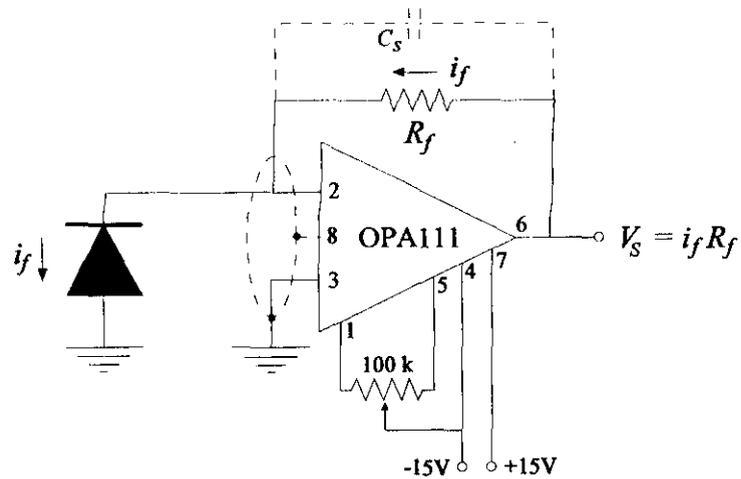


Fig.(5.3-1): Circuito de operação de um fotodiodo. O amplificador operacional funciona como um transdutor corrente-tensão, gerando na saída uma tensão proporcional à corrente reversa fotogerada. O anel tracejado na figura é um anel de guarda, que evita a circulação de correntes parasitas através de R_f .

6. REFERÊNCIAS

[Arizmendi, 92]

“Material properties and photorefractive behavior of BSO family crystals”, *L. Arizmendi, J. M. Cabrera and F. Agulló-López*, International Journal of Optoelectronics, Vol. 7, No. 2, pp. 149-180 (1992)

[Ashkin, 66]

“Optically-induced refractive index inhomogeneities in LiNbO_3 and LiTaO_3 ”, *A. Ashkin, G. D. Boyd, J. M. Dziedzic, R. G. Smith, A. A. Ballman, J. J. Levinstein, K. Nassau*, Applied Physics Letters, Vol. 9, No. 1, pp. 72-74 (1966)

[Barbosa, 94]

“Adaptive holographic interferometry for two-dimensional vibrational mode display”, *E. A. Barbosa, J. Frejlich, V. V. Prokofiev, N. J. H. Gallo and J. P. Andreetta*, Optical Engineering, Vol. 33, No. 8, pp. 2659-2662 (1994)

[Barone, 94]

“Real-time digital control of optical interferometers by the mechanical-modulation technique”, *F. Barone, R. De Rosa, L. Di Fiore, F. Fusco, A. Grado, L. Milano, and G. Russo*, Applied Optics, Vol. 33, No. 34, pp. 7846-7856 (1994)

[Bian, 95]

“Actively stabilized holographic recording for the measurement of photorefractive properties of a Ti-doped KNSBN crystal”, *S. Bian and J. Frejlich*, Journal of the Optical Society of America B, Vol. 12, No. 11, pp. 2060-2065 (1995)

[BurrBrown, 87]

“The Handbook of linear IC Applications”, (Li 342) Burr-Brown Corporation, USA (1987)

[Buse, 95]

“Tilting of holograms in photorefractive $\text{Sr}_{0.61}\text{Ba}_{0.39}\text{Nb}_2\text{O}_6$ crystals by self-diffraction”, *K. Buse, J. Frejlich and S. Kämper*, Optics Letters, Vol. 20, No. 21, pp. 2249-2251 (1995)

[Cescato, 87]

“Stabilized holographic recording using the residual real-time effect in a positive photoresist”, *L. Cescato, G. F. Mendes, and J. Frejlich*, *Optics Letters*, Vol. 12, pp. 982 (1987)

[Chen, 69]

“Optically induced change of refractive indices in LiNbO_3 and LiTaO_3 ”, *F. S. Chen*, *Journal of Applied Physics*, Vol. 40, No. 8, pp. 3389-3396 (1969)

[Corke, 85]

“All single-mode fibre optic holographic system with active fringe stabilisation”, *M. Corke, J. D. C. Jones, A. D. Kersey and D. A. Jackson*, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, Vol. 18, pp. 185-186 (1985)

