

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA ELÉTRICA
DEPARTAMENTO DE MICROONDA E ÓPTICA

Parceira de tese

Este exemplar corresponde à redação final
da tese defendida por Rogério Tadeu Ramos
e aprovada pela Comissão Julgadora em doze
de agosto de 1988.

Evandro Conforti

SISTEMA HOMÓDINO COM MODULAÇÃO EM
FASE E OSCILADOR LOCAL SIMULADO
UTILIZANDO INTERFERÔMETRO DE
MACH-ZEHNDER ESTABILIZADO

Autor : ROGÉRIO TADEU RAMOS *R. T.*
Orientador : Prof. Dr. EVANDRO CONFORTI

Tese apresentada à Faculdade
de Engenharia Elétrica da Uni-
versidade Estadual de Cam-
pinas - UNICAMP - como par-
te dos requisitos exigidos
para a obtenção do título de
MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRI-
CA.

AGOSTO 1988

Aos meus pais

José Ramos e Neide

AGRADECIMENTOS

- ao Prof. Dr. Evandro Conforti, pela orientação;
- aos Profs. Drs. Attílio José Giarola, Rui Fragassi Souza e Edmundo Braga pelas críticas e sugestões;
- ao CNPq, TELEBRÁS E FINEP pelo apoio financeiro;
- ao Danilo, Júlio e Tadeu do CPqD - TELEBRÁS pelas fibras, emendas e acopladores;
- ao Centro de Tecnologia da UNICAMP pela ajuda com as medidas das cerâmicas;
- a Ademilde, pela datilografia, a Cleusa e Heloísa pela ajuda na secretaria, a Lúcia pelos desenhos e ao Franklin pelas tabelas de funções de Bessel;
- aos meus irmãos e amigos pelo incentivo.

ÍNDICE

SUMÁRIO	1
PREFÁCIO	2
 CAPÍTULO 1 - Introdução às comunicações ópticas coerentes	 4
1.1 - Histórico	4
1.2 - Vantagens e dificuldades do sistema coerente	5
1.3 - Tipos de sistemas coerentes	7
Referências	9
 CAPÍTULO 2 - Modulador em fase utilizando cerâmica piezoelétrica	 10
2.1 - Moduladores em fase	10
2.2 - Cerâmica piezoelétrica	14
2.3 - PZT utilizado	21
2.4 - Modulador de fase construído	31
Referências	34
 CAPÍTULO 3 - Sistema homódino	 35
3.1 - Introdução	35
3.2 - Funcionamento do sistema homódino ...	37
3.3 - Teoria básica	37
3.4 - Espectro do sinal de saída	42
3.5 - Recuperação da informação	44
3.6 - Medida de ϕ_m e ϕ_L	47
Referências	52
 CAPÍTULO 4 - Implementação do sistema	 53
4.1 - Sistema homódino com oscilador local simulado	53
4.2 - O Interferômetro de Mach-Zehnder em fibra óptica	54
4.3 - O laser de Hélio-Neônio	58
4.4 - A fibra monomodo	64

4.5 - Acoplamento laser/fibra	68
4.6 - Acopladores óptico em fibra monomo- do	74
4.7 - Correção de polarização	80
4.8 - O Fotodetector	82
4.9 - Montagem do sistema	84
4.10 - Medidas e observações	87
Referências	92
 CAPÍTULO 5 - Controle da estabilidade	94
5.1 - Introdução	94
5.2 - Análise teórica	95
5.3 - Montagem proposta	98
5.4 - Circuito utilizado	100
5.5 - Equipamento utilizado	104
5.6 - Resultados experimentais	104
Referências	110
 CONCLUSÃO	111
ANEXO I	112
ANEXO II	120

SUMÁRIO

Os sistemas ópticos coerentes homódinos com modulação em fase são estudados e sua realização experimental é obtida através da construção de um desses sistemas em fibra óptica monomodo, no qual o oscilador local é simulado por uma amostra do sinal gerado pelo transmissor. Para tal, foi montado um interferômetro de Mach Zehnder todo em fibra óptica sobre o qual os experimentos foram realizados. Foi também introduzido um novo sistema de estabilização do interferômetro para que esse não seja tão vulnerável aos efeitos da variação de temperatura, tornando viável sua aplicação em sensores em fibra óptica localizados em estações remotas. Os resultados das medidas práticas são então comparados com os resultados esperados.

PREFÁCIO

O objetivo principal deste trabalho é a construção em laboratório de um sistema óptico coerente homódino com modulação em fase que utiliza oscilador local simulado, no qual possam ser experimentadas técnicas de medidas e avaliação de desempenho. Para cumprir esse objetivo, foi feito um pequeno estudo teórico sobre o assunto e foi confeccionado o sistema em fibra óptica monomodo segundo uma montagem que, na verdade, funciona como um interferômetro de Mach-Zehnder, todo feito em fibra óptica.

No decorrer do trabalho, houve a necessidade de se estabilizar o interferômetro em relação às derivas térmicas, causadas pela dilatação desigual das fibras nos braços do interferômetro, as quais ocasionavam desvios de fase. Apesar da existência na literatura de alternativas para a solução desse problema, foi desenvolvido um novo circuito de controle que introduz uma realimentação no sistema, compensando os efeitos térmicos indesejados. A avaliação da performance deste circuito, através de medidas executadas no laboratório, são aqui apresentadas. Em acréscimo, o circuito desenvolvido poderá ter aplicações em telemetria, tendo sido solicitada a sua patente.

Durante a execução da parte experimental, procurou-se utilizar componentes e materiais que fossem feitos no país. Sendo assim, foi possível realizar os experimentos com a importação apenas do fotodiodo para a detecção e mistura dos sinais ópticos. Preocupou-se também que esse trabalho fosse de utilidade na formação de recursos humanos na área de comunicações ópticas coerentes, uma vez que atualmente está se fazendo um esforço para que essa tecnologia seja dominada e utilizada no país. Visando-se o embasamento para trabalhos seguintes, foram abordados conceitos e técnicas utilizadas em recepção coerente, havendo a preocupação de redigir-se um texto didático o suficiente para que fosse compreendido por pessoas que estão iniciando suas atividades na área.

O trabalho distribui-se da seguinte forma entre os vários capítulos:

Capítulo 1 - Introduz a idéia básica da comunicação

óptica coerente definindo alguns tipos de sistemas coerentes.

Capítulo 2 - Focaliza os moduladores de fase, concentrando-se nos moduladores piezoelétricos. Mostra a caracterização da peça piezoelétrica utilizada e faz-se uma previsão do funcionamento do modulador montado.

Capítulo 3 - Discute sobre o funcionamento dos sistemas homódinos com modulação em fase, através de uma breve análise teórica, estudando-se como recuperar a informação e como executar medidas que avaliem seu funcionamento.

Capítulo 4 - Mostra como foi feita a implementação do sistema, porque foi necessária a construção do interferômetro de Mach-Zehnder e descreve cada componente da montagem utilizada, finalizando com a apresentação dos resultados obtidos experimentalmente.

Capítulo 5 - Mostra o circuito de controle desenvolvido para estabilizar o interferômetro de Mach-Zehnder, explicando seu funcionamento e apresentando os resultados experimentais que comprovam sua eficiência.

ANEXO I - Contém uma tabela dos valores da função de Bessel $J_n(x)$ de ordens $n = 1, 2$ e 3 com x variando de $0,00$ a $3,00$ com passo de $0,01$.

ANEXO II - Traz o pedido de privilégio do circuito de estabilização do interferômetro de Mach-Zehnder que foi desenvolvido durante o trabalho.

CAPÍTULO 1

Introdução

As Comunicações Ópticas Coerentes

1.1 - Histórico

As comunicações por fibras ópticas tiveram seu primeiro impulso nos anos 60. Nessa época, tudo indicava que a tecnologia de microondas em sistemas de comunicações seria aproveitada nos enlaces ópticos, uma vez que já se conheciam os guias de onda dielétricos e mesmo os lasers usados em óptica funcionavam usando o mesmo princípio dos Masers dos receptores de microondas de baixo ruído [1]. Porém, o conhecimento adquirido na faixa de microondas não pôde ser utilizado na faixa óptica, devido ao fato de dispor-se apenas de fibras multimodo e lasers semicondutores que geravam radiações parcialmente coerentes, ou mesmo o uso de LEDs opticamente incoerentes, apresentando largura de linha muito maior que a banda do sinal modulante.

Apesar dos grandes avanços na área das comunicações ópticas nos anos 70, a tecnologia utilizada continuou praticamente a mesma no começo dos anos 80. O uso de modulação direta da fonte óptica utilizando modulação "on-off" e o uso de detecção direta no receptor utilizando-se diodo pin ou fotodiodo de avalanche têm sido aplicados em enlaces ópticos desde seu aparecimento, fazendo com que tal tecnologia assemelhe-se aos primeiros sistemas de rádio que usavam transmissores de centelhamento os quais eram chaveados e apresentavam uma largura de linha muito grande [1], [2].

Atualmente, já se pode voltar a pensar em aproveitar-se a tecnologia de comunicações na faixa de microonda para a faixa óptica, devido ao desenvolvimento de novas técnicas e componentes que melhoraram em muito as performances dos transmissores, das fibras e dos receptores. Inicialmente a fabrica-

ção de fibras monomodo e o domínio da técnica de emendas e de lançamento da radiação na fibra melhoraram a atenuação e a dispersão do meio de transmissão. No transmissor, foram conseguidos os lasers monomodos, cuja largura de linha é cada dia mais estreita, surgindo os lasers de cavidade externa e o laser DFB. O uso de modulação externa, com o desenvolvimento de vários tipos de moduladores, contribui para elevar a qualidade da modulação e a taxa de transmissão.

Uma das mais promissoras técnicas atualmente em desenvolvimento em muitos laboratórios de pesquisa no mundo todo é a tecnologia das comunicações ópticas coerentes, que utiliza no receptor uma técnica análoga àquela usada nos receptores superheteródinos de rádio. Nesse caso, o sinal recebido é somado com uma onda óptica gerada no próprio receptor, detectando-se a soma dessas duas radiações, sendo esse processo bem diferente da detecção direta na qual o sinal óptico é diretamente convertido em uma saída elétrica demodulada.

No caso da recepção coerente, a fotocorrente resultante no detetor será uma réplica do sinal original transladado no domínio da frequência da faixa óptica ($\sim 10^5$ GHz) para a faixa de rádio ($\leq$ poucos GHz), onde pode-se utilizar as técnicas convencionais em eletrônica para o processamento do sinal como filtragem e demodulação.

1.2 - Vantagens e dificuldades do sistema óptico coerente

O uso de sistemas ópticos coerentes proporciona grandes melhoras na recepção dos sinais comparado com o uso de detecção direta. A vantagem da recepção coerente está no grande aumento da sensibilidade do receptor e no aumento de sua seletividade em relação ao comprimento de onda do sinal. Tais características permitem que sejam aumentadas em muito a distância entre repetidores de um enlace óptico, além de possibilitarem o uso de multiplexagem por divisão em frequência com uma diminuição substancial do espaço entre os canais, tornando possível o aproveitamento da grande banda utilizável das fibras ópticas.

Na faixa de 1,3 a 1,6 μ m, por exemplo, um receptor ideal que utilizasse recepção coerente requeria apenas um sinal de energia de 10 -20 fótons por bit para que o sistema operasse com uma taxa de erro de $BER = 10^{-9}$ (onde BER = Bit Error Rate), apresentando portanto uma sensibilidade muito superior daquela, caso a detecção fosse direta, quando seriam necessários por volta de 1000 fótons por bit para que o sistema aparecesse com a mesma taxa de erro, utilizando fotodiodos de avalanche [2]. Devido ao aumento em sua seletividade, um receptor coerente permitiria uma multiplexagem por divisão de comprimento de onda com um espaçamento entre canais de apenas 100 MHz, enquanto a tecnologia convencional de multiplexagem óptica permite espaçamento mínimo entre canais de 100 GHz [2].

Muitos experimentos têm sido realizados obtendo-se geralmente resultados que se aproximam daqueles esperados teoricamente, principalmente quando são utilizados lasers de Hélio-Neônio ou YAG. Porém, quando utilizam-se lasers semicondutores como fonte óptica em sistemas coerentes, a performance do receptor é geralmente inferior. A principal causa dessa perda de qualidade da recepção caracterizada pela queda da sensibilidade do receptor, está relacionada com o ruído de fase da fonte óptica, cuja influência é maior quando se trata de lasers semicondutores. O ruído de fase do laser é um processo aleatório causado por emissões espontâneas dentro da cavidade do laser, que gera uma certa modulação aleatória da fase do sinal de saída. Esse fenômeno se manifesta pelo alargamento do espectro de emissão do laser, fazendo com que a largura de linha dos lasers semicondutores seja demasiadamente grande para uso em sistemas coerentes. Porém, certos tipos de lasers semicondutores têm sido desenvolvidos para minimizar esse problema pelo estreitamento de seu espectro de emissão, como os lasers de cavidade externa e os lasers DFB ("Distributed Feedback").

Sendo assim, a principal dificuldade na implementação de receptores coerentes está atualmente na obtenção de fontes ópticas de largura de linha estreita e que sejam estáveis em frequência e fase, que possam ser utilizadas como oscilador lo

cal do receptor.

1.3 - Tipos de sistemas coerentes

Existem atualmente em experimento vários tipos de sistemas ópticos coerentes que se diferenciam segundo a frequência de operação após a detecção e o tipo de modulação empregada. Porém, tais sistemas podem ser divididos essencialmente em dois tipos, os sistemas heteródinos e os sistemas homódinos.

Nos sistemas heteródinos, o sinal que chega ao receptor é somado a um sinal óptico gerado no próprio receptor por um oscilador local, que fornece uma radiação óptica de comprimento de onda distinto da portadora óptica do sinal recebido. Sendo assim, a fotocorrente do detetor utilizará a informação modulada em uma frequência de rádio cuja portadora será a diferença entre a portadora óptica do enlace e a frequência do oscilador local. É necessário portanto demodular eletronicamente o sinal para obter-se a informação desejada.

Nos sistemas homódinos, o sinal recebido também é somado a um sinal óptico gerado no receptor, porém a frequência óptica desse oscilador local é a mesma da portadora do sinal recebido. Sendo assim, a informação já pode ser colhida nos terminais do fotodiodo, uma vez que esta já é fornecida em sua banda base.

Os sistemas homódinos apresentam-se teoricamente melhores que os sistemas heteródinos, uma vez que possuem maior sensibilidade. Porém, na prática, os sistemas heteródinos ganham preferência, devido à dificuldade de se conseguirem fontes ópticas com ruído de fase baixo o suficiente para atender às especificações dos sistemas homódinos. No início do capítulo 3, será retomado esse assunto, mostrando uma comparação quantitativa da qualidade de sistemas coerentes heteródinos e homódinos teóricos e experimentais.

Outro fator muito importante do qual depende diretamente a qualidade do receptor é o tipo de modulação utilizada. Atualmente, esforços em pesquisa têm sido concentrados em sistemas moduladores em fase devido ao aumento de sensibilidade que

esse tipo de modulação proporciona. Novamente, a grande barreira para a utilização de sistemas desse tipo é o ruído de fase dos lasers, caracterizado por sua largura de linha. Quadros comparativos entre sistemas modulados em fase e outros tipos de modulação também são mostrados no item 3.1 desse trabalho.

REFERÊNCIAS

- [1] H.G. Unger, "New Developments in Optical Communication", p. 641-648, 1987 SBMO International Microwave Symposium Proceedings, Rio de Janeiro, julho 1987.
- [2] J. Salz, "Coherent Lightwave Communications", p. 2153-2206, AT & T Technical Journal, vol. 64, nº 10, dezembro 1985.
- [3] D.W. Smith, "Coherent Fiberoptic Communications", Laser Focus/Electro-Optics, p. 92-106, novembro 1985.

CAPÍTULO 2

Modulador em Fase Utilizando Cerâmica Piezoelétrica

2.1 - Moduladores em Fase

Para imprimir-se uma variação na fase de um sinal óptico, originalmente de fase fixa, podem-se usar dois métodos básicos:

- a) Variação do índice de refração do meio no qual tal sinal óptico se propaga. Com isso varia-se a velocidade de propagação da onda eletromagnética associada ao sinal, fazendo com que apareça uma modulação na fase desse sinal que dependerá da amplitude da variação do índice de refração desse meio, do comprimento do caminho percorrido pela radiação dentro desse meio e do comprimento de onda dessa radiação.
- b) Variação do comprimento do caminho percorrido pela radiação óptica. Dessa forma, mantém-se constante a velocidade de propagação da onda eletromagnética associada ao sinal, porém varia-se a distância total percorrida por essa onda fazendo com que o sinal atinja seu objetivo com fase variável dependendo do comprimento de onda da radiação e da variação de espaço por ela percorrido.

Baseando-se no princípio da variação do índice de refração do meio percorrido pela radiação para conseguir-se uma modulação em fase, encontram-se os moduladores do tipo "eletro-ópticos". Tais moduladores utilizam meios tais como o Niobato de Lítio (Li Nb O_3), cujo tensor dielétrico pode ser modificado através da aplicação de um campo elétrico sobre o material [1]. Um dos grandes problemas encontrados na utilização desse tipo de modulador em fase está no fato de ser necessária a aplicação de campos elétricos muito intensos para conseguir-se variações sensíveis de fase do sinal, fazendo com que seja necessário o uso de tensões superiores a 7,5KV para obter-se defasagens de

$\frac{\pi}{2}$ radianos [1]. Para a aplicação prevista nesse trabalho, seria desvantajoso o uso desse tipo de modulador, uma vez que ha veriam perdas muito elevadas na inserção e na retirada do sinal no modulador pelo fato de que seria necessário romper a fibra óptica e introduzir-se o modulador. Esse dispositivo é portanto atraente para uso em óptica integrada [1].

Para conseguir-se uma modulação em fase de um sinal guiado por uma fibra sem que seja preciso cortar essa fibra, foram desenvolvidos moduladores que variem o índice de refração da fibra e/ou seu comprimento através de deformações mecânicas da fibra. Para efetuarem-se tais deformações de maneira controlada visando seguir a informação do sinal modulante, a fibra é associada a materiais que possuem a capacidade de deformarem-se de maneira conhecida quando sujeitos a ação de campos elétricos. Tais materiais são chamados "Piezoelétricos". Dessa associação fibra-material piezoelétrico surgiram os moduladores piezoelétricos de fase, cuja grande vantagem está no fato de não ser necessário interromper a fibra por onde o sinal se propaga para que seja imprimida a modulação em sua fase. Porém, uma vez que a modulação é proporcional a deformações mecânicas da fibra, tal modulação fica limitada à capacidade de deformação do modulador em amplitude e frequência [2].

Uma das técnicas de conseguir-se modulação em fase do sinal guiado por uma fibra óptica consiste na deposição de uma camada de material piezoelétrico sobre a fibra, em forma de jaqueta, como mostrado na Figura 2.1.1 (a) [2], [3]. Aplicando-se um campo elétrico sobre essa camada piezoelétrica, ela se deformará, deformando a fibra junto consigo. Desta forma, podem se conseguir deformações na fibra tanto axiais quanto radiais. Normalmente o material piezoelétrico utilizado é um polímero do tipo Fluoreto de Polivinilideno (PVF_2) com uma camada de essespura típica de 25 a 100 μm , trabalhando em frequências da ordem de MHz [2].

A camada de material piezoelétrico contém dipolos elétricos orientados de maneira a permitir a ocorrência do efeito piezoelétrico. Normalmente, tais dipolos são orientados trans

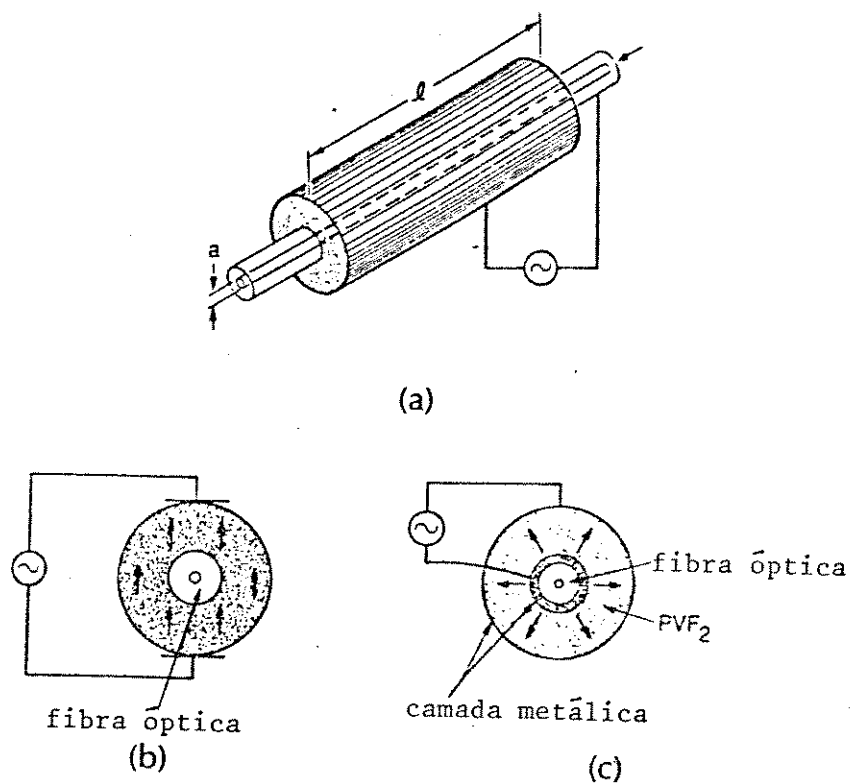


Fig.2.1.1 - Modulador de fibra óptica revestida (a) Configuração típica (b) Campo Transverso (c) Campo Radial [2].