[De Vré, 94]

“Effect of applied fields on the Bragg condition and the diffraction efficiency in photorefractive crystals”, *R. De Vré, M. Jeganathan, J. P. Wilde, and L. Hesselink*, *Optics Letters*, Vol. 19, No. 12, pp. 910-912 (1994)

[Dilwali, 92]

“On the closed loop control of a PZT to stabilise a Mach-Zehnder Interferometer”, *S. Dilwali and G. S. Pandian*, *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 31, pp. 1239-1240 (1992)

[Doswell, 90]

“Active stabilization system for a laser interferometer”, *G. Doswell and H. Kunov*, *Review of Scientific Instruments*, Vol. 61, No. 7, pp. 1986-1987 (1990)

[Fowles, 75]

“Introduction do modern optics”, *G. R. Fowles*, Holt, Rinehart and Winston, Inc., NY (1975)

[Frejlich, 88]

“Analysis of an active stabilization system for a holographic setup”, *J. Frejlich, L. Cescato and G. F. Mendes*, *Applied Optics*, Vol. 27, No. 10, pp. 1967-1976 (1988)

[Frejlich, 90]

“Fringe-locked running hologram and multiple photoactive species in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ ”, *J. Frejlich*, *Journal of Applied Physics*, Vol. 68, No. 7, pp. 3104-3109 (1990)

[Frejlich, 92a]

“Selective two-wave mixing in photorefractive crystals”, *J. Frejlich, A. A. Kamshilin and P. M. Garcia*, *Optics Letters*, Vol. 17, No. 4, pp. 249-251 (1992)

[Frejlich, 92b]

“Quasipermanent hole-photorefractive and Photochromic effects in $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystals”, *J. Frejlich and P. M. Garcia*, *Applied Physics A*, Vol. 55, pp. 49-54 (1992)

[Frejlich, 95]

“Deeply modulated stabilized photorefractive recording in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ ”, *J. Frejlich, P. M. Garcia, A. A. Freschi*, *Optical Materials*, Vol. 4, pp. 101-104 (1995)

[Freschi, 92a]

“Doppler velocimetry for photodetector frequency response measurement”, *A. A. Freschi, A. A. Kamshilin and J. Frejlich*, *Optics Communications*, Vol. 90, pp. 193-196 (1992)

[Freschi, 92b]

“Caracterização óptica de fotodetectores”, *A. A. Freschi*, Tese de Mestrado defendida em 26/11/92 na Universidade Estadual de Campinas, UNICAMP, SP, Brasil.

[Freschi, 94]

“Stabilized photorefractive modulation recording beyond 100% diffraction efficiency in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ crystals”, *A. A. Freschi and J. Frejlich*, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 11, No. 9, pp. 1837-1841 (1994)

[Freschi, 95a]

“Adjustable phase control in stabilized interferometry”, *A. A. Freschi and J. Frejlich*, *Optics Letters*, Vol. 20, No. 6, pp. 635-637 (1995)

[Freschi, 95b]

“Phase compensated holographic recording based on anisotropic photorefractive diffraction”, *A. A. Freschi, E. A. Barbosa and J. Frejlich*, *Optics Letters*, Vol. 20, No. 19, pp. 2027-2029 (1995)

[Freschi, 96a]

“Avoiding hologram bending in photorefractive crystals”, *A. A. Freschi, P. M. Garcia, I. Rasnik, K. Buse and J. Frejlich*, *Optics Letters*, Vol. 21, No. 2, pp. 152-154 (1996)

[Freschi, 96b]

“Phase-controlled photorefractive running holograms”, *A. A. Freschi, P. M. Garcia, and J. Frejlich*, submitted to *Optics Letters* (Nov./1996)

[Garcia, 89]

“Phase-shift measurement in photorefractive holographic recording”, *P. M. Garcia, L. Cescato and J. Frejlich*, *Journal of Applied Physics*, Vol. 66, No. 1, pp. 47-49 (1989)

[Garcia, 95]

“Self-stabilized holographic recording in $\text{LiNbO}_3\text{:Fe}$ crystals”, *P. M. Garcia, K. Buse, D. Kip and J. Frejlich*, *Optics Communications*, Vol. 117, pp. 235-240 (1995)