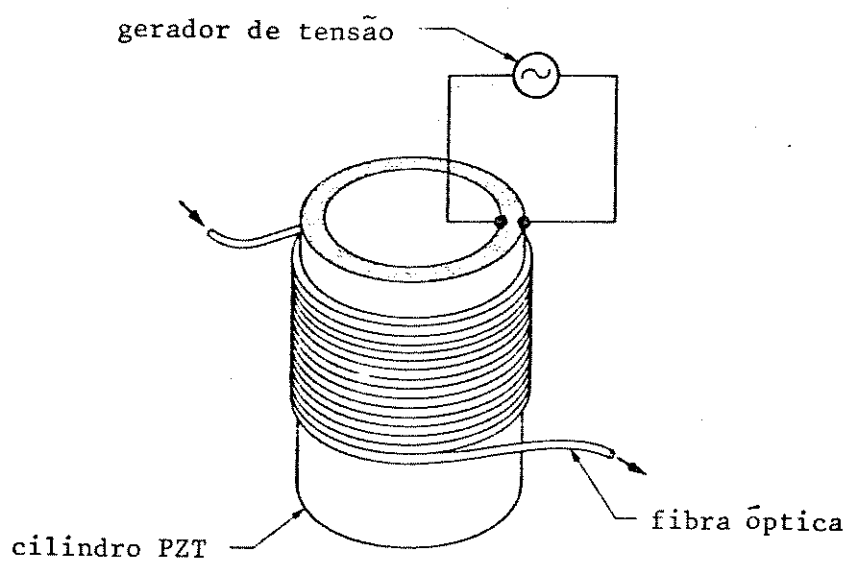


Fig.2.1.2 - Modulador em fase pela tração em um cilindro PZT [2].

versalmente segundo uma única direção, como mostra a Figura 2.1.1 (b), ou radialmente, como mostra a Figura 2.1.1 (c). No primeiro caso, ao aplicar-se uma tensão na direção transversal à fibra se obtém uma compressão ou expansão segundo tal direção, deformando a fibra. Com isso, consegue-se uma modulação em fase devida à variação tanto do índice de refração da fibra quanto do seu comprimento. Como a deformação ocorre em uma única direção transversal à fibra, a modulação poderá favorecer a componente do sinal, polarizada nessa direção, podendo até acrescentar uma certa modulação da polarização. No segundo caso, a fibra fica sujeita a esforços tanto radiais quanto axiais devidos à deformação radial imposta pela camada piezoelétrica, quando essa está sujeita à ação do campo elétrico. Nesse caso, a camada piezoelétrica se comprime e expande, induzindo uma deformação radial e axial bem uniforme na fibra, conseguindo-se uma modulação em fase mais pura (sem modulação da polarização que pode surgir no primeiro caso).

Nesse trabalho, porém, será usada uma outra técnica de obter-se modulação em fase do sinal guiado por uma fibra pela ação de um modulador piezoelétrico. Tal técnica consiste em enrolar-se a fibra sob tensão em forma de bobina sobre um cilindro oco de material piezoelétrico que possui suas paredes interna e externa metalizadas separadamente. A Figura 2.1.2 mostra o esquema do modulador montado no laboratório. Nesse caso, uma tensão é aplicada entre as paredes metalizadas do cilindro piezoelétrico fazendo com que esse deforme-se, variando seu diâmetro externo. Isso faz com que a fibra enrolada sobre o cilindro seja deformada, causando uma variação de seu comprimento e de seu índice de refração que resulta na modulação da fase do sinal que se propaga pela fibra [2], [4].

Esse é o tipo de modulador mais simples e um dos mais usados. Porém, tal dispositivo apresenta a desvantagem de também introduzir uma modulação na polarização do sinal pelo acoplamento entre as componentes polarizadas ortogonalmente da radiação, o que é indesejável na maioria das aplicações [2]. Mesmo assim, devido sua simplicidade, esse modulador é muito usado em muitas áreas relacionadas com sensores em fibra óptica e

interferometria, como na correção de desvios de fase em interferômetros de Mach-Zehnder (que é visto no capítulo 5), Sagnac e giroscópios.

O restante desse capítulo se dedicará a conhecer melhor o modulador piezoelétrico de fase mostrado na Figura 2.1.2, através de uma pequena explicação sobre os materiais piezoelétricos, da caracterização do cilindro piezoelétrico usado no laboratório e um breve estudo do comportamento do modulador.

2.2 Cerâmica piezoelétrica

Certos tipos de cristais possuem a propriedade de tornarem-se eletricamente polarizados quando sujeitos a esforços mecânicos. Tal propriedade é chamada piezoeletricidade, sendo esses materiais que apresentam tal efeito chamados de materiais piezoelétricos. O exemplo mais comum desse tipo de material é o quartzo, sendo que na natureza também os cristais ditos ferroelétricos podem apresentar propriedades piezoelétricas como a turmalina e o sal "Rochelle", que já apresentam uma polarização espontânea.

Denomina-se efeito piezoelétrico direto o fato desses materiais desenvolverem um momento elétrico proporcional ao esforço ao qual estão submetidos, enquanto o efeito piezoelétrico inverso é aquele no qual o material apresenta pequenas mudanças em suas dimensões físicas (forma) quando inserido em um campo elétrico, como consequência termodinâmica de efeito direto.

Todavia, será dada mais atenção nesse trabalho para o material piezoelétrico do tipo cerâmico, mais especificamente às cerâmicas piezoelétricas do tipo PZT. O PZT é um material ferroelétrico policristalino cuja estrutura cristalina é mostrada na Figura 2.2.1, tetragonal/romboédrica, estrutura muito próxima da cúbica. Sua fórmula básica é ABO_3 (ver figura 2.2.1) onde A é um grande íon metálico bivalente (A^{2+}) como o chumbo (Pb) e B é um pequeno íon metálico tetravalente (B^{4+}) como o Zinco (Zr) ou Titânio (Ti)^[5]. Sendo assim, a sigla PZT vem da composição desse material, Zincronato de Chumbo, Titanato de Chumbo.

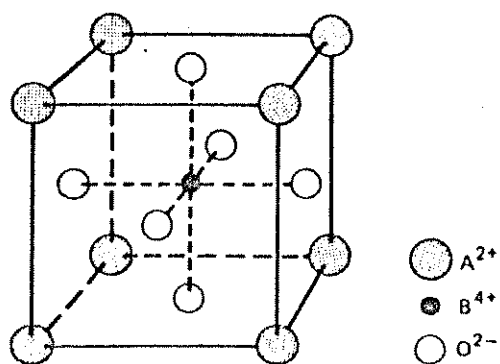


Fig.2.2.1 - Estrutura do cristal da cerâmica PZT [5] .

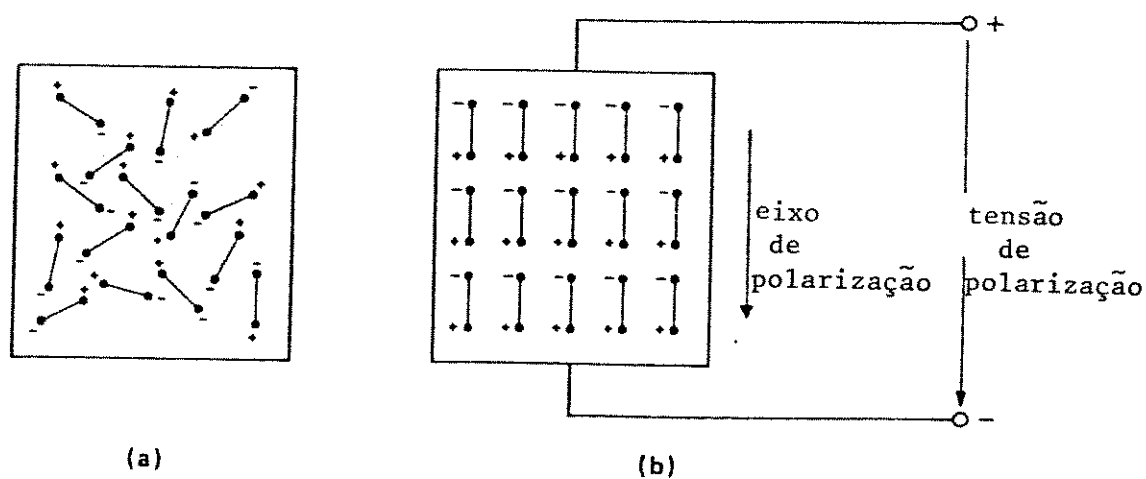


Fig. 2.2.2 - Dipolos elétricos em materiais ferro elétricos (a) antes e (b) depois da polarização [5] .

A grande vantagem de se utilizar a cerâmica PZT como material piezoelétrico é a possibilidade de se confeccionarem peças dos mais variados tamanhos e formatos. Além disso, o PZT é altamente piezoelétrico, duro, resistente, quimicamente inerte e não é afetado por ambientes úmidos. Comercialmente, as cerâmicas PZT são encontradas como soluções sólidas de Titanato de Chumbo (Pb Ti O_3) e Zincronato de Chumbo (Pb Zr O_3), modificados por aditivos. Dessa forma, os PZTs são classificados em diversos tipos, distintos por suas características elétricas e físicas, para atenderem às várias formas de aplicações.

Um cristal é dito "ferroelétrico" quando cada célula do cristal polariza-se espontaneamente segundo uma única direção entre várias direções possíveis. Quando esse cristal é aquecido a temperaturas acima de uma temperatura crítica (chamada temperatura Curie), tal polarização espontânea desaparece tornando o cristal "paraelétrico". Se o cristal for resfriado enquanto é submetido a um campo elétrico externo, os dipolos tenderão a alinhar-se na direção desse campo quando a temperatura cair abaixo da temperatura Curie. Então, caso o cristal seja submetido a um esforço mecânico, a estrutura dos dipolos internos do cristal irá distorcer-se, causando uma mudança no momento dipolar do cristal que caracteriza o efeito piezoelétrico. Essa mudança do momento dipolar do cristal é reversível e aproximadamente linear, caso a intensidade do esforço mecânico aplicado não exceda certos limites.

As cerâmicas PZT podem ser consideradas como uma massa de pequenos cristais orientados aleatoriamente. Nessas condições, o material cerâmico é isotrópico e não apresenta propriedades piezoelétricas devido à sua orientação aleatória dos dipolos. Para tornar a cerâmica piezoelétrica, basta aplicar-se um campo elétrico muito intenso segundo uma direção escolhida. Quando esse campo é removido, os dipolos permanecem alinhados conferindo ao material uma polarização remanente e uma pequena deformação de suas dimensões físicas que também se mantém, deixando a cerâmica permanentemente piezoelétrica. Tal operação é geralmente a última etapa da fabricação de uma cerâmica piezoelétrica. A Figura 2.2.2 (a) mostra a orien-

tação aleatória dos dipolos internos ao material cerâmico logo após ser sinterizado enquanto a Figura 2.2.2 (b) mostra o processo de polarização da cerâmica alinhando seus dipolos internos na direção de um forte campo elétrico externo. Normalmente são depositadas camadas metálicas (eletrodos) nas superfícies perpendiculares ao eixo de polarização da cerâmica. Por esse método, um razoável grau de alinhamento dos dipolos é conseguido apesar de nem todos os dipolos serem alinhados, uma vez que nem todas as direções são permitidas nos diversos cristais.

A Figura 2.2.3 esquematiza o comportamento de um cilindro de cerâmica piezoelétrica, polarizado na direção de seu eixo principal e com suas bases metalizadas, quando esse cilindro é sujeito à ação de uma força F ou uma tensão elétrica. Nesse esquema, as deformações da peça piezoelétrica são exageradas com o objetivo de tornar mais claro o efeito piezoelétrico. A Figura 2.2.3 (a) mostra um cilindro de cerâmica piezoelétrica conectada a um voltímetro e também a direção na qual o material foi polarizado (eixo de polarização) além de indicar o posicionamento de um dos dipolos elétricos do material. Quando nenhuma tensão mecânica ou elétrica é aplicada, o voltímetro indica tensão zero entre os eletrodos do material e não apresenta deformação alguma. Ao aplicar-se um esforço sobre a cerâmica de modo a comprimi-la, surgirá uma tensão elétrica entre seus eletrodos inversa ao posicionamento dos dipolos internos (mas de mesmo sentido do campo de polarização), como mostra a Figura 2.2.3 (b). Porém, ao tracionar-se o cilindro, a tensão exibida pelo voltímetro troca de sentido, como mostra a Figura 2.2.3 (c). Porém, caso o voltímetro seja substituído por um gerador de tensão e uma tensão for aplicada com a mesma polaridade dos dipolos internos do material (portanto contrária ao campo de polarização inicial), o cilindro tenderá a contrair-se na direção de sua altura, como mostra a Figura 2.2.3 (d). Caso a polaridade da tensão fornecida por esse gerador for trocada, o cilindro tenderá a aumentar sua altura, como na Figura 2.2.3 (e). Portanto, se uma tensão alternada for aplicada entre os eletrodos do corpo de prova, suas dimensões físicas irão variar harmonicamente segundo essa tensão, como ilustra a Figura 2.2.3 (f).

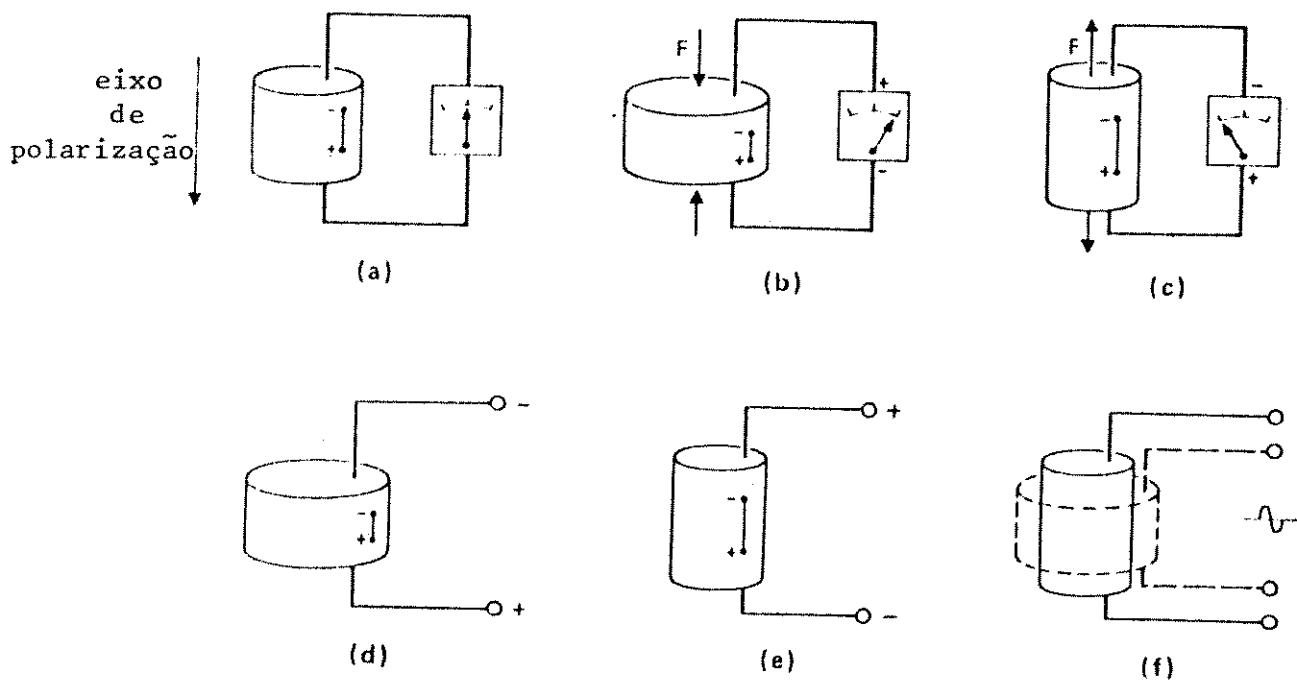


Fig.2.2.3 - Efeito piezoelétrico em um cilindro de cerâmica piezoelétrica [5] .

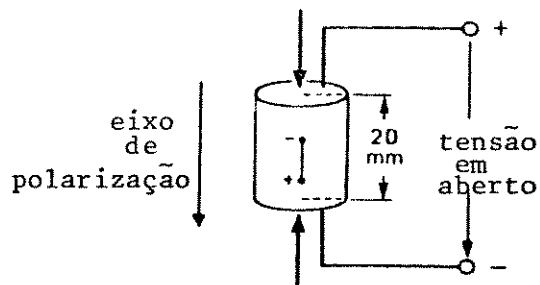
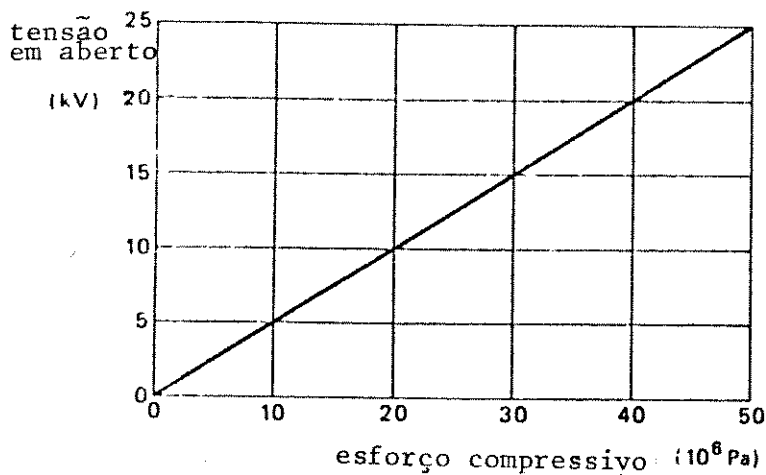


Fig.2.2.4 - Tensão em aberto de um cilindro de cerâmica piezoelétrica de 20 mm de comprimento em função do esforço compressivo aplicado [5] .

Quando existe uma conversão de energia mecânica em energia elétrica, como mostrado na Figura 2.2.3 (b) e (c), diz-se que está se dando a "ação gerador" do material piezoelétrico, aplicável em microfones, hidrofones, agulhas de toca discos, acendedores de cigarros, acelerômetros, etc. Quando a conversão de energia se dá de energia elétrica para mecânica, como nas Figuras 2.2.3 (d) e (e), acontece a "ação motor" do material, aplicada em transdutores de equipamentos de limpeza ultrasônica, sistemas de injeção de fluidos, etc.

A Figura 2.2.4 mostra o exemplo de um cilindro de cerâmica piezoelétrica de 20mm de altura, ao qual é aplicado um esforço de compressão que varia de 0 a 50.000 K Pa ($50 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$) e mede-se a tensão gerada pelo PZT em aberto, traçando-se um gráfico. Nota-se que a tensão atinge o valor de 25KV, mantendo uma relação linear com o esforço mecânico aplicado. A Figura 2.2.5 mostra a deformação Δl de um corpo de prova de PZT devido a uma tensão cc aplicada. Para o PZT do tipo 5 fabricado pela Philips (PXE 5 [5]), a deformação $\Delta l/l$ máxima é de aproximadamente $1,6 \times 10^{-4}$, correspondendo a um campo elétrico máximo de 450V/mm. Em um cilindro de 20mm, esse campo produziria uma extensão de apenas 3,3 μ m. Tais valores correspondem a deformações estáticas, sendo que, para operação dinâmica podem-se encontrar valores muito distintos.

Operando-se na frequência de ressonância mecânica da peça utilizada, podem-se obter deformações muito maiores que aquelas conseguidas estaticamente com a mesma intensidade de campo elétrico. A Figura 2.2.6 mostra a circuito equivalente de uma peça piezoelétrica operando em sua frequência de ressonância mecânica ou em uma frequência próxima, enquanto a Figura 2.2.7 mostra o gráfico da admitância elétrica (Y) em função da frequência de vibração do PZT, correspondendo a curva de ressonância. A frequência f_s , para a qual a admitância é máxima, é chamada de frequência de ressonância série, enquanto a frequência f_p , para a qual a admitância é mínima, é chamada frequência de ressonância paralela.

A polarização do PZT, descrita na Figura 2.2.2 pode ser considerada permanente. Porém, é necessário tomar-se certos

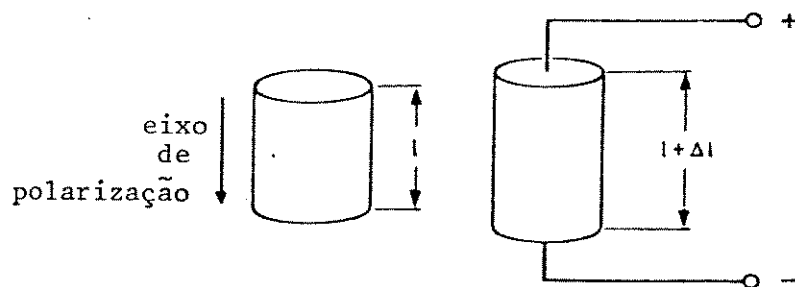


Fig.2.2.5 - Elongação de um cilindro de cerâmica piezoelétrica causada por uma tensão C.C. [5] .

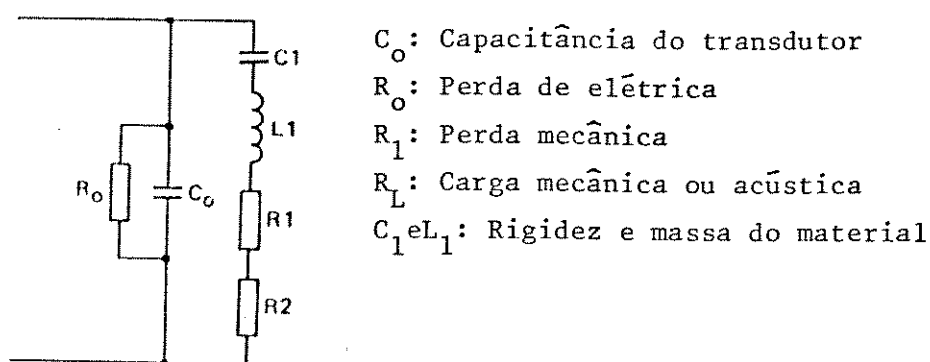


Fig.2.2.6 - Circuito equivalente de uma peça piezoelétrica próximo de sua frequência de ressonância [5] .

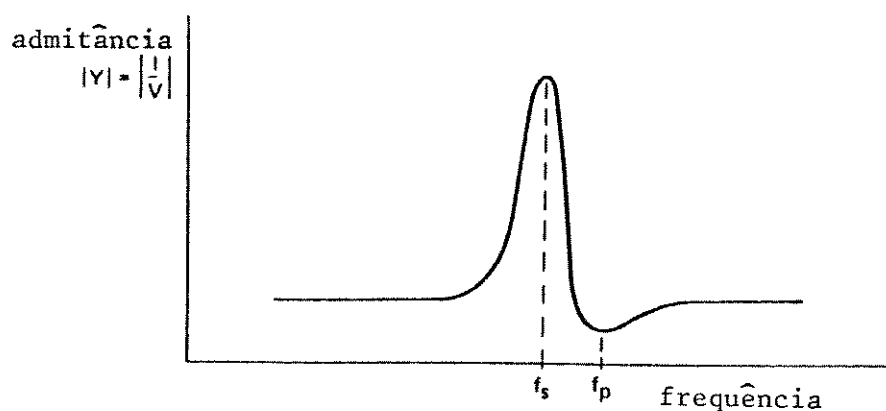


Fig.2.2.7 - Gráfico da admitância elétrica (Y) em função da frequência de operação do PZT [5] .

cuidados para que essa polarização não seja perdida, sob o risco de cancelarem-se as propriedades piezoelétricas da cerâmica. Três pontos devem ser observados: 1º Manter a temperatura do material abaixo da temperatura Curie; 2º Não expor o material a campos elétricos alternados muito intensos ou a campos elétricos contínuos intensos opostos ao sentido de polarização; 3º Não aplicar esforços mecânicos superiores aos especificados para o material utilizado.

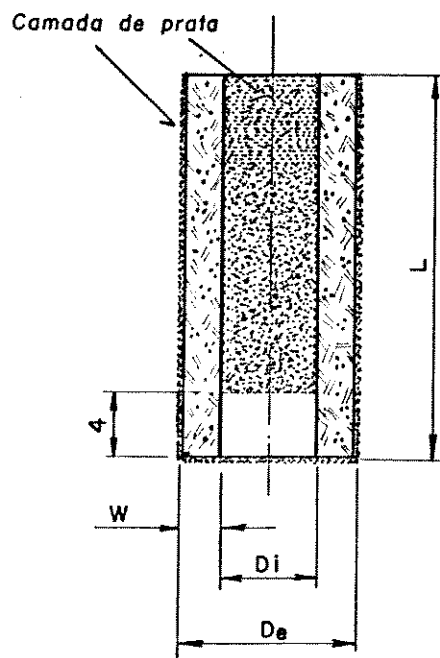
Como aplicações das cerâmicas piezoelétricas, podem-se citar: Geradores de alta tensão (acendedores de cigarros, ignição de explosivos, "flash"), geradores de ultrassom (limpeza ultrassônica, sonares, solda ultrassônica, perfuração e trituração ultrassônica), transdutores de som e sensores (Microfones, controle remoto, alarmes, autofalantes, toca-discos, acelerômetros) filtros e ressoadores, linhas de atraso, botões e teclados (impressoras, calculadoras, computadores, telefones), controle fino de movimento, posicionadores de precisão e muitas outras aplicações onde a conversão de energia elétrica para mecânica, e vice-versa, é utilizada.

2.3 - PZT utilizado

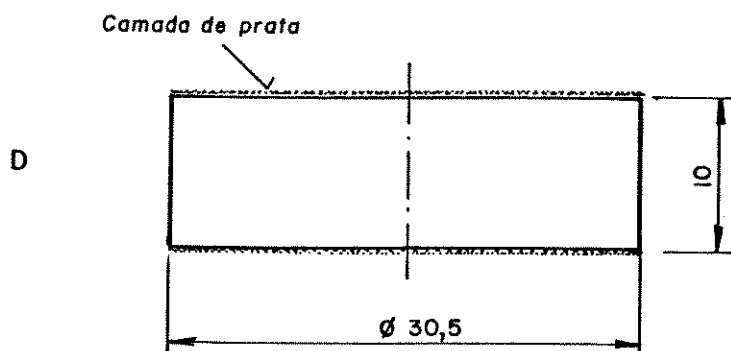
Para se conseguirem as peças de cerâmica piezoelétrica necessárias, foi feita uma visita à fábrica da empresa "Thorton-Inpec Eletrônica S/A" em Vinhedo - SP, onde foram conseguidos, à título de doação, um conjunto de quatro cerâmicas piezoelétricas polarizadas e com os eletrodos depositados (deposição de uma fina camada de prata). A Figura 2.3 mostra as dimensões físicas das cerâmicas conseguidas, indicando os locais das deposições metálicas. Para facilitar, as 4 peças doadas são chamadas de A, B, C e D. As peças A, B e C são cilindros ocos com suas paredes externas e internas metalizadas isoladamente. A peça D é um cilindro maciço com suas bases metalizadas. Infelizmente, nenhuma informação sobre o material doado foi conseguida junto ao fabricante, sendo necessário que fossem executadas medidas experimentais para avaliar-se o funcionamento dos PZTs.

Para que fosse levantada a curva de deformação da cerâ

Fig 2.3. - Dimensões dos PZTs usados



	A	B	C
W	2,0	2,2	1,5
D _i	Ø 7,0	Ø 6,6	Ø 8,0
D _e	Ø 11,0	Ø 11,0	Ø 11,0
L	25,0	25,0	25,0



OBS.: MEDIDAS EM MILÍMETROS

Nº	Cerâmica	MED. BRUTA	QUANT.	1:1
	MATERIAL		ESC.	
CILINDROS de CERÂMICA				
NOME		DES. CONJ.	DES. Nº	
CONTRATO	LAB. de COMUNICAÇÕES ÓPTICAS LCO - DMO - FEE - UNICAMP		DESENHADO Lucia 2/9/87	VERIFICADO

mica piezoelétrica (mudança em suas dimensões) em função da tensão aplicada entre seus eletrodos, foi utilizado o laboratório da metrologia do Centro de Tecnologia da UNICAMP (CT-UNICAMP). Tal laboratório consiste em uma sala termicamente isolada (paredes grossas e porta dupla), dentro da qual a temperatura é controlada por um sistema de refrigeração para que não haja dilatação térmica do material durante a medição. Para evitar-se esse efeito indesejado, alguns cuidados tiveram que ser tomados, como o uso de luvas apropriadas ao manusear-se as peças para não transmitir-lhes o calor do corpo e esperar pela estabilização da temperatura da sala toda vez que a porta fosse aberta.

A Figura 2.3.1 mostra o esquema da montagem utilizada para levantar-se a curva de deformação do PZT com a tensão elétrica aplicada. A dimensão escolhida para ser medida foi aquela associada aos diâmetros dos cilindros, cuja variação é de interesse nesse trabalho. Para medir-se essa variação de diâmetro, foi usado um equipamento feito pela "Feinprüf Mahr" que consta de uma haste presa a um sensor indutivo, fixo em uma base metálica. A Figura 2.3.2 mostra uma fotografia deste equipamento enquanto a Figura 2.3.3 mostra uma fotografia da montagem utilizada. Um registrador X-Y foi utilizado para traçar as curvas (a Figura 2.3.1 especifica os equipamentos utilizados).

As Figuras 2.3.4 (a) (b), 5(a) (b), 6 (a) (b) e 7 (a) (b) mostram as curvas de variação do diâmetro do cilindro piezoelétrico com a tensão aplicada para as peças A, B, C e D respectivamente, sendo que as figuras marcadas com (a) mostram deformações positivas correspondendo ao aumento do diâmetro dos cilindros, enquanto as figuras marcadas com (b) mostram deformações negativas correspondendo à diminuição do diâmetro dos cilindros, conseguidas com tensões elétricas de polaridade oposta à usada em (a). Vale a pena lembrar que tais curvas foram conseguidas estaticamente.

A Figura 2.3.8 mostra o esquema das bases metálicas sobre as quais foram fixadas as cerâmicas por meio de uma camada de borracha para que não seja prejudicada sua vibração. A essas bases, foram instalados conectores tipo BNC para que seja levado o sinal elétrico aos eletrodos dos cilindros (Fig. 2.3.9).

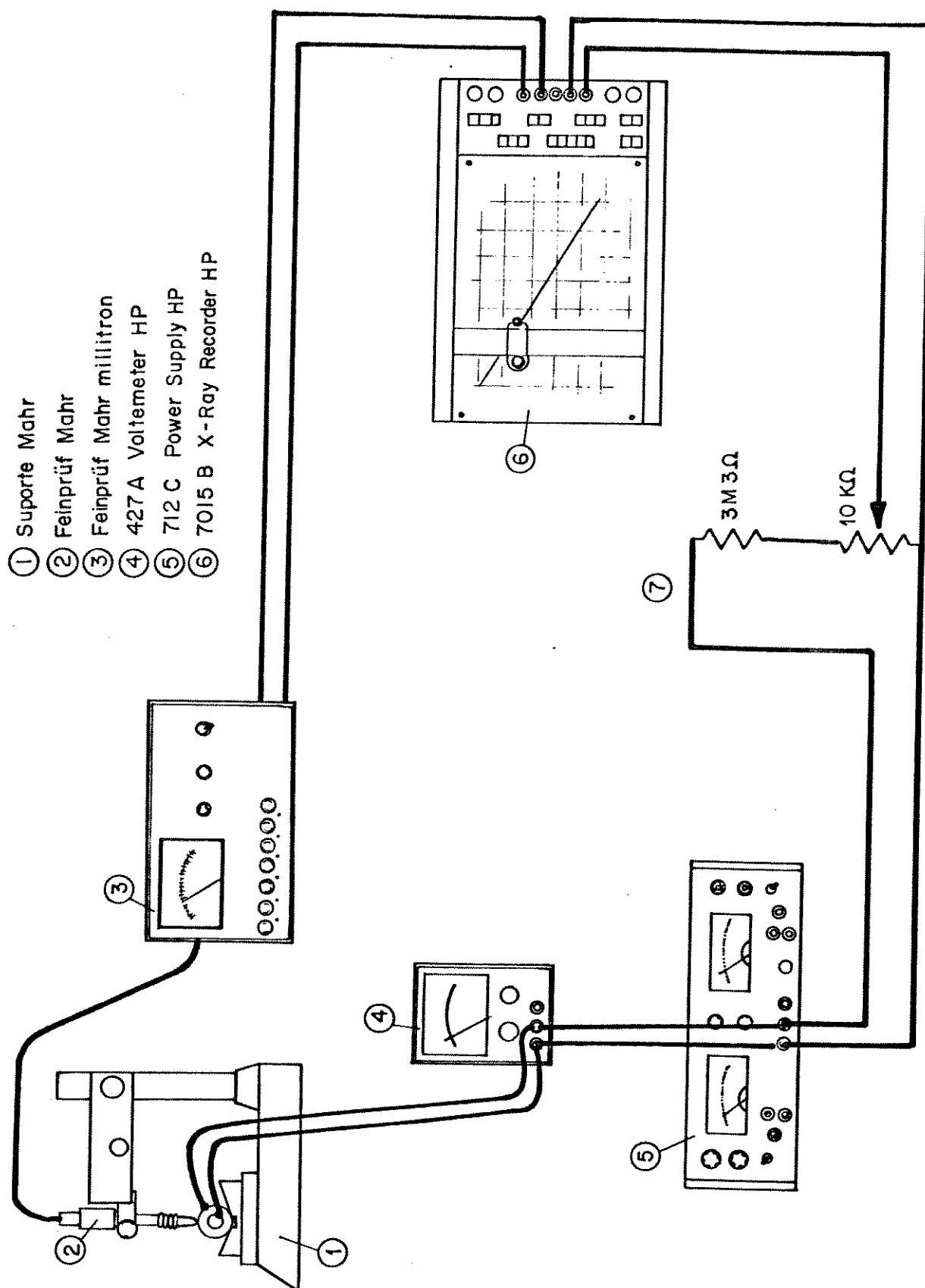


Fig. 2.3.1 – Montagem utilizada para levantar a curva de deformação pela tensão aplicada ao PZT.

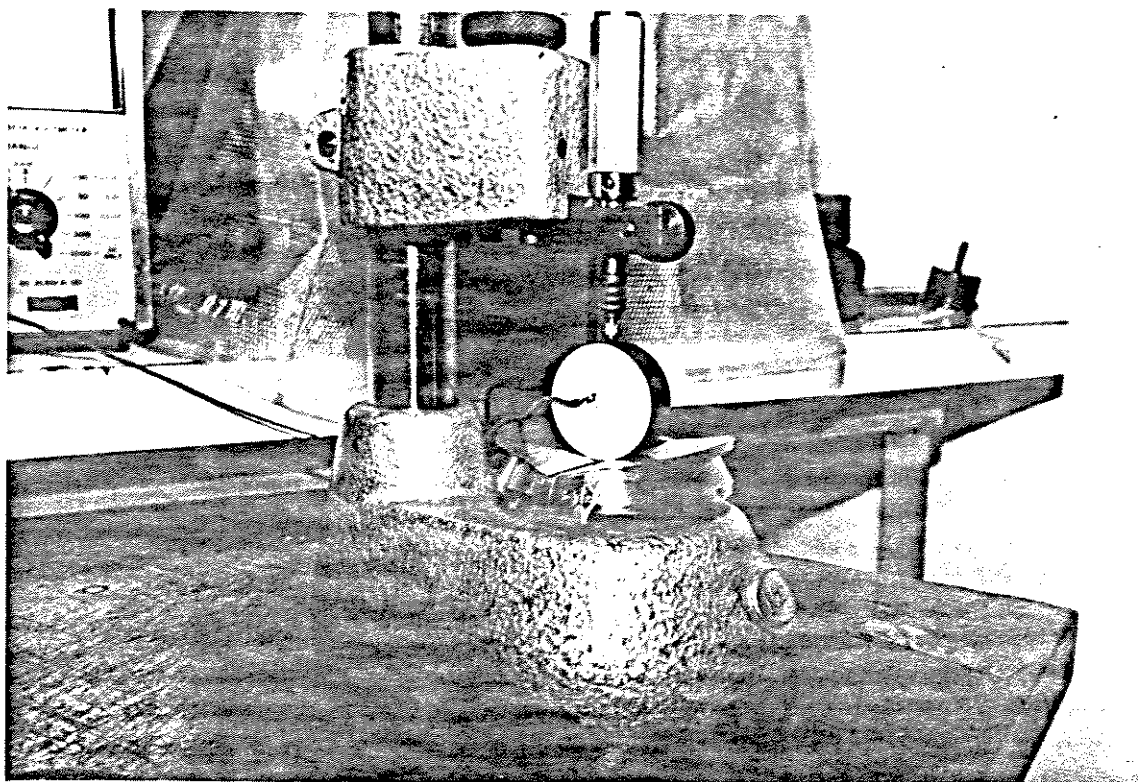


Fig.2.3.2 - Fotografia do medidor de diâmetro .

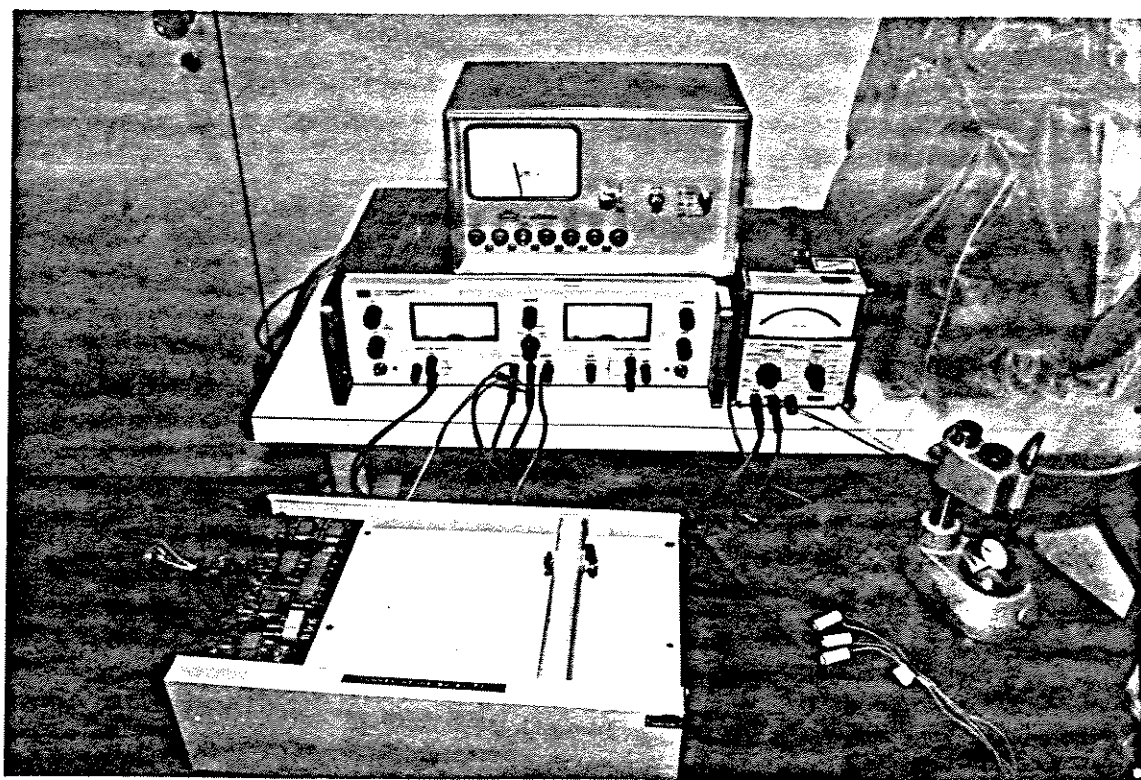
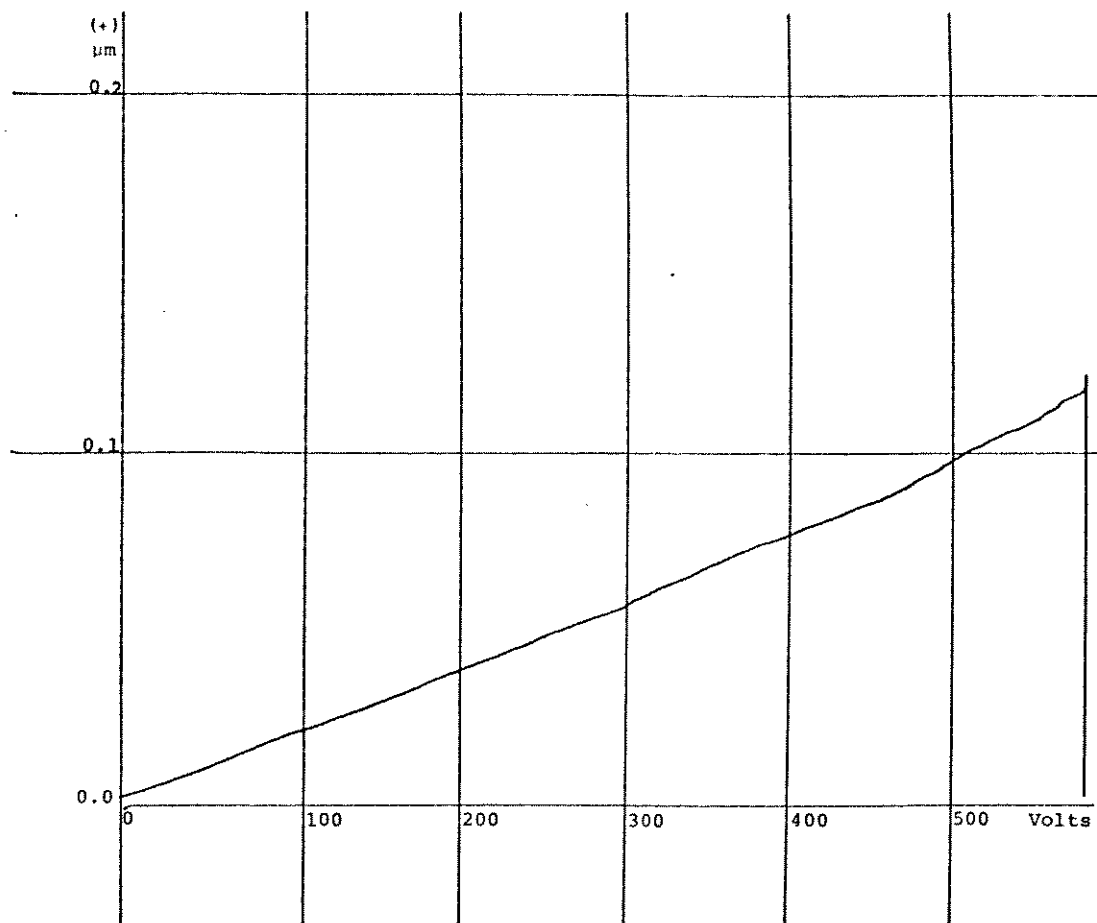


Fig.2.3.3 - Fotografia da montagem usada.