[Garcia, 96]

“Scattering reduction for highly diffractive holograms in LiNbO_3 crystals”, *P. M. Garcia, A. A. Freschi, J. Frejlich, E. Krätzig*, *Applied Physics B*, Vol. 63, pp. 207-208 (1996)

[Glass, 74]

“High-voltage bulk photovoltaic effect and the photorefractive process in LiNbO_3 ”, *A. M. Glass, D. von der Linde and T. J. Negran*, *Applied Physics Letters*, Vol. 25, No. 4, pp. 233-235 (1974)

[Gray, 94]

“Heterodyne technique for the direct measurement of the amplitude and phase of photorefractive space-charge fields”, *D. G. Gray, M. G. Moharam and T. M. Ayres*, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 11, No. 3, pp. 470-475 (1994)

[Grousson, 83]

“Measurement of bulk photovoltaic and photorefractive characteristics of iron doped LiNbO_3 ”, *R. Grousson, M. Henry, S. Mallick and S. L. Xu*, *Journal of Applied Physics*, Vol. 54, No. 6, pp. 3012-3016 (1986)

[Günter, 88]

“Photorefractive Materials and Their Applications I, II”, *P. Günter and J.-P. Huignard, eds.*, Vols. 61 and 62 of *Topics in Applied Physics* (Springer-Verlag, Berlin, 1988).

[Hall, 85]

“The photorefractive effect — A review”, *T. J. Hall, R. Jaura, L. M. Connors and P. D. Foote*, *Progress in Quantum Electronics*, Vol. 10, pp. 77-146 (1985)

[Heaton, 84]

“Diffraction efficiency and angular selectivity of volume phase holograms recorded in photorefractive materials”, *J. M. Heaton, P. A. Mills, E. G. S. Paige, L. Solymar and T. Wilson*, *Optica Acta*, Vol. 31, pp. 885-901 (1984)

[Hofmeister, 93]

“Simple methods of measuring the net photorefractive phase shift and coupling constant”, *R. Hofmeister, A. Yariv, A. Kewitsch and S. Yagi*, *Optics Letters*, Vol. 18, No. 7, pp. 488-490 (1993)

[Huignard, 75]

“Optical storage in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ with selective erasure capability”, *J. P. Huignard, J. P. Herriau and F. Micheron*, *Revue de Physique Appliquée*, Vol. 10, pp. 417-423 (1975)

[Huignard, 81a]

“Coherent signal beam amplification in two-wave mixing experiments with photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals”, *J. P. Huignard and A. Marrakchi*, *Optics Communications*, Vol. 38, No. 4, pp. 249-254 (1981)

[Huignard, 81b]

“Two-wave mixing and energy transfer in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals: application to image amplification and vibration analysis”, *J. P. Huignard and A. Marrakchi*, *Optics Letters*, Vol. 6, No. 12, pp. 622-624 (1981)

[Ing, 93]

“Measurement of the photorefractive phase shift by polarization interferometry”, *R. K. Ing and J.-P. Monchalain*, *Optics Letters*, Vol. 18, No. 11, pp. 852-854 (1993)

[Jackson, 80]

“Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber”, *D. A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge, and A. B. Tveten*, *Applied Optics*, Vol. 19, No. 17, pp. 2926-2929 (1980)

[Jackson, 86]

“Fibre optic sensors”, *D. A. Jackson and J. D. C. Jones*, *Optica Acta*, Vol. 33, No. 12, pp. 1469-1503 (1986)

[Jermann, 93]

“Light-induced charge transport in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ at high light intensities”, *F. Jermann and J. Otten*, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 10, No. 11, pp. 2085-2092 (1993)

[Jiangou, 92]

“Optical absorption properties of doped lithium niobate crystals”, *Z. Jiangou, Z. Shipin, X. Dingquan, W. Xiu and X. Guanfeng*, *J. Phys. Condens.*, Vol. 4, pp. 2977-2983 (1992)

[Jones, 84]

“Single-mode fibre-optic holography”, *J. D. C. Jones, M. Corke, A. D. Kersey and D. A. Jackson*, *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, Vol. 17, pp. 271-273 (1984)