 Polaridade da tensão aplicada.

Fig.2.3.4(a) Curva do aumento do diâmetro do PZT - A

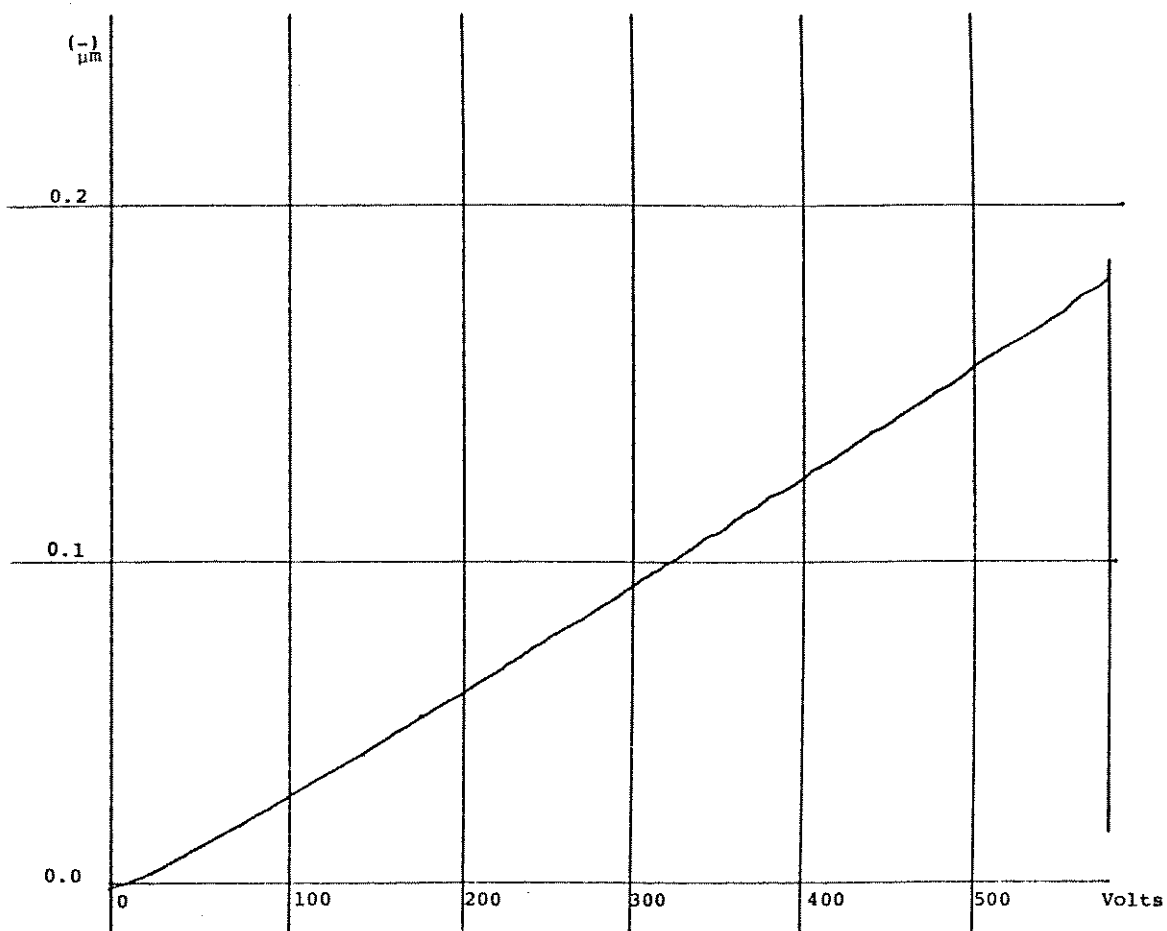




Fig.2.3.4(b) Curva da diminuição do diâmetro do PZT-A

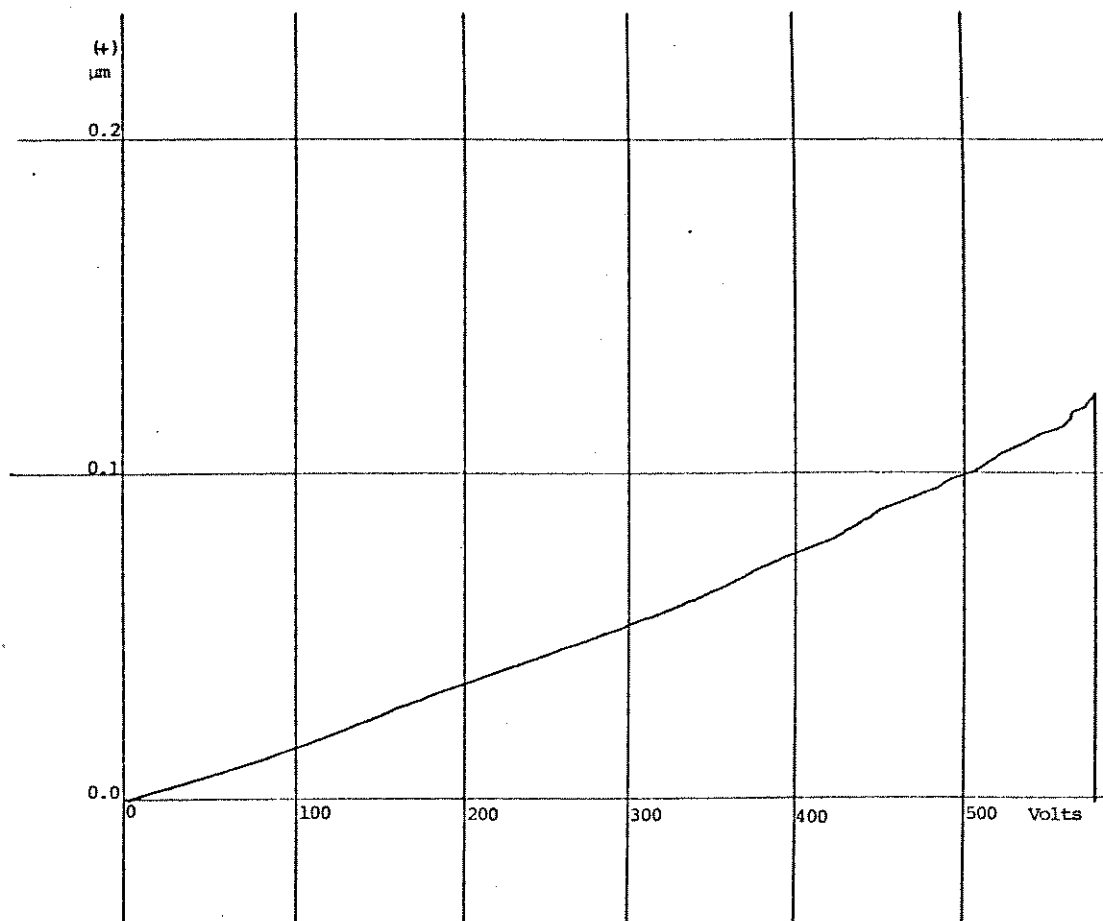


Fig.2.3.5(a) Curva do aumento do diâmetro do PZT - B

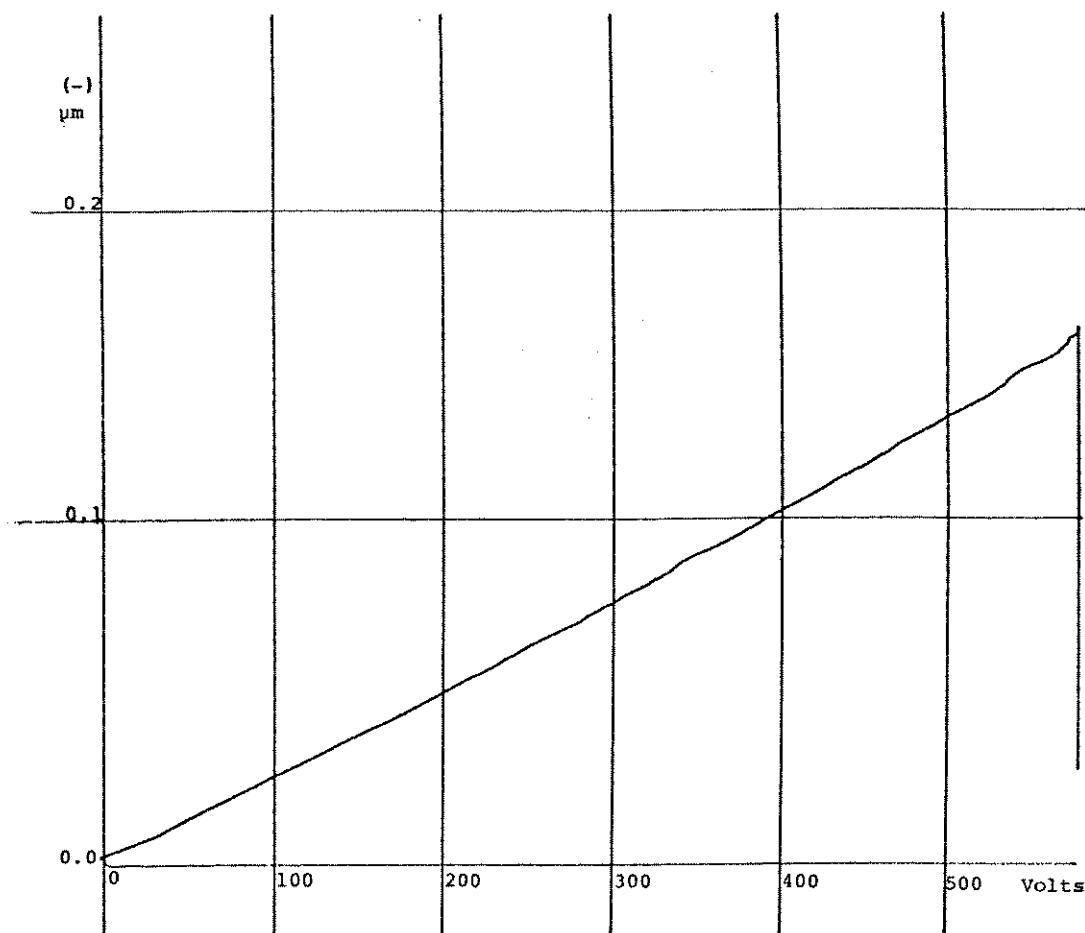


Fig.2.3.5(b) Curva da diminuição do diâmetro do PZT-B

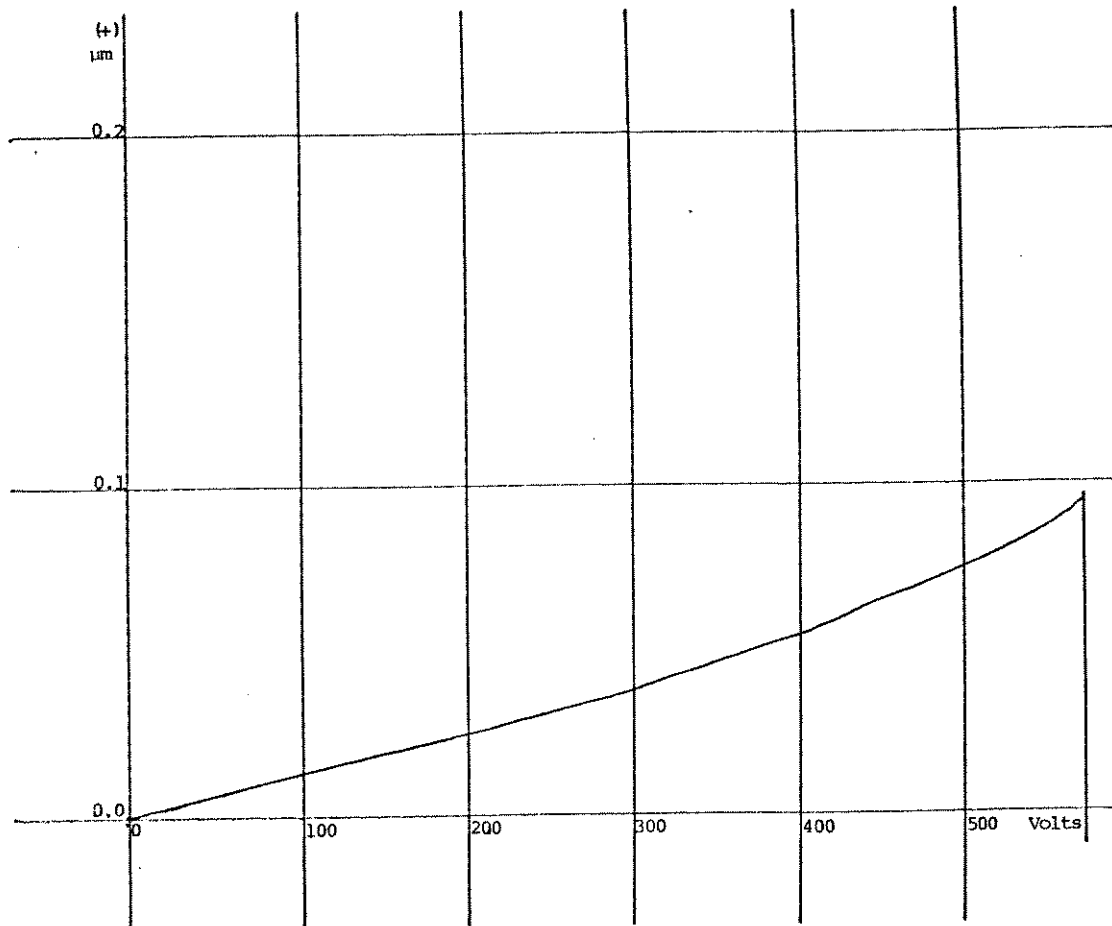


Fig.2.3.6(a) Curva do aumento do diâmetro do PZT - C

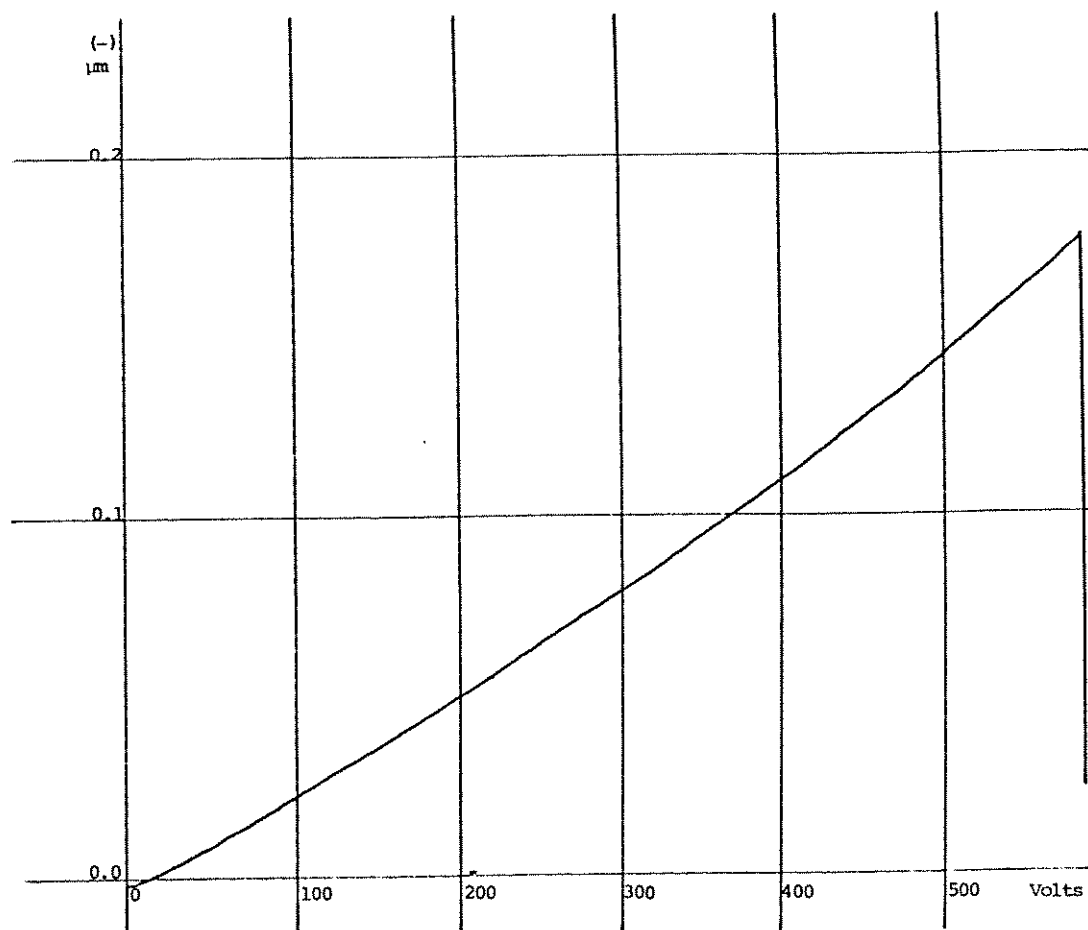


Fig.2.3.6(b) Curva da diminuição do diâmetro do PZT-C

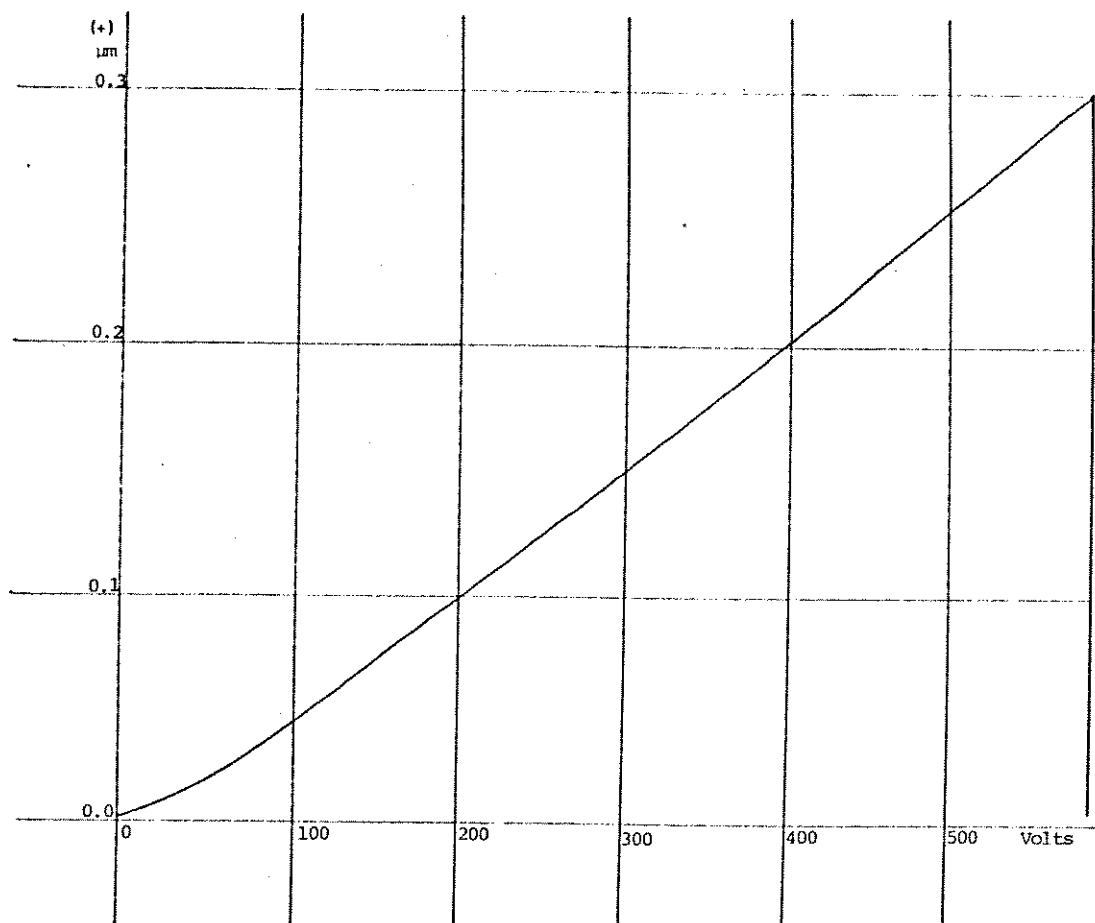


Fig.2.3.7(a)Curva do aumento do diâmetro do PZT - D

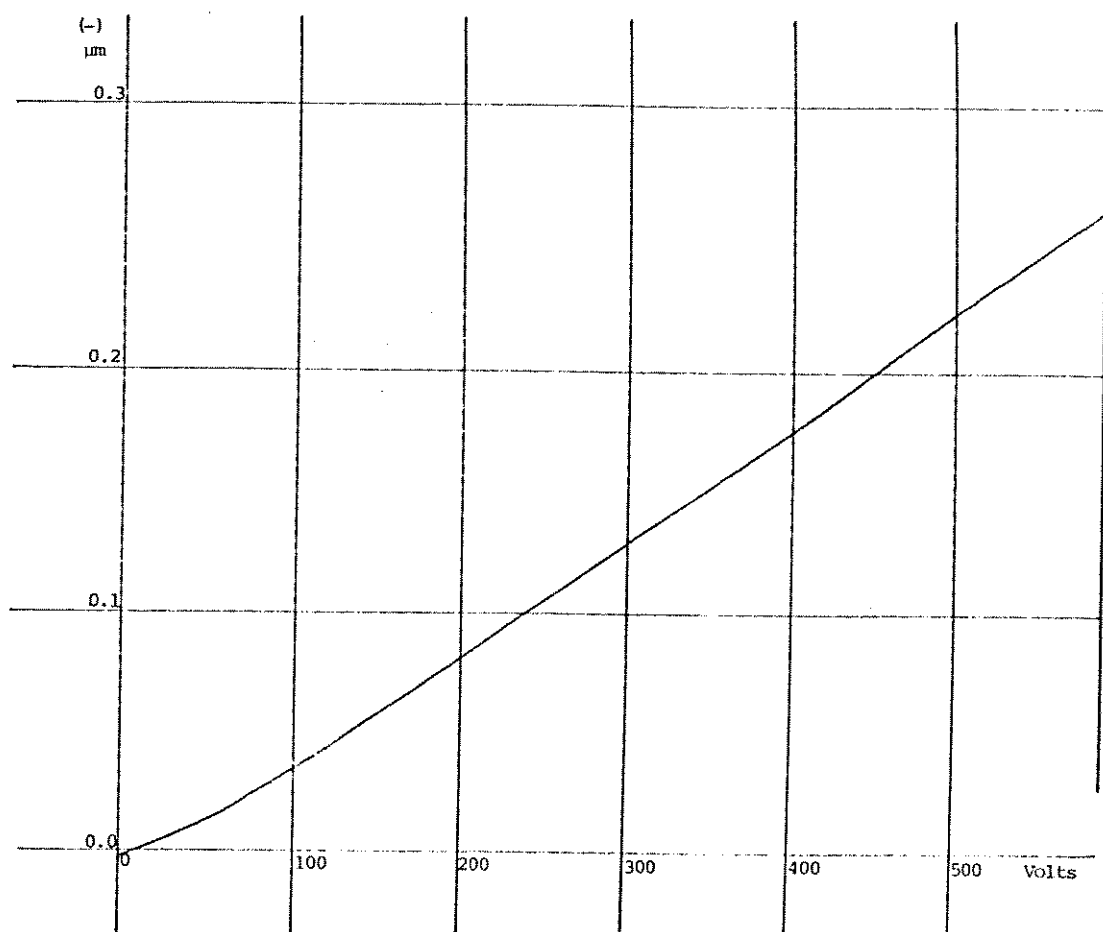


Fig.2.3.7(b)Curva da diminuição do diâmetro do PZT-D

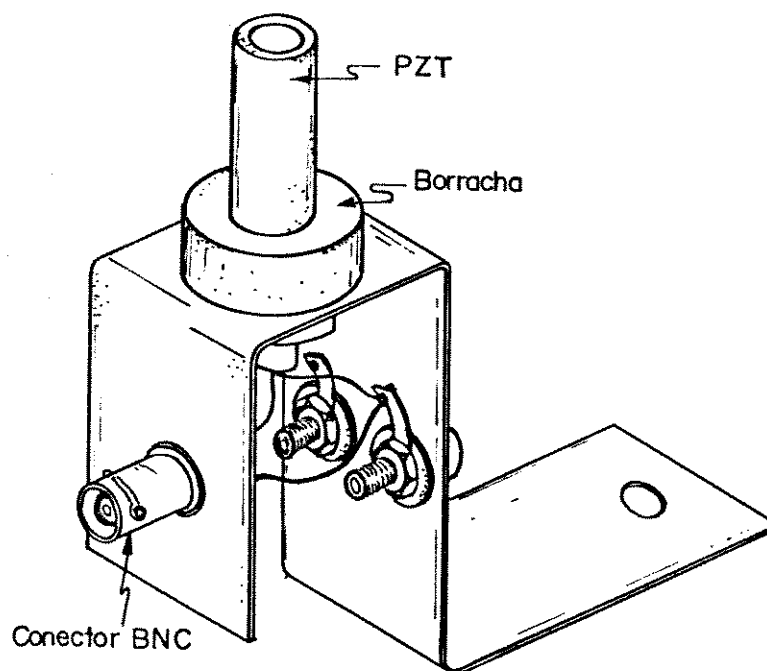
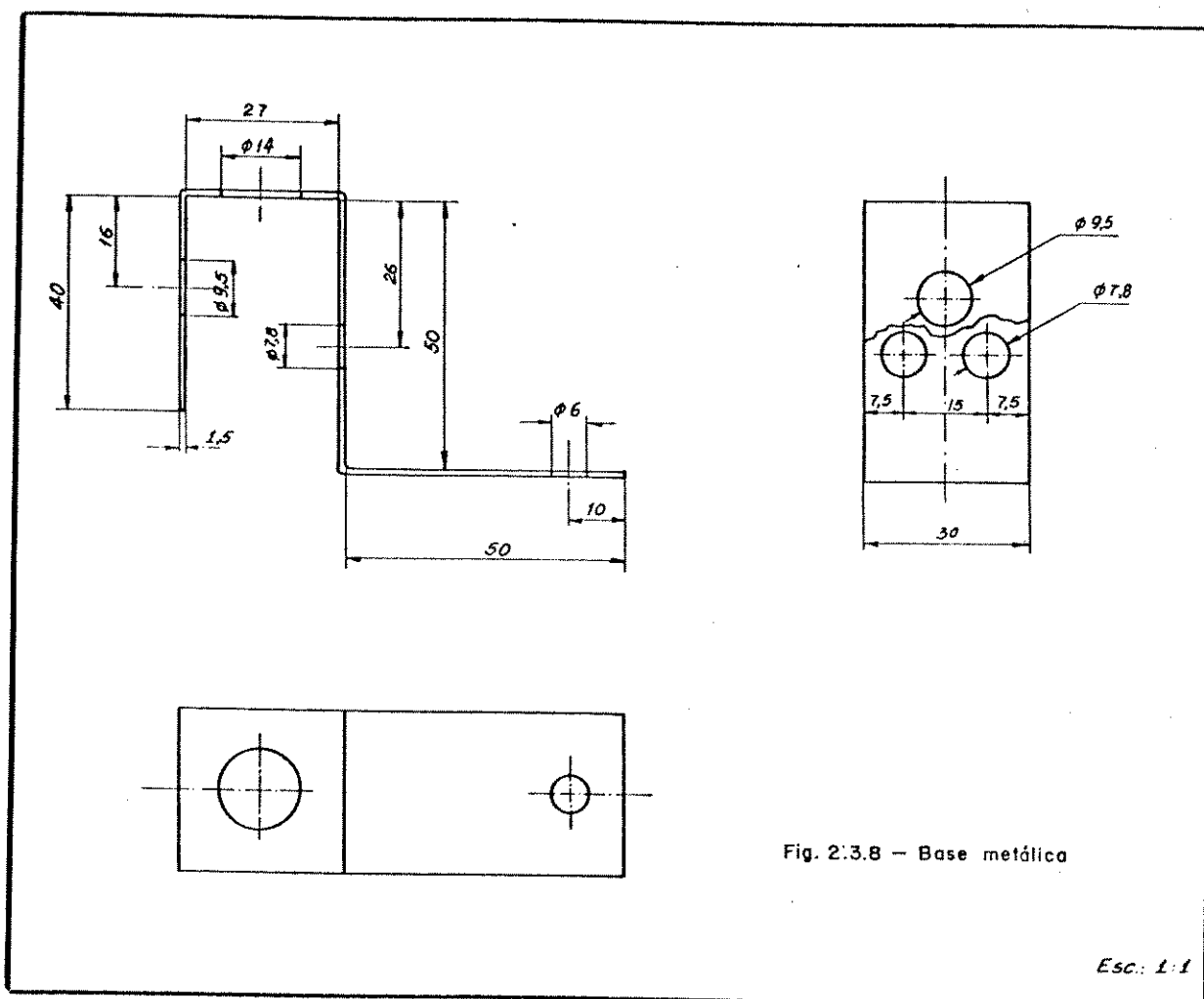


Fig. 2.3.9 – Montagem da cerâmica piezoelétrica sobre a base.

2.4 - Modulador de fase construído

O esquema do modulador utilizado foi mostrado na Figura 2.1.2. A modulação da fase do sinal guiado por uma fibra óptica enrolada sob tensão sobre uma cerâmica piezoelétrica cilíndrica se dá devido à mudança de seu comprimento, causada pela mudança do valor do diâmetro do cilindro. Essa variação de diâmetro é proporcional à tensão aplicada sobre o PZT, que contém a informação modulante.

Porém, juntamente com a variação de comprimento da fibra, a interação com o PZT também provoca uma variação em seu índice de refração, além de induzir uma certa modulação na polarização do sinal levado pela fibra.

No trabalho desenvolvido por D.E.N. Davies e S.Kingsley [4], foi feito um estudo sobre a influência da mudança do comprimento da fibra e de seu índice de refração na fase do sinal por ela guiado devido a um esforço de tração da fibra. Nesse trabalho, foi fornecida uma equação que mostra o valor do desvio de fase provocado por esses dois fatores:

$$\delta = \frac{2\pi L n}{\lambda} \frac{\sigma}{E} - \frac{2\pi L n^3}{\lambda} \frac{p}{2} \frac{\sigma}{E} \quad (2.4.1)$$

onde:

δ é a variação de fase do sinal

L é comprimento da fibra sob tensão

λ é o comprimento de onda da radiação no espaço livre

n é o índice de refração do núcleo da fibra

p é coeficiente fotoelástico da fibra (O valor típico de $p=0,2$ pode ser assumido para fibras de sílica).

σ é tensão mecânica exercida sobre a fibra

E é o módulo de Young da fibra

Note que:

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{\Delta L}{L} \quad (2.4.2)$$

onde ΔL é o acréscimo no comprimento da fibra causada pela tensão mecânica aplicada.

O primeiro termo da equação (2.4.1) descreve a variação de fase devida à variação do comprimento da fibra, enquanto o segundo termo descreve a variação de fase devida à variação do índice de refração da fibra. Pode-se reorganizar a equação (2.4.1) da seguinte forma:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \ln \left(1 - n^2 \frac{p}{2} \right) \frac{\sigma}{E} \quad (2.4.3)$$

Substituindo-se (2.4.2) tem-se:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n \left(1 - n^2 \frac{p}{2} \right) \Delta L \quad (2.4.4)$$

Como a fibra está enrolada sobre um cilindro de diâmetro externo, D_e , o qual apresenta uma variação ΔD_e devida à uma variação ΔV da tensão aplicada entre seus eletrodos, Tem-se:

$$\Delta L = \pi \Delta D_e N \quad (2.4.5)$$

onde N é o número de voltas que foram dadas pela fibra sobre o cilindro.

Substituindo (2.4.5) em (2.4.4):

$$\delta = \frac{2\pi^2}{\lambda} n \left(1 - n^2 \frac{p}{2} \right) \Delta D_e N \quad (2.4.6)$$

Substituindo-se os valores de:

$$n = 1,459$$

$$p = 0,2$$

$$\lambda = 632,8 \text{ nm}$$

tem-se:

$$\delta = 35,8631 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta D_e \cdot N \quad [\text{radianos}] \quad (2.4.7)$$

sendo que ΔD_e é dado em nm.

Através dos gráficos mostrados nas Figuras 2.3.4, 5, 6 e 7 pode-se aproximar assintoticamente uma relação linear entre ΔD_e e ΔV para variações de tensão inferiores à 100 volts. Essa relação foi levantada para as cerâmicas B e D com o seguinte resultado:

Cerâmica B :

$$\frac{\Delta De}{\Delta V} \approx 0,2 \frac{\text{nm}}{\text{V}} \quad (2.4.8)$$

Cerâmica D :

$$\frac{\Delta De}{\Delta V} \approx 0,4 \frac{\text{nm}}{\text{V}} \quad (2.4.9)$$

Substituindo na equação (2.4.7) tem-se:

Cerâmica B :

$$\delta = 7,17 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta V \cdot N \quad (2.4.10)$$

Cerâmica D :

$$\delta = 14,3 \cdot 10^{-3} \cdot \Delta V \cdot N \quad (2.4.11)$$

Tais equações não levam em conta a variação do diâmetro da fibra, cujo efeito sobre a fase do sinal é de apenas 0,2% do efeito da mudança do comprimento da fibra [4]. Além disso, não foi levado em conta o efeito da curvatura da fibra ao ser enrolada sobre o PZT, que introduz birrefringência, alterando seu índice de refração e provocando, também, uma modulação da polarização do sinal. Outro fator importante que influencia a operação do modulador é posição da fibra sobre o PZT, que deve ser enrolado no plano transversal ao eixo do cilindro. Caso a fibra esteja fora da posição, será facilitado o aparecimento de sub harmônicos no sinal de saída [6]. O bom contato da fibra com o PZT também é um fator que influencia na geração dessas sub harmônicas no sinal [6]. Foi provado [6] que tal tipo de modulador apresenta uma pequena histerese em sua curva de $\delta \times \Delta V$, que percorre caminhos diferentes para tensões crescentes ou decrescentes, o que pode prejudicar a linearidade do modulador.

É bom salientar que o modulador construído é semelhante ao mostrado em [4]. Tal modulador será utilizado como atuador do sistema de controle mostrado no capítulo 5, cujo circuito está sendo patenteado.

REFERENCE

- [1] H.A. Haus, "Waves and Fields in Optoelectronics", Prentice-Hall, Inc., 1984.
- [2] R.H. Stolen, R.P. De Paula, "Single-Mode Fiber Components", Proceedings of the IEEE, vol. 75, nº 11, novembro 1987.
- [3] S.A. Kingsley, "Optical-Fibre Phase Modulator", Electronics Letters, vol 11, nº 19, p. 453-454, 18 de setembro de 1975.
- [4] D.E.N. Davis, S.A. Kingsley, "Method of Phase-Modulating Signals in Optical Fibres: Application to Optical-Telemetry Systems", Electronics Letters, vol. 10, nº 2, p. 21-22, 24 de janeiro de 1974.
- [5] "Piezoelectric Ceramics; Components and Materials", book C19, Philips Data Handbook, 1986.
- [6] M.N. Zervas, R.C. Youngquist, "Subharmonics, Chaos and Hysteresis in Piezoelectric Fibre-Optic Phase Modulators", OFS'86, Tokyo, p. 343-346.

CAPÍTULO 3

Sistema Homódino

3.1 - Introdução

Diz-se que um sistema de comunicação é homódino quando a recuperação do sinal de informação no receptor é feita misturando-se o sinal modulado recebido com um sinal de referência gerado no próprio receptor. O oscilador interno ao receptor incumbido de gerar tal sinal de referência é chamado de oscilador local. O sinal gerado no oscilador local é monotonal (composto de uma única frequência) de amplitude constante e frequência igual aquela do sinal modulado recebido. Caso a frequência seja diferente, o sistema chamar-se-á heteródino.

O principal objetivo de se utilizar recepção homódina é de melhorar a sensibilidade dos receptores. Alguns trabalhos teóricos como o de Y. Yamamoto [1] comparam vários tipos de modulação coerentes e não coerentes, concluindo que o sistema homódino modulado em fase apresenta a maior sensibilidade, ou seja, apresenta a mínima potência detectável mais baixa que em outros sistemas. A tabela 3.1.1 mostra de maneira simples a comparação entre a sensibilidade de várias montagens coerentes através do número mínimo de fótons necessários para a detecção de um Bit de um sinal digital para uma taxa de bits errados (Bit error rate) de $BER = 10^{-9}$. Na tabela 3.1.1 nota-se que a montagem homódina com modulação em fase é a que apresenta maior sensibilidade comparada com outras montagens.

Tabela 3.1.1 - Número de ftons por bit
(retirado da referência [2]).

Esquemas Coerentes		$N_{\text{requerido}}$
Heteródino	ASK	80
	FSK	40
	PSK/DPSK	20
Homódino	ASK	40
	PSK	10

Porém, a grande limitação no uso de sistemas homódinos modulados em fase está na dificuldade de se conseguirem lasers estáveis e de largura de linha estreita. A tabela 3.1.2 mostra as larguras de linha requeridas para os lasers utilizados em várias formas de modulação para duas taxas de bits (R_b), conseguidos por L.G. Kazousky [3]. Nota-se que os sistemas homódinos modulados em fase requerem lasers com largura de linha bem mais estreita que os demais sistemas coerentes.

Tabela 3.1.2 - Largura de linha requerida para os lasers necessários para sistemas Heteródinos e Homódinos para duas taxas de transmissão.

(retirada da referência [3]).

Forma de Modulação Taxa de Transmissão	Heteródino			Homódino
	ASK, FSK	DPSK	PSK	PSK
$R_b = 100\text{Mb/s}$	9MHz	165KHz	226KHz	31KHz
$R_b = 1\text{Gb/s}$	90MHz	1.65MHz	2.26MHz	310KHz

Apesar de alguns lasers do tipo DFB (distributed feed back) apresentarem largura de linha da ordem de 15MHz [3], [4] e certos lasers de cavidade externa construídos em laboratório apresentarem largura de linha inferior a 20KHz [3], [4] a obtenção de fontes ópticas coerentes de largura de linha estreita e estável ainda é a maior limitação para a utilização de sistemas de comunicação coerentes homódinos com modulação em fase.

3.2 - Funcionamento do sistema homódino

A Figura 3.2.1 mostra o esquema de um sistema de comunicação homódino com modulação em fase [4]. No transmissor, é utilizado um laser de largura de linha estreita, podendo ser um laser de cavidade externa cujo sinal é modulado por um modulador de fase que pode ser implementado através de um dispositivo em Niobato de Lítio, PZT ou algum outro método de se conseguir modulação em fase. Desta forma, a informação é introduzida ao sinal que é lançado em uma fibra monomodo.

No receptor, o sinal que chega pela fibra é combinado em um acoplador óptico com o sinal por um laser que funciona como oscilador local. Esse laser necessita ser sintonizável para permitir o ajuste de sua frequência de emissão com a frequência do sinal do laser no transmissor, além de possuir uma largura de linha bastante estreita. Para o uso com o oscilador local, é aconselhável um laser de cavidade externa que pode ser sintonizável em uma faixa bem ampla e com largura de linha estreita. Antes de chegar ao acoplador, o sinal fornecido pelo oscilador local passa por um dispositivo compensador de polarização que ajusta a polarização desse sinal para que haja máxima interferência com o sinal proveniente do transmissor.

A saída do acoplador já apresenta ambos os sinais combinados que são detectados por um fotodiodo que pode ser um PINFET. Uma amostra do sinal fornecido pelo fotodiodo é usada para fornecer informações ao controlador automático de frequência CAF que se encarrega de ajustar a frequência de operação do oscilador local sintonizável. O sinal nos terminais do fotodiodo é então amplificado e levado a um filtro passa baixa FPB e a um regenerador para obtermos finalmente o sinal correspondente à informação original.