[Kamshilin, 85]

“Continuous reconstruction of holographic interferograms through anisotropic diffraction in photorefractive crystals”, *A. A. Kamshilin and M. P. Petrov*, *Optics Communications*, Vol. 53, No. 1, pp. 23-26 (1985)

[Kamshilin, 86]

“Photorefractive crystals for the stabilization of the holographic setup”, *A. A. Kamshilin, J. Frejlich and L. Cescato*, *Applied Optics*, Vol. 25, No. 14, pp. 2375-2381 (1986)

[Kersey, 82]

“Passive compensation scheme suitable for use in the single-mode fibre interferometer”, *A. D. Kersey, D. A. Jackson and M. Corke*, *Electronics Letters*, Vol. 18, No. 9, pp. 392-393 (1982)

[Kogelnik, 69]

“Coupled wave theory for thick hologram gratings”, *H. Kogelnik*, *The Bell System Technical Journal*, Vol. 48, pp. 2909-2947 (1969)

[Kukhtarev, 79a]

“Holographic storage in electrooptic crystals. I. Steady state”, *N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin and V. L. Vinetskii*, *Ferroelectrics*, Vol. 22, pp. 949-960 (1979)

[Kukhtarev, 79b]

“Holographic storage in electrooptic crystals. II. Beam coupling — Light amplification”, *N. V. Kukhtarev, V. B. Markov, S. G. Odulov, M. S. Soskin and V. L. Vinetskii*, *Ferroelectrics*, Vol. 22, pp. 961-964 (1979)

[Lawler, 91]

“Direct measurement of the amplitude and the phase of photorefractive fields in $\text{KNbO}_3:\text{Ta}$ and BaTiO_3 ”, *W. B. Lawler, C. J. Sherman, and M. G. Moharam*, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 8, No. 10, pp. 2190-2195 (1991)

[Lima, 96]

“Mixing of the reflected waves to monitor and stabilize holographic exposures”, *C. R. A. Lima, L. H. D. Cescato*, *Optical Engineering*, Vol. 35, No. 10 (October, 1996)

[MacQuigg, 77]

“Hologram fringe stabilization method”, *D. R. MacQuigg*, *Applied Optics*, Vol. 16, No. 2, pp. 291-292 (1977)

[Mallick, 87]

“Influence of the polarization direction on two-beam coupling in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$: Diffusion Regime”, *S. Mallick and D. Rouède*, *Applied Physics B*, Vol. 43, pp. 239-245 (1987)

[Marotz, 86]

“Light-induced scattering in Photorefractive crystals”, *J. Marotz, K. H. Ringhofer, R. A. Rupp, and S. Treichel*, *IEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-22, No. 8, pp. 1376-1383 (1986)

[Marrakchi, 81]

“Diffraction efficiency and energy transfer in two-wave mixing experiments with $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals”, *A. Marrakchi and J. P. Huignard*, *Applied Physics*, Vol. 24, pp. 131-138 (1981)

[Mersch, 93]

“Growth and characterization of undoped and doped $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ crystals”, *F. Mersch, K. Buse, W. Sauf, H. Hesse and E. Krätzig*, *Physica Status Solidi (a)*, Vol. 140, pp. 273-281 (1993)

[Montgomery, 90]

“Amplitude and phase measurement technique for photorefractive gratings”, *R. M. Montgomery and M. R. Lange*, *Journal of Applied Physics*, Vol. 68, No. 9, pp. 4782-4787 (1990)

[Mullen, 88]

“Photorefractive measurements of physical parameters”, *R. A. Mullen*, in “Photorefractive materials and their applications I”, *P. Günter and J. P. Huignard*, eds. (Springer-Verlag, Berlin, pp. 175-189 (1988)

[Neumann, 67]

“Improvement of recorded holographic fringes by feedback control”, *D. B. Neumann and H. W. Rose*, *Applied Optics*, Vol. 6, p. 1097 (1967)

[Peltier, 77]

“Volume hologram recording and charge transfer process in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{GeO}_{20}$ ”, *M. Peltier and F. Micheron*, *Journal of Applied Physics*, Vol. 48, No 9, pp. 3683-3690 (1977)

[Refregier, 85]