3.3 - Teoria básica

A Figura 3.3.1 mostra um detalhe do acoplador utilizado no receptor homódino onde chamamos de e_s o campo elétrico do sinal proveniente do transmissor que chega ao acoplador pela entrada s , enquanto e_L é o campo elétrico do sinal proveni-

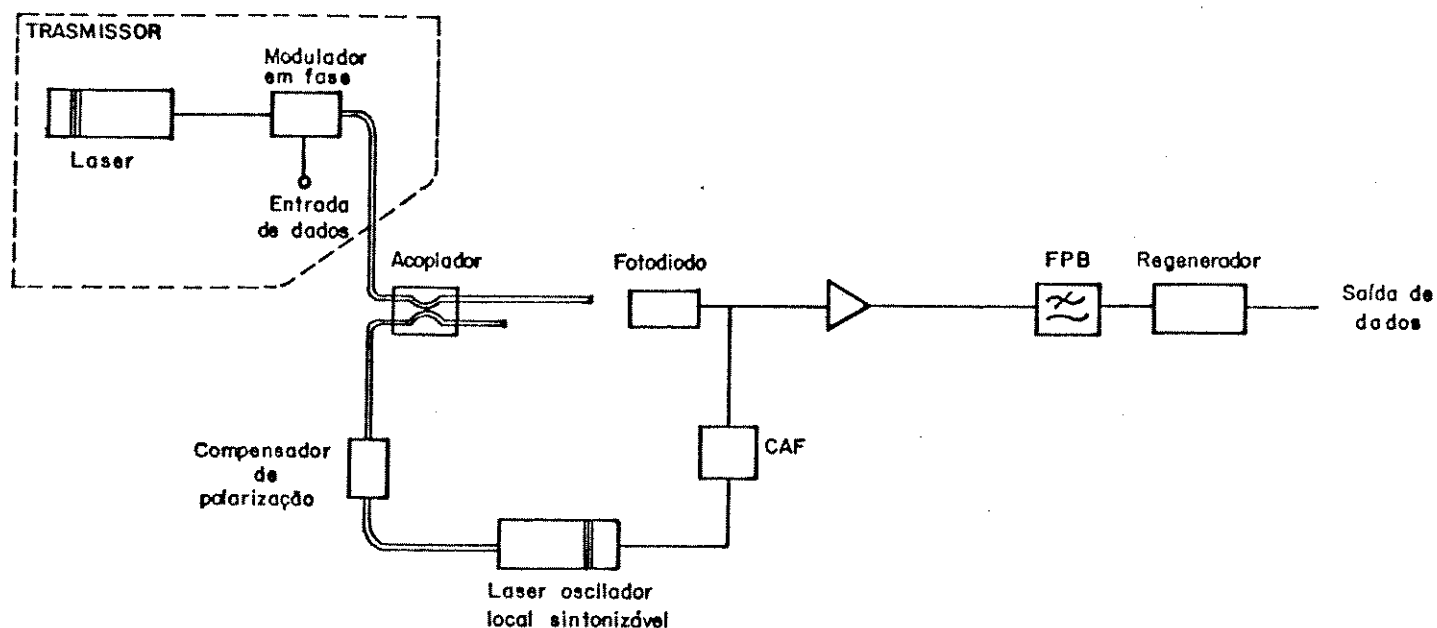


Fig. 3.2.1 – Esquema de um Sistema de Comunicação Óptica coerente homódino com modulação em fase.

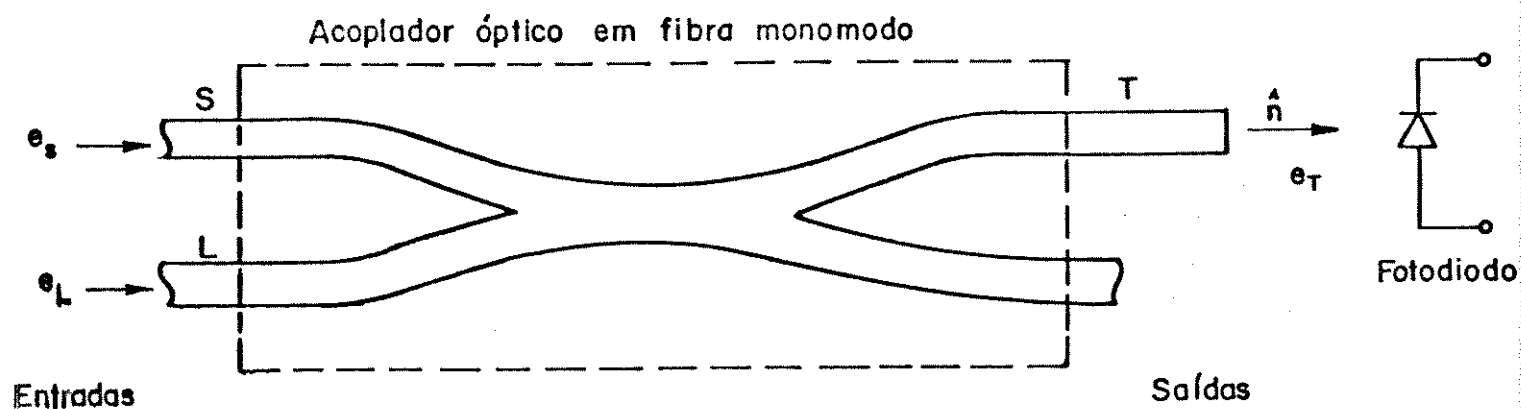


Fig.3.3.1 – Acoplador óptico do receptor homódino.

ente do oscilador local que chega à outra entrada do acoplador, entrada L. O campo elétrico do sinal em uma das saídas do acoplador é chamado e_T .

Denominam-se P_S e P_L os valores máximos das potências instantâneas dos sinais ópticos que chegam às entradas s e L, respectivamente, enquanto P_T será a potência associada ao sinal na saída T do acoplador.

Usando-se um acoplador de 3dB, ou seja, 50% e_T será da do por:

$$e_T = \frac{e_S + e_L}{\sqrt{2}} \quad (3.3.1)$$

Para a equação (3.3.1) será considerado que os campos e_S e e_L possuem a mesma polarização, portanto, podendo-se somá-los diretamente. Na prática, são se consegue um perfeito ajuste dessas polarizações, pois o caminho percorrido pelos sinais ópticos possuem birrefringências diversas. No trabalho de T. G. Hodgkinson [5], pode-se encontrar uma análise mais detalhada sobre o assunto onde se prevê o uso de um acoplador óptico de coeficiente de acoplamento qualquer. Normalmente os receptores de sistemas coerentes apresentam um dispositivo para o controle da polarização do sinal do oscilador local.

A equação que relaciona a potência instantânea do sinal na saída T com seu campo é:

$$P_T = \frac{(e_T)^2}{\eta} \quad (3.3.2)$$

onde η é a impedância intrínseca do meio, dada por $\sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$,
 μ é a permeabilidade magnética do meio e
 ϵ é a constante dielétrica do meio.

Considerando que os campos e_S e e_L sejam da forma:

$$e_S = \sqrt{\eta P_S} \cos (\omega t + \phi(t)) \quad (3.3.3)$$

$$e_L = \sqrt{\eta P_L} \cos (\omega t + \phi_L) \quad (3.3.4)$$

onde:

$\phi(t)$ é a fase do sinal modulado que contém a informação a ser transmitida.

ϕ_L é a fase do sinal do oscilador local que deve ser mantida constante pelo sistema.

ω é a frequência angular do sinal óptico, tanto do sinal modulado quanto do oscilador local, uma vez que o sistema é homódino.

Observa-se que o sistema deve constar de mecanismos de controle para que tanto ϕ_L quanto ω sejam mantidos constantes em seu valor correto. Para tanto, os receptores costumam apresentar um circuito de PLL óptico (realimentação fechada de fase) e um controle automático de frequência CAF.

Compondo as equações 3.3.1, 2, 3 e 4 temos:

$$P_T = \frac{\left(\frac{e_s + e_L}{\sqrt{2}} \right)^2}{\eta} \quad (3.3.5)$$

$$P_T = \frac{\left[\sqrt{\eta P_S} \cos(\omega t + \phi(t)) + \sqrt{\eta P_L} \cos(\omega t + \phi_L) \right]^2}{2\eta}$$

$$P_T = \frac{1}{2} \left[\sqrt{P_S} \cos(\omega t + \phi(t)) + \sqrt{P_L} \cos(\omega t + \phi_L) \right]^2 \quad (3.3.6)$$

Quando o sinal vindo da saída T atingir o fotodiodo, fará com que surja uma corrente em seus terminais que chamaremos de fotocorrente i_p , dada por [6]:

$$i_p = R P_O \quad (3.3.7)$$

onde,

R é a responsividade dada em A/W, característica do fotodiodo utilizado, sendo que:

$$R = \frac{\eta_q e}{hf} \quad (3.3.8)$$

onde:

e é a carga de elétron

h é a constante de Plank

f é a frequência do sinal óptico $\left(f = \frac{\omega}{2\pi} \right)$

η_q é a eficiência quântica do fotodiodo.

$$\eta_q = \frac{\text{número de elétrons gerados}}{\text{número de fotons incidentes}}$$

P_o é a potência óptica média incidente em um ciclo de radiação óptica dada por[7]:

$$P_o = \int_A \frac{1}{2} P_T \hat{n} \cdot d\vec{A} \quad (3.3.9)$$

onde:

$\hat{n}$ é a direção de propagação do sinal óptico na saída T
A é a área ativa do fotodiodo detetor.

Para facilitar o entendimento, simplifica-se a equação (3.3.9) da seguinte forma:

$$P_o \approx \frac{K}{2} P_T \quad (3.3.10)$$

onde K é uma constante que depende do acoplamento entre a fibra da saída T com o fotodiodo e seu valor é máximo quando o máximo de P_T incidir normalmente ao centro da área ativa do fotodiodo. Nessas condições:

$$i_p = R \frac{K}{2} P_T \quad (3.3.11)$$

Substituindo a equação (3.3.6) temos:

$$i_p = \frac{RK}{4} \left[\sqrt{P_S} \cos(\omega t + \phi(t)) + \sqrt{P_L} \cos(\omega t + \phi_L) \right]^2 \quad (3.3.12)$$

Desenvolvendo a equação (3.3.12), tem-se:

$$i_p = \frac{RK}{4} \left[P_S \cos^2(\omega t + \phi(t)) + P_L \cos^2(\omega t + \phi_L) + \right. \\ \left. + 2\sqrt{P_S P_L} \cos(\omega t + \phi(t)) \cos(\omega t + \phi_L) \right] \quad (3.3.13)$$

Aplicando as seguintes relações trigonométricas,

$$\cos^2 a = \frac{1 + \cos 2a}{2} \quad (3.3.14)$$

$$\cos a \cos b = \frac{\cos(a+b) + \cos(a-b)}{2} \quad (3.3.15)$$

temos:

$$i_p = \frac{RK}{8} \left[P_s + P_s \cos(2\omega t + 2\phi(t)) + P_L + P_s \cos(2\omega t + 2\phi_L) + \right. \\ \left. + 2\sqrt{P_s P_L} \cos(2\omega t + \phi(t) + \phi_L) + 2\sqrt{P_s P_L} \cos(\phi(t) - \phi_L) \right] \quad (3.3.16)$$

Uma vez que as componentes em 2ω correspondem a sinais do dobro da frequência óptica empregada, portanto sendo impossível que a corrente do fotodiodo as acompanhe, consideram-se apenas os seus valores médios, ou seja, nulos. Desta forma, resta:

$$i_p = \frac{RK}{8} \left[P_s + P_L + 2\sqrt{P_s P_L} \cos(\phi(t) - \phi_L) \right] \quad (3.3.17)$$

que é a expressão da corrente nos terminais do fotodiodo.

3.4 - Espectro do sinal de saída

Será desenvolvida a expressão que fornece o espectro de saída para uma informação de frequência única e fixa e amplitude constante.

Sendo a informação contida na fase do sinal modulado, dada por:

$$\phi(t) = \phi_m \sin(\omega_m t) \quad (3.4.1)$$

onde:

ϕ_m é o desvio máximo de fase do sinal modulado

ω_m é a frequência angular da informação monotonal.

Substituindo a equação (3.4.1) em (3.3.17), temos:

$$i_p = \frac{RK}{8} (P_s + P_L) + \frac{RK}{4} \sqrt{P_s P_L} \cos(\phi_m \sin(\omega_m t) - \phi_L) \quad (3.4.2)$$

Usando a seguinte relação trigonométrica,

$$\cos(a-b) = \cos a \cos b + \sin a \sin b \quad (3.4.3)$$

temos:

$$i_p = \frac{RK}{8} (P_S + P_L) + \frac{RK}{4} \sqrt{P_S P_L} \left[\cos \phi_L \cdot \cos(\phi_m \sin \omega_m t) + \right. \\ \left. + \sin \phi_L \cdot \sin(\phi_m \sin \omega_m t) \right] \quad (3.4.4)$$

Usam-se então as seguintes identidades que são desenvolvimentos em séries de Bessel [8]:

$$\cos(\phi_m \sin \omega_m t) = J_0(\phi_m) + \sum_{n \text{ par}}^{\infty} 2 J_n(\phi_m) \cos(n \omega_m t) \quad (3.4.5)$$

$$\sin(\phi_m \sin \omega_m t) = \sum_{n \text{ ímpar}}^{\infty} 2 J_n(\phi_m) \sin(n \omega_m t) \quad (3.4.6)$$

onde $J_n(\phi_m)$ é a função de Bessel de primeiro tipo de ordem n (n é um número inteiro e positivo).

O Anexo I, ao final do trabalho, mostra os valores tabelado de $J_n(\phi_m)$ para $n = 1, 2$ e 3 com ϕ_m variando de $0,01$ a $3,00$ com passo de $0,01$.

Substituindo (3.4.5) e (3.4.6) em (3.4.4) temos:

$$i_p = \frac{RK}{8} (P_S + P_L) + \frac{RK}{4} \sqrt{P_S P_L} \left\{ \cos \phi_L \cdot \left[J_0(\phi_m) + \right. \right. \\ \left. \left. + \sum_{n \text{ par}}^{\infty} 2 J_n(\phi_m) \cos(n \omega_m t) \right] + \sin \phi_L \cdot \left[\sum_{n \text{ ímpar}}^{\infty} 2 J_n(\phi_m) \sin(n \omega_m t) \right] \right\} \quad (3.4.7)$$

A equação (3.4.7) é portanto o espectro de saída do sistema para uma entrada monotonal de amplitude constante. Observando essa equação vemos que o sinal de saída possui uma componente contínua $i_{p_{cc}}$ dada por:

$$i_{p_{cc}} = \frac{RK}{8} \left[P_S + P_L + 2\sqrt{P_S P_L} (\cos \phi_L) J_0(\phi_m) \right] \quad (3.4.8)$$

Nota-se que a amplitude dessa componente contínua de

pende da fase do sinal do oscilador local ϕ_L e da amplitude da variação de fase do sinal modulado ϕ_m .

As demais componentes em ω_m , $2\omega_m$, $3\omega_m$, $4\omega_m$... também apresentam suas amplitudes dependentes de ϕ_L e ϕ_m . Nota-se que é possível maximizar as componentes de ordem ímpar e anular as componentes de ordem par, bastando fixar ϕ_L no valor de $\frac{\pi}{2}$ radianos. Pode-se também maximizar as componentes de ordem par e anular as componentes de ordem ímpar, fixando ϕ_L em 0 radianos.

3.5 - Recuperação da informação

Voltando à expressão geral do sinal nos terminais do fotodiodo (3.3.17),

$$i_p = \frac{RK}{8} \left[(P_S + P_L) + 2\sqrt{P_L P_S} \cos(\phi(t) - \phi_L) \right] \quad (3.3.17)$$

Será definida uma nova variável da seguinte maneira:

$$\theta = \phi(t) - \phi_L \quad (3.5.1)$$

Substituindo,

$$i_p = \frac{RK}{8} \left[(P_S + P_L) + 2\sqrt{P_S P_L} \cos \theta \right] \quad (3.5.2)$$

Para melhor entender como se dá a recuperação da informação, será apresentada a curva correspondente à equação (3.5.2) que corresponde a uma função $i_p = f(\theta)$. Sobre essa curva será indicado como uma informação monotonal do tipo mostrado na equação (3.4.1) é detectada, para vários exemplos de ϕ_L e ϕ_m .

1º exemplo: $\phi_L = 0$, $\phi_m < \pi$ radianos.

A Figura 3.5.1 mostra a curva de $i_p = f(\theta)$ correspondente à equação (3.5.2) onde é indicada uma variação de θ com amplitude igual a ϕ_m em torno do ponto $\phi_L = 0$, com período de oscilação $T_m = \frac{2\pi}{\omega_m}$. Nota-se que a variação de i_p correspondente é bem diferente da informação original por ser distorcida e possuir frequência fundamental igual ao dobro da frequência

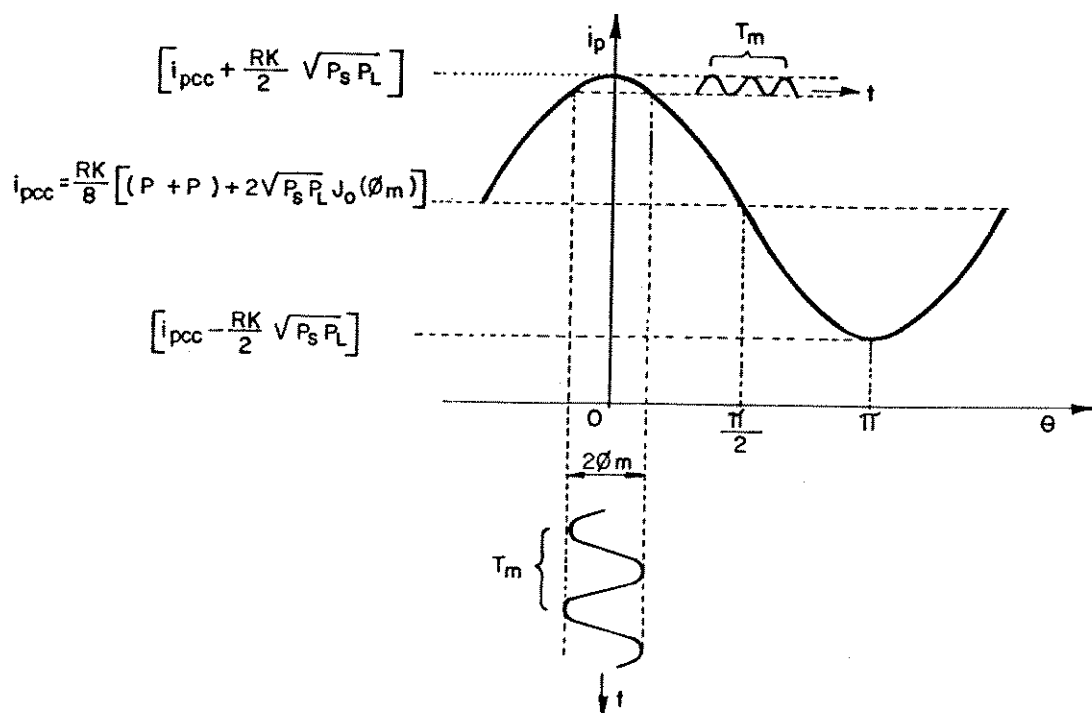


Fig.3.5.1 – Curva de $i_p = f(\theta)$ com $\phi_L = 0$, $\phi_m < \pi$ rad.

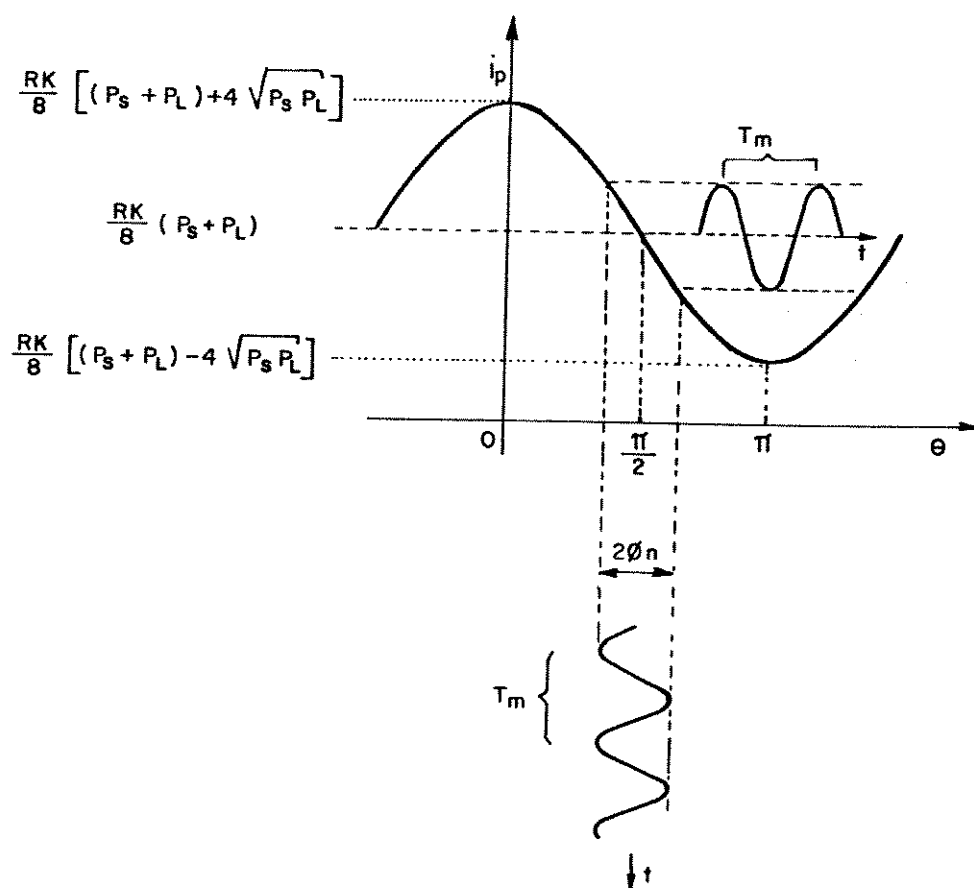


Fig.3.5.2 – Curva de $i_p = f(\theta)$ com $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ rad e $\phi_m < 0,5$ rad.

original.

Pode-se constatar essa observação usando-se a equação (3.4.7). Quando $\phi_L = 0$, $\cos \phi_L = 1$ e $\sin \phi_L = 0$, fazendo com que todas as componentes de ordem ímpar sejam nulas. A expressão se reduz à:

$$i_p = \frac{RK}{8} (P_S + P_L) + \frac{RK}{4} \sqrt{P_S P_L} \left\{ J_0(\phi_m) + \sum_{n \text{ par}}^{\infty} 2 J_n(\phi_m) \cos(n \omega_m t) \right\} \quad (3.5.3)$$

Para os valores pequenos de ϕ_m ($\phi_m < \pi$ radianos), a componente de maior amplitude é a de ordem $n = 2$, portanto em $2\omega_m$.

Portanto não é conveniente fixar-se ϕ_L em 0 radianos.

2º exemplo: $\phi_L = \frac{\pi}{2}$, $\phi_m < 0,5$ radianos.

A Figura 3.5.2 mostra a curva de $i_p = f(\theta)$ sobre a qual é indicada uma variação de θ com amplitude $\phi_m < 0,5$ radiano em torno do ponto $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos, também com período T_m . Nota-se que a variação de i_p correspondente acompanha com razoável fidelidade a variação de θ . Isso se deve ao fato de estar-se trabalhando na região quase linear da curva $i_p = f(\theta)$.

Voltando a equação (3.4.7) e fazendo $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos, tem-se a seguinte expressão:

$$i_p = \frac{RK}{8} (P_S + P_L) + \frac{RK}{4} \sqrt{P_S P_L} \left[\sum_{n \text{ ímpar}}^{\infty} 2 J_n(\phi_m) \sin(n \omega_m t) \right] \quad (3.5.4)$$

Portanto, restando apenas as componentes de ordem ímpar. Esse é o melhor ponto de trabalho ($\phi_L = \frac{\pi}{2}$ rad), pois consegue-se a maior excursão e melhor linearidade.

Observa-se nas tabelas de função de Bessel, no Anexo II, que quando ϕ_m é menor que 0,5 radianos, a maior componente do espectro é a de ordem $n = 1$, portanto centrada em ω_m , sendo a segunda maior componente a de ordem $n = 3$ com amplitude de mais de 94 vezes menor. Portanto, em certas aplicações, para $\phi_m < 0,5$ radianos, a informação já pode ser considerada recuperada, devido à aproximação do trecho de curva utilizado como se fosse linear.

3º exemplo: $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos e $\phi_m < \frac{\pi}{2}$ radianos

A Figura 3.5.3 mostra a curva de $i_p = f(\theta)$ sobre a qual é indicada uma variação de θ com amplitude $\phi_m = \frac{\pi}{2}$ radianos sobre o ponto $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos. Nesse caso, a corrente i_p nos terminais do fotodiodo acompanha a variação de θ introduzindo uma certa distorção, como se a informação fosse comprimida não linearmente em sua amplitude. Porém, ainda é possível recuperar a informação utilizando um circuito descompressor na saída do sistema. A curva de transferência desse circuito $i_i \times v_o$ é apresentada também na Figura 3.5.3, onde i_i é a corrente de entrada do circuito e v_o é a tensão de saída do circuito. Nota-se que a curva $i_i \times v_o$ ideal é aquela que equivale a um trecho de senóide. A informação é assim recuperada com muito pouca distorção.

4º exemplo: $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos e $\phi_m > \frac{\pi}{2}$ radianos.

A Figura 3.5.4 mostra como fica o sinal nos terminais do fotodiodo quando uma modulação de ϕ_m maior que $\frac{\pi}{2}$ radianos é utilizada, mesmo quando $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos. Nota-se que a informação é bem distorcida, ficando muito difícil recuperá-la. Sendo assim, é aconselhável nunca se utilizar uma modulação com ϕ_m maior que $\frac{\pi}{2}$ radianos em aplicação em comunicações de-se sistema.

5º exemplo: informação digital

Através da Figura 3.5.5, observa-se que a demodulação de sinais digitais não apresenta maiores problemas desde que se respeitem as condições de operação já discutidas nos outros exemplos, ou seja, $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos e $\phi_m < \frac{\pi}{2}$ radianos.

3.6 - Medida de ϕ_m e ϕ_L

Nessa seção será discutida uma técnica de medida de ϕ_m e ϕ_L de um sistema homódino com modulação em fase, através da análise do sinal de saída nos terminais do fotodiodo.

Para essa medição é necessário unicamente um aparelho analisador de espectros que funcione na faixa de trabalho do

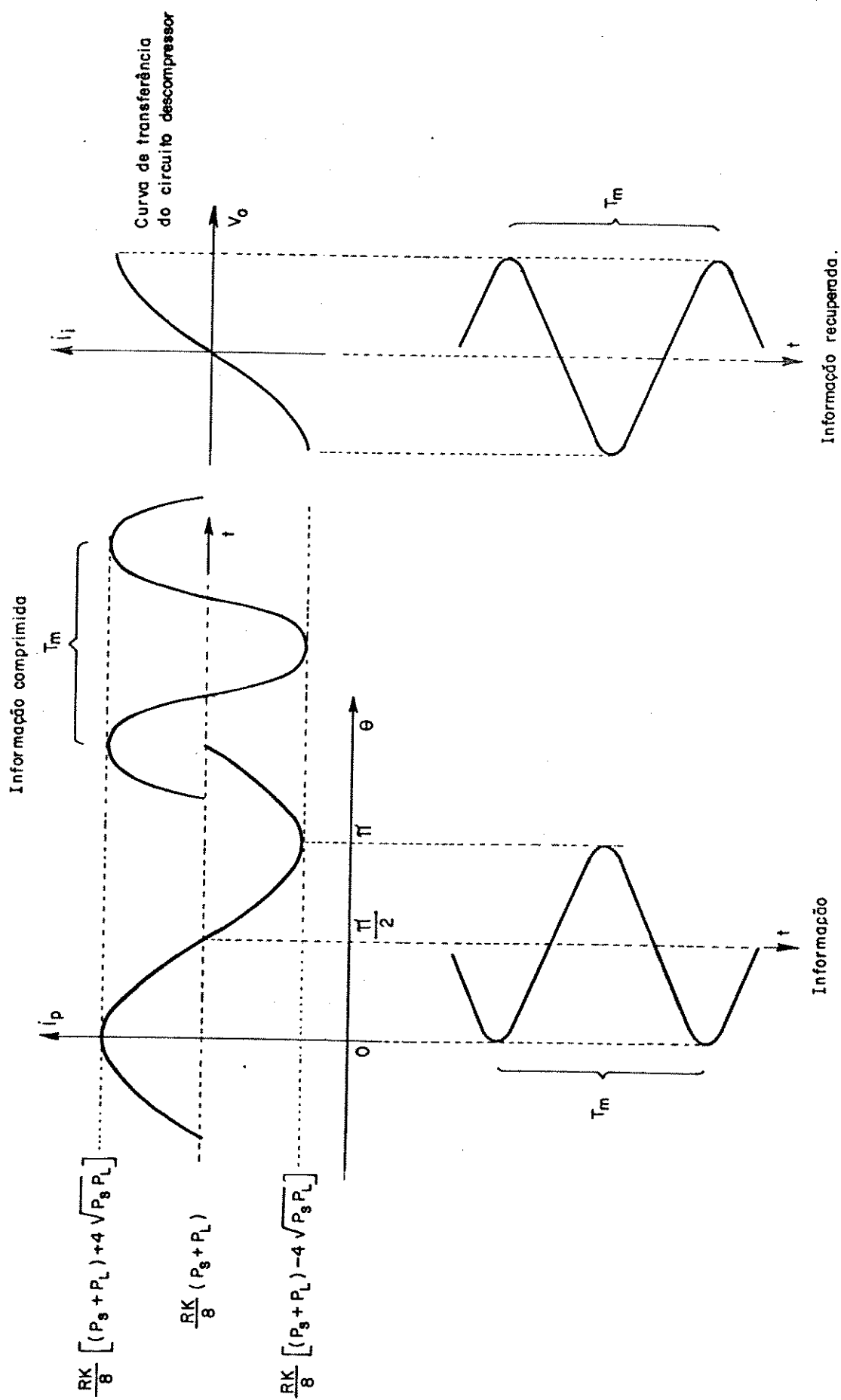


Fig 3.5.3 — Curva de $i_p = f(\theta)$ e curva de transferência do circuito decompressor com um sinal de $\phi_m = \frac{\pi}{2}$ radianos com $\phi = \frac{\pi}{2}$ radianos

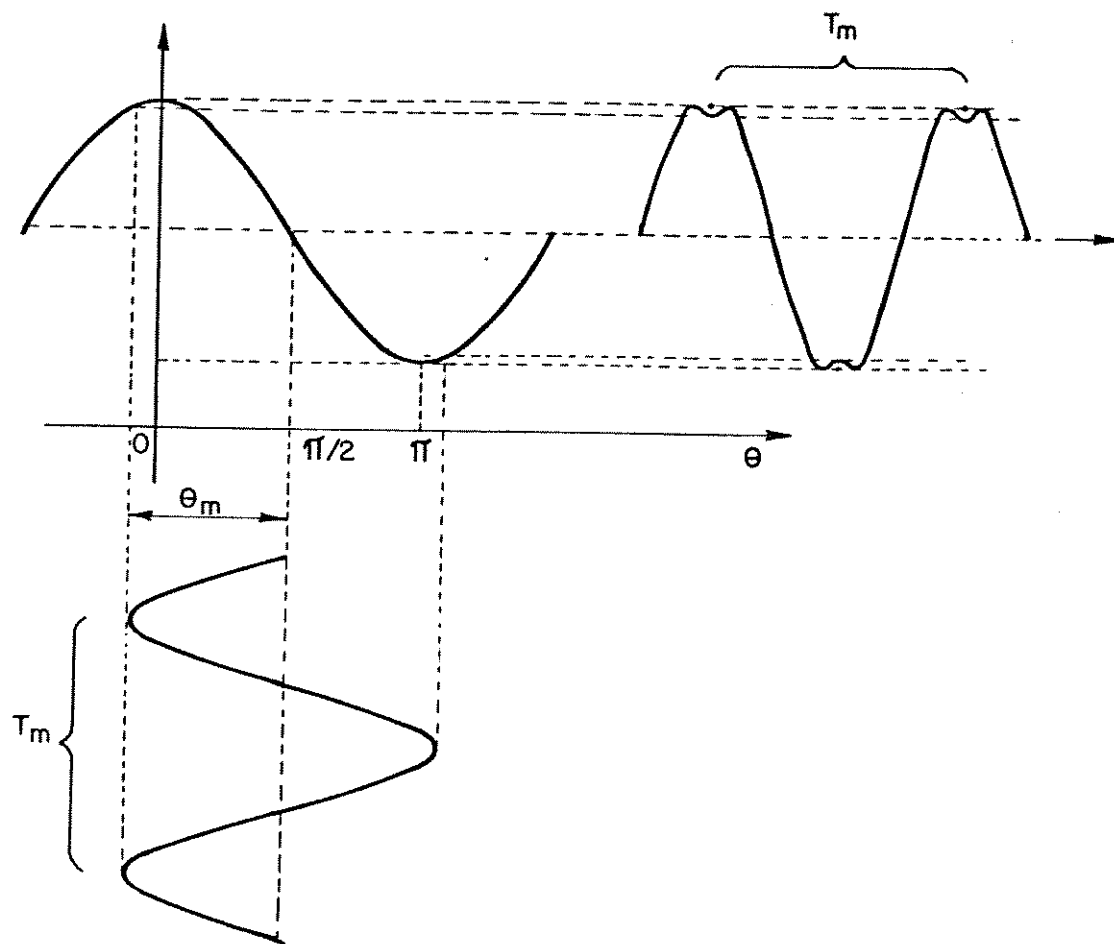


Fig.3.5.4 — Curva de $i_p = f(\theta)$ com um sinal de $\phi_m > \frac{\pi}{2}$ radianos
e $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos

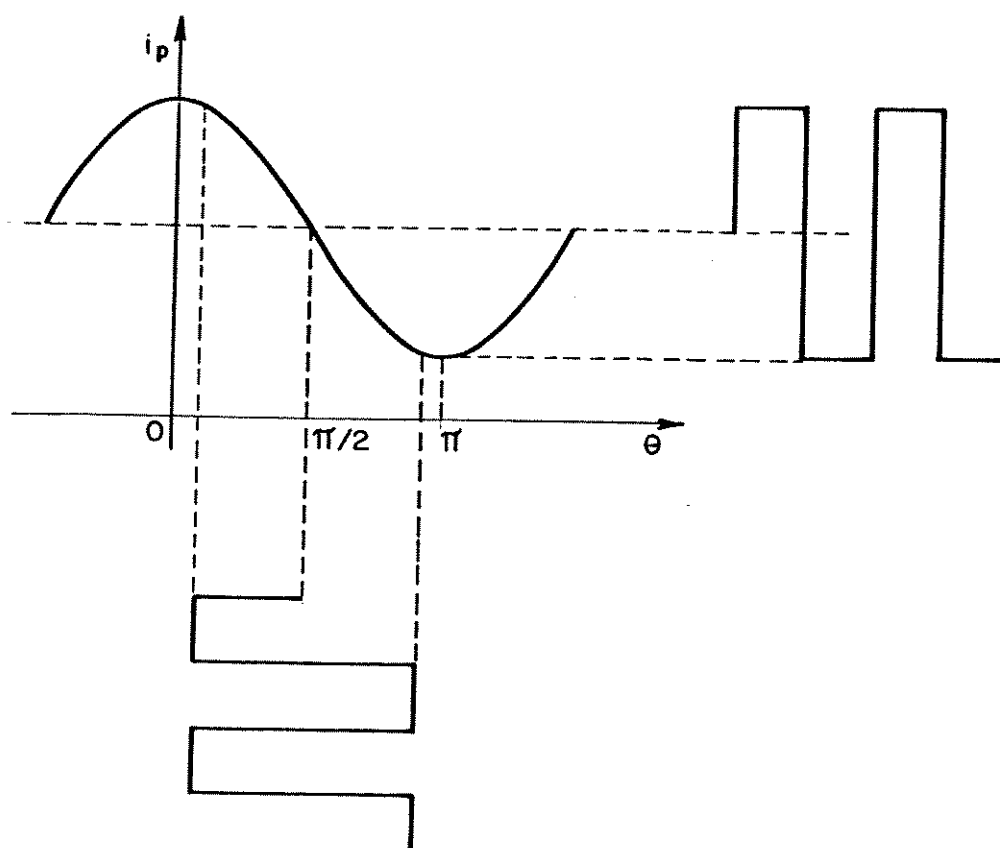


Fig.3.5.5 — Curva de $i_p = f(\theta)$ e uma informação digital.

sistema em questão. Bastará que o sinal nos terminais do fotodiodo seja levado à entrada do analisador de espectros para que a montagem esteja completa.

A entrada do sistema é então alimentada com uma informação monotonal de amplitude constante do tipo mostrado na equação (3.4.1).

Será chamada de A_n a amplitude de cada componente de ordem n nos terminais do fotodiodo. Observando a equação (3.4.7), pode-se escrever:

$$A_0 = \frac{RK}{8} (P_S + P_L) + \frac{RK}{4} \sqrt{P_S P_L} [\cos \phi_L J_0(\phi_m)] \quad (3.6.1)$$

$$A_1 = \frac{RK}{2} \sqrt{P_S P_L} [\sin \phi_L J_1(\phi_m)] \quad (3.6.2)$$

$$A_2 = \frac{RK}{2} \sqrt{P_S P_L} [\cos \phi_L J_2(\phi_m)] \quad (3.6.3)$$

$$A_3 = \frac{RK}{2} \sqrt{P_S P_L} [\sin \phi_L J_3(\phi_m)] \quad (3.6.4)$$

E assim sucessivamente para n qualquer.

Inicialmente é necessário medir as componentes A_1 , A_2 e A_3 , utilizando-se o analisador de espectros. Calcula-se então as razões A_1/A_3 e A_1/A_2 . Nota-se que as seguintes relações são válidas:

$$\frac{A_1}{A_3} = \frac{J_1(\phi_m)}{J_3(\phi_m)} \quad (3.6.5)$$

$$\frac{A_1}{A_2} = \tan \phi_L \frac{J_1(\phi_m)}{J_2(\phi_m)} \quad (3.6.6)$$

Medido o valor de $\frac{A_1}{A_2}$, entra-se na tabela de $\frac{J_1(\phi_m)}{J_2(\phi_m)}$ para vários valores de ϕ_m que se encontra no Anexo I ao final desse trabalho e anota-se o valor de ϕ_m correspondente. Com esse valor de ϕ_m assim encontrado, entra-se novamente na tabela e anota-se o valor de $\frac{J_1(\phi_m)}{J_3(\phi_m)}$ correspondente.

Com o valor de $\frac{A_1}{A_2}$ medido e o valor de $\frac{J_1(\phi_m)}{J_2(\phi_m)}$ achado na tabela, utiliza-se a equação (3.6.6) e encontra-se o valor de $\tan \phi_L$ e portanto o valor de ϕ_L .

Porém, quando se trabalha com valores pequenos de ϕ_m , a componente de ordem $n = 3$ apresenta uma amplitude A_3 muito baixa e difícil de ser medida. Nesse caso, basta fazer com que ϕ_L varie entre 0 e 2π radianos de forma que A_1 e A_2 variem entre um valor mínimo e um valor máximo. Anotam-se os valores máximos dessas componentes. Sabe-se que A_1 é máximo quando ϕ_L passa pelo valor de $\frac{\pi}{2}$ radianos (portanto $\sin \phi_L = 1$) e que A_2 é máximo quando $\phi_L = 0$ radiano (portanto $\cos \phi_L = 1$). Nessas condições, pode-se dizer que:

$$\frac{A_{1\text{máx}}}{A_{2\text{máx}}} = \frac{J_1(\phi_m)}{J_2(\phi_m)} \quad (3.6.7)$$

Portanto, o valor de ϕ_m pode ser encontrado através da tabela de $\frac{J_1(\phi_m)}{J_2(\phi_m)}$.

REFERÊNCIAS

- [1] Y. Yamamoto, "Receiver Performance Evaluation of Various Digital Optical Modulation - Demodulation Systems in the 0.5-10 μ m Wavelength Region", IEEE J. Quantum Electronics, vol. QE 16, nº 11, p. 1251-9, Novembro 1980.
- [2] T. Okoshi, "Ultimate Performance of Heterodyne/ Coherent Optical Fiber Communications", J. of Lightwave Technology, vol. LT-4, nº 10, p. 1556-62, 1986.
- [3] L.G. Kazousky, "Coherent Optical Receivers: Performance Analysis and Laser Line width Requirements", Optical Engineering, vol. 25, nº 4, p. 575-9, Abril 1986.
- [4] D.W. Smith, "Coherent Fiberoptic Communications", Laser Focus/ Electro-Optics, p. 92-106, Novembro 1985.
- [5] T.G. Hodgkinson, "Receiver Analysis for Synchronous Coherent Optical Fiber Transmission Systems", J. of Lightwave Technology, vol. LT-5, nº 4, p. 573-86, Abril 1987.
- [6] J.M. Senior, "Optical Fiber Communications, Principles and Practice", Prentice-Hall International, London, 1985.
- [7] H.A. Haus, "Waves and Fields in Optoelectronics", Prentice-Hall, Inc., 1984.
- [8] A.B. Carlson, "Sistemas de Comunicações", McGraw Hill do Brasil, 1981.

CAPÍTULO 4

Implementação do Sistema

4.1 - Sistema homódino com oscilador local simulado

Conforme o que foi visto no item 3.1 do capítulo anterior, a principal dificuldade de se implementar um sistema homódino com modulação em fase está nos problemas encontrados quando se procura conseguir uma fonte óptica (Laser) que atenda as características de estabilidade, pureza espectral e largura de linha requeridas para essa aplicação. Além disso, torna-se necessário um sensível e estável sistema de controle de frequência do laser que funciona como oscilador local.