“Two-beam coupling in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals with moving grating: Theory and experiments”, *Ph. Refregier, L. Solymar, H. Rajbenbach, and J. P. Huignard*, *Journal of Applied Physics*, Vol. 58, No. 1, pp. 45-57 (1985)

[Rupp, 92]

“Material characterization by holographic methods”, *R. A. Rupp*, *Applied Physics A*, Vol. 55, pp. 2-20 (1992)

[Santos, 88]

“Interference-term real-time measurement for self-stabilized two-wave mixing in photorefractive crystals”, *P. A. M. Santos, L. Cescato and J. Frejlich*, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 13, No. 11, pp. 1014-1016 (1988)

[Santos, 89]

“Transport length, quantum efficiency, and trap density measurement in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ”, *P. A. M. Santos, P. M. Garcia and J. Frejlich*, *Journal Applied Physics*, Vol. 66, No. 1, pp. 247-251 (1989)

[Shimura, 92]

“Intensity stabilization in photorefractive two-wave mixing by controlling the phase shift of the fringe”, *T. Shimura, H. Y. Miao, M. Itoh and K. Kuroda*, *Optics Communications*, Vol. 87, pp. 171-174 (1992)

[Sochava, 93]

“Experimental comparison of the ac field and the moving-grating holographic-recording techniques for $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ and $\text{Bi}_{12}\text{TiO}_{20}$ photorefractive crystals”, *S. L. Sochava, E. V. Mokrushina, V. V. Prokofiev, and S. I. Stepanov*, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 10, No. 9, pp. 1600-1604 (1993)

[Staebler, 74]

“Fe-Doped LiNbO_3 for Read-Write applications”, *D. L. Staebler and W. Phillips*, *Applied Optics*, Vol. 13, No. 4, pp. 788-794 (1974)

[Stepanov, 82]

“Running holograms in photorefractive $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ crystals”, *S. I. Stepanov, V. V. Kulikov, and M. P. Petrov*, *Optics Communications* 44 (1), pp. 19-23 (1982)

[Stepanov, 85]

“Efficient unstationary holographic recording in photorefractive crystals under an external alternating electric field”, *S. I. Stepanov, and M. P. Petrov*, *Optics Communications*, Vol. 53, pp. 292-295 (1985)

[Stout, 76]

“Handbook of Operational Amplifier — Circuit Design”, *D. F. Stout and M. Kaufman, eds.*, McGraw-Hill Book Company, New York (1976)

[Tao, 94]

“Bragg-shift of holographic gratings in photorefractive $\text{Fe}:\text{LiNbO}_3$ crystals”, *S. Tao, Z. H. Song and D. R. Selviah*, *Optics Communications*, Vol. 108, pp. 144-152 (1994)

[Tobey, 71]

“Operational Amplifiers — Design and Applications”, *G. E. Tobey, J. G. Graeme, and L. P. Huelsman*, McGraw-Hill Book Company, New York (1971)

[Vainos, 89]

“Multiplexed permanent and real time holographic recording in photorefractive BSO”, *N. A. Vainos, S. L. Chapham, and R. W. Eason*, *Applied Optics*, Vol. 28, No. 20, pp. 4381-4385 (1989)

[Valley, 84]

“Two-wave mixing with an applied field and a moving grating”, *G. C. Valley*, *Journal of the Optical Society of America B*, Vol. 1, No. 6, pp. 868-873 (1984)

[Webb, 91]

“The effects of optical activity and absorption on two-wave mixing in $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ ”, *D. J. Webb and L. Solymar*, *Optics Communications*, Vol. 83, No. 3,4, pp. 287-294 (1991)

[Yariv, 85]

“Optical Electronics”, *Amnon Yariv*, CBS College Publishing, New York, 3rd ed. (1985)

[Yoshino, 87]

“Laser diode feedback interferometer for stabilization and displacement measurements”, *T. Yoshino, M. Nara, S. Mnatzakanian, B. S. Lee and T. C. Strand*, *Applied Optics*, Vol. 26, No. 5, pp. 892-897

[Zha, 90]

“Measurement of phase shift of photorefractive gratings by a novel method”, *M. Z. Zha, P. Amrhein and P. Günter*, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 26, No. 4, pp. 788-792 (1990)