Para atender a todos esses requisitos, a melhor escolha seria optar pelo uso de lasers a semicondutores com cavidade externa. Porém, apenas se está começando a estudar esse tipo de laser no Brasil, fazendo com que seja difícil a sua construção devido à falta de dispositivos e equipamentos disponíveis no país. No caso específico desse trabalho, a morosidade da importação de equipamentos tornaram inviável o uso de lasers de cavidade externa na montagem implementada.

Sendo assim, optou-se pelo uso do laser de Hélio - Neônio (He-Ne) por apresentar uma largura de linha estreita e também pelo fato de apresentar radiação de comprimento de onda dentro da faixa da luz visível (nesse caso, o raio fornecido pelo laser é de cor vermelha), o que facilita em muito todos os alinhamentos do sistema (acoplamento laser/fibra e fibra/fotodetector). O uso de laser de He-Ne também possui a vantagem de já estar sendo fabricado no país. Porém, restava ainda o problema de como seria feito o controle da frequência óptica gerada pelo laser que operaria como oscilador local, uma vez que os lasers de He-Ne disponíveis não possuem qualquer tipo de ajuste de sintonização. Esse problema foi contornado da seguinte forma: uma parcela de potência radiada pelo laser usado no transmissor foi desviada antes de ser modulada. Esse sinal foi então levado ao

receptor de modo a fazer o papel do oscilador local como tivesse sido gerado por outro laser operando na mesma frequência óptica do transmissor. Por esse motivo, o sistema montado possui um oscilador local simulado.

Para separar essa parcela do sinal do laser no transmissor, foi usado um acoplador óptico em fibra monomodo, sendo que um trecho de fibra óptica monomodo ficou encarregado de guiar o sinal que simula o oscilador local ao receptor. Foi tomado o cuidado de fazer com que a diferença entre os comprimentos dos caminhos ópticos percorridos pelo sinal modulado e o sinal relativo ao oscilador local fosse a menor possível, com o objetivo de evitar uma perda de coerência entre esses dois sinais quando esses fossem combinados no receptor.

A Figura 4.1.1 mostra o esquema básico da montagem utilizada. Observando-se a Figura 4.1.1, fica claro que o sistema assim montado é na verdade um interferômetro de Mach-Zehnder feito todo em fibra óptica. Esse tipo de montagem é muito usado para confecção de sensores por fibra óptica.

O restante desse capítulo se dedicará a descrever detalhes práticos da montagem do sistema, passando por cada componente do sistema, finalizando com a montagem do conjunto e algumas medidas executadas.

4.2 - O Interferômetro de Mach-Zehnder em fibra óptica

O interferômetro de Mach-Zehnder consiste em dividir a potência do sinal radiado por uma fonte (laser) em dois caminhos distintos e recombina-los novamente de forma que os dois sinais assim criados interfiram um com o outro.

Existem basicamente dois modos de se implementar um interferômetro de Mach-Zehnder [1]. O método mais antigo consiste no uso de óptica convencional que utiliza dois "beam splitters" (divisores de raios) e espelhos. O "beam splitter" ou divisor de raios consiste em um semi-espelho que não interfere na passagem do sinal, porém rouba-lhe uma parcela de sua potência que é refletida em outra direção. Esse tipo de dispositivo pode ser construído com a disposição de uma fina camada de prata sobre

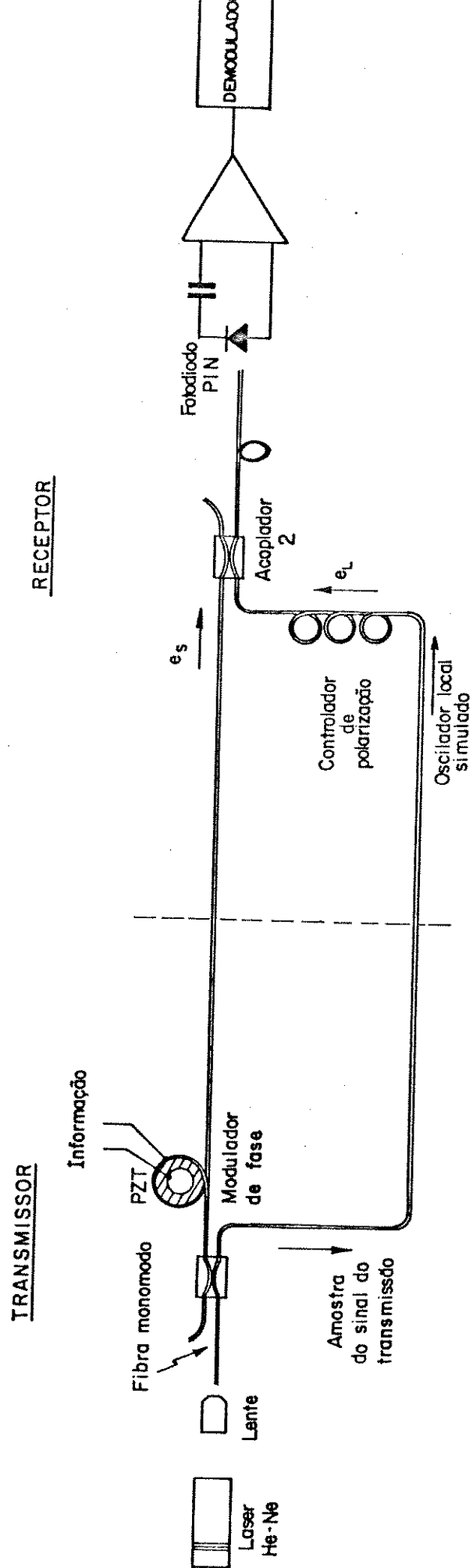


Fig. 4.1.1 - Esquema básico do sistema homódino com modulação em fase e oscilador local simulado.

uma lâmina de vidro, sendo que a espessura dessa camada define o grau de reflexão do raio incidente, ou seja, define a porcentagem da potência refletida. A Figura 4.2.1 mostra o esquema de um interferômetro de Mach-Zehnder utilizando esse tipo de dispositivo.

O outro método de construir-se um interferômetro de Mach-Zehnder é utilizar fibras ópticas monomodo para guiar os sinais por todos os percursos do interferômetro através do uso de acopladores confeccionados a partir de fibras monomodo. Nesse caso, os acopladores ópticos encarregam-se de distribuir a potência do sinal de entrada entre ambos os braços do interferômetro e recombiná-los na saída. Tais acopladores substituem diretamente os "beam splitters" da montagem anterior. A Figura 4.2.2 mostra o esquema de um interferômetro de Mach-Zehnder todo montado em fibra óptica monomodo.

A grande vantagem de se utilizar um interferômetro montado em fibra óptica está na grande diminuição dos efeitos das vibrações mecânicas aleatórias que normalmente produzem desalinhamentos dos componentes ópticos em um interferômetro convencional. Porém, o interferômetro em fibra apresenta a desvantagem de estar susceptível a variações muito pequenas de temperatura entre seus braços, uma vez que a dilatação térmica da fibra altera significativamente o comprimento de cada braço, o que influencia diretamente no sinal de saída. No entanto, essa característica deixa de ser uma desvantagem quando esse tipo de montagem é utilizada exatamente com sensor de temperatura, onde é explorado justamente esse efeito térmico.

O interferômetro de Mach-Zehnder em sua montagem em fibra monomodo é atualmente utilizado na confecção de sensores não só de temperatura como citado anteriormente mas em sensores de pressão, vibração, aceleração, rotação, deslocamento, campos elétricos e magnéticos, corrente elétrica, deformação e outros tantos que a cada dia surgem na literatura específica. Todos esses tipos de sensores estão sendo implementados através de pequenas modificações sobre a estrutura básica desse tipo de interferômetro.

Não é somente o interferômetro de Mach-Zehnder que es-

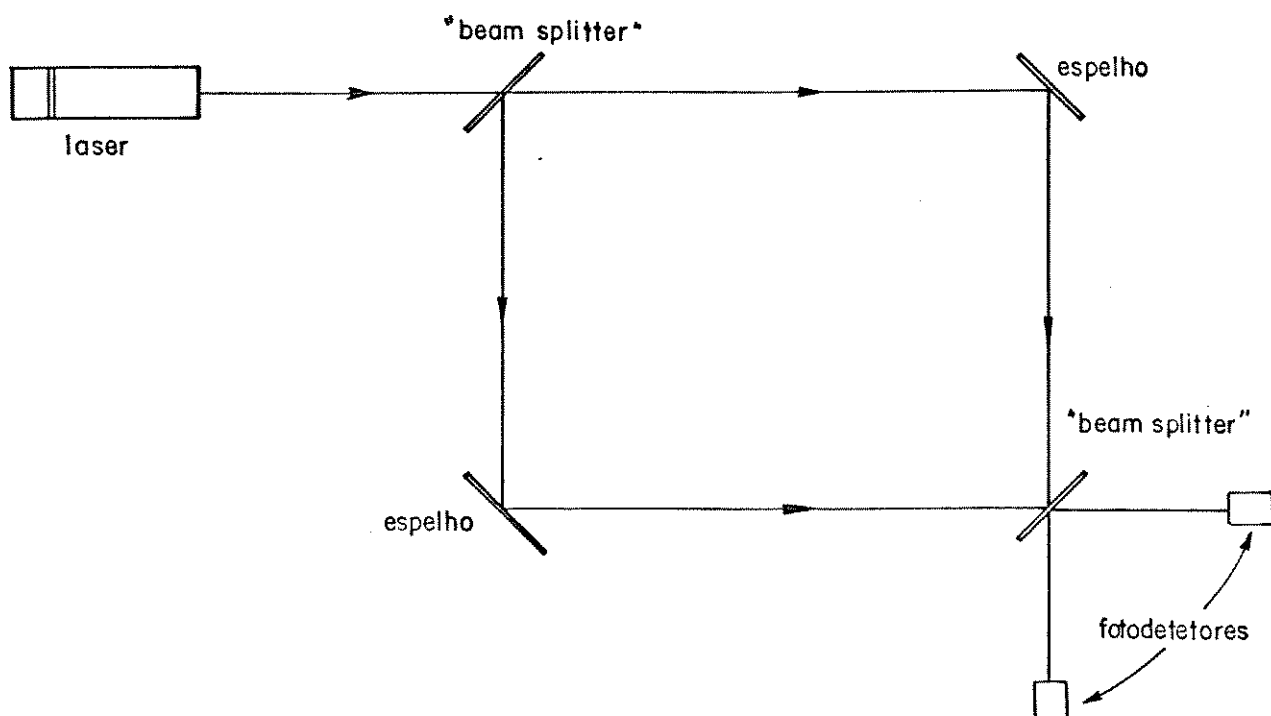


Fig. 4.2.1 – Esquema do interferômetro de Mach-Zehnder utilizando óptica convencional.

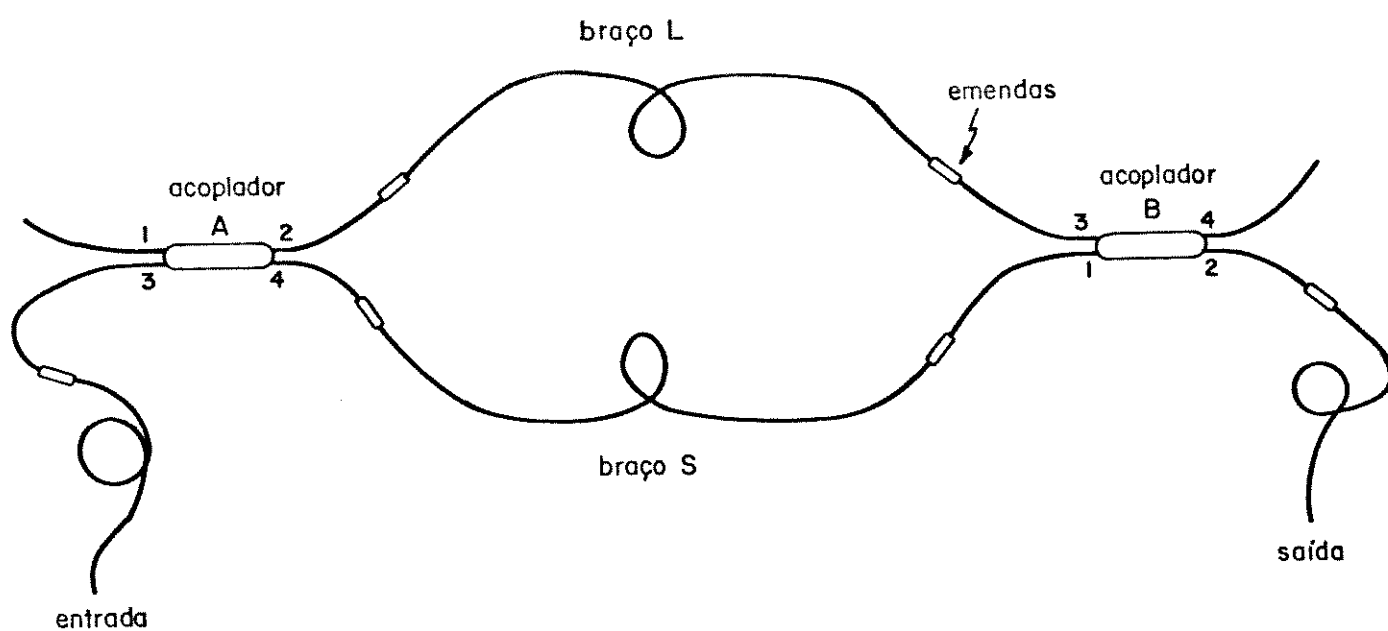


Fig. 4.2.2 – Esquema do Interferômetro de Mach-Zehnder todo montado em fibra óptica monomodo.

tã sendo usado em sensores. Outros tipos de interferômetros tam**be**m o sã**o**, mesmo que em menor escala, como o interferômetro de Michelson e o interferômetro de Fabry-Perot. Porém, o interferômetro de Mach-Zehnder é o mais utilizado por apresentar duas grandes vantagens sobre os demais. A primeira está no fato de a realimentação óptica para a fonte de luz ser muito baixa. Isso se torna muito importante quando essa fonte de luz é um laser, que tende a introduzir mudanças aleatórias em sua frequência de operação quando um sinal fora de fase é realimentado em sua cavidade [1]. A segunda vantagem consiste no fato de o interferômetro de Mach-Zehnder fornecer duas saídas que fornecem sinais em contrafase entre si e que possuem amplitudes iguais somente quando os sinais que chegam por ambos os braços do interferômetro estão em quadratura (o que equivale dizer que $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos, visto no capítulo anterior). Essa característica pode ser utilizada para a confecção de um servo-mecanismo que mantenha o interferômetro em sua máxima sensibilidade [3].

Como foi concluído ao final do item 4.1, o sistema ho**m**odino com modulação em fase e oscilador local simulado nada mais é que um interferômetro de Mach-Zehnder montado em fibra óptica monomodo ao qual acrescenta-se um modulador de fase a um dos braços do interferômetro.

4.3 - O Laser de Hélio-Neônio

O laser de Hélio-Neônio consta basicamente em uma cavi**d**ade ressonante constituída de um espelho e um semiespelho dis**postos** axialmente um em frente ao outro, entre os quais é contida uma mistura gasosa, composta tipicamente de 1,0mm Hg de Hélio e 0,1mm Hg de Neônio [4], que recebe uma descarga elétrica de forma contínua.

A Figura 4.3.1 mostra uma montagem típica de um laser à gás, que é o caso do laser de He-Ne. Normalmente, a mistura gasosa fica contida em uma ampola de vidro que possui as extremidades inclinadas em relação ao eixo principal do laser segundo o ângulo de Brewster θ_B para o qual a radiação gerada dentro da ampola é transmitida para o meio externo sem refle-

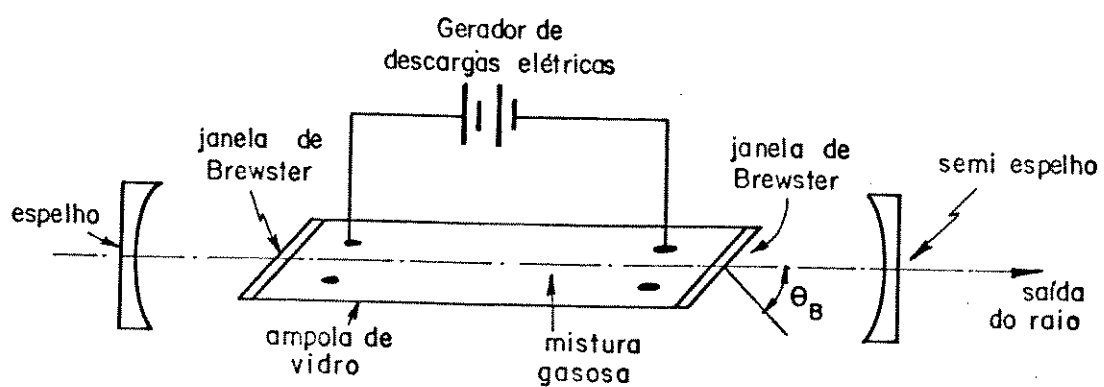


Fig. 4.3.1 — Montagem típica de um laser a gás.

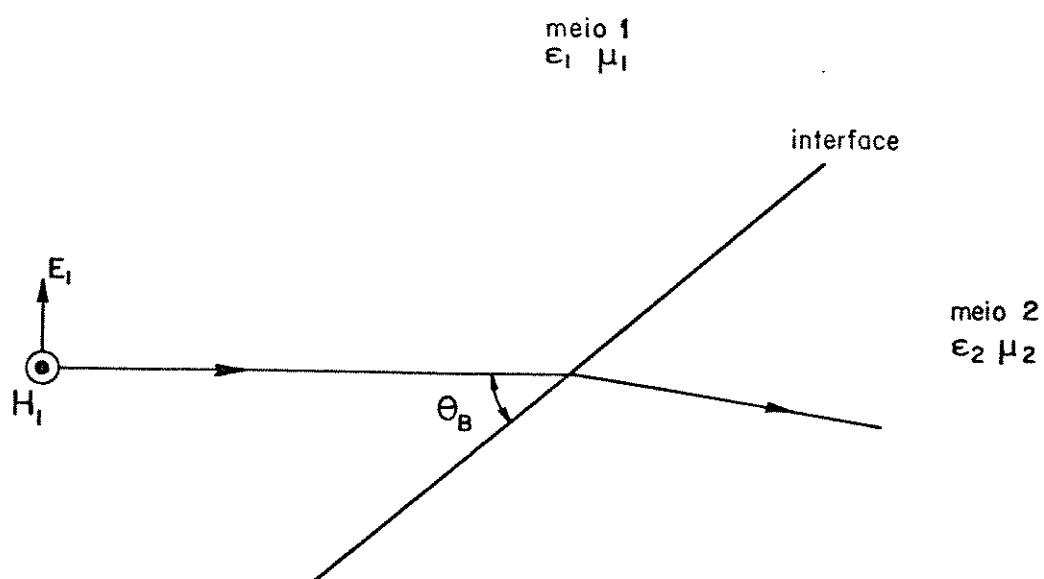


Fig. 4.3.2 — Detalhe de uma janela de Brewster

xão. Essas extremidades são então chamadas de janelas de Brewster, as quais podem ser acrescentados filtros, dependendo do comprimentos de onda predominante desejado na saída do laser. A Figura 4.3.2 mostra uma interface entre os dois meios sobre a qual uma onda plana incide segundo o ângulo de Brewster θ_B . Caso $\mu_1 = \mu_2 = \mu_0$, pode ser demonstrado [5] que o valor de θ_B é dado por:

$$\theta_B = \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{\frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}} \quad (4.3.1)$$

A Figura 4.3.3 mostra o esquema dos principais níveis de energia do Hélio e do Neônio envolvidos nas transições responsáveis pelas radiações no visível (feixe vermelho) e no infravermelho.

A operação do laser funciona da seguinte forma. Os elétrons energizados pela descarga elétrica mantida dentro da ampola de vidro excitam os átomos de Hélio em vários níveis. Esses átomos excitados começam a passar por uma série de transições em cascata no sentido de voltarem a ser átomos não excitados (emissão espontânea). Porém, surgirá uma concentração de átomos excitados nos níveis 2^3S e 2^1S chamados de estados metaestáveis por não serem completamente estáveis mas que possuem tempo de vida de 10^{-4} e $5 \cdot 10^{-6}$ segundos respectivamente, o que é considerado uma vida longa. Uma vez que esses estados metaestáveis correspondem em energia aos níveis 2S e 3S dos átomos de Neônio, os átomos de Hélio podem excitar os de Neônio nesses níveis. Só agora então serão geradas as radiações estimuladas, através das transições dos átomos de Neônio. Portanto, a presença do Hélio faz parte do sistema de "bombeamento" do laser para que haja inversão de população e emissão estimulada.

No decaimento do Neônio ao seu estado não excitado são geradas radiações de três comprimentos de onda distinta:

- a) $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$. Resultado da transição do Neônio do nível 3S para o último nível do grupo 2p. Depois, o átomo decai ao estado metaestável 1S que possui um tempo de vida bem menor que o nível mais alto 3S. Os átomos em 1S colidem com as paredes do tubo de descarga voltando ao estado não excitado,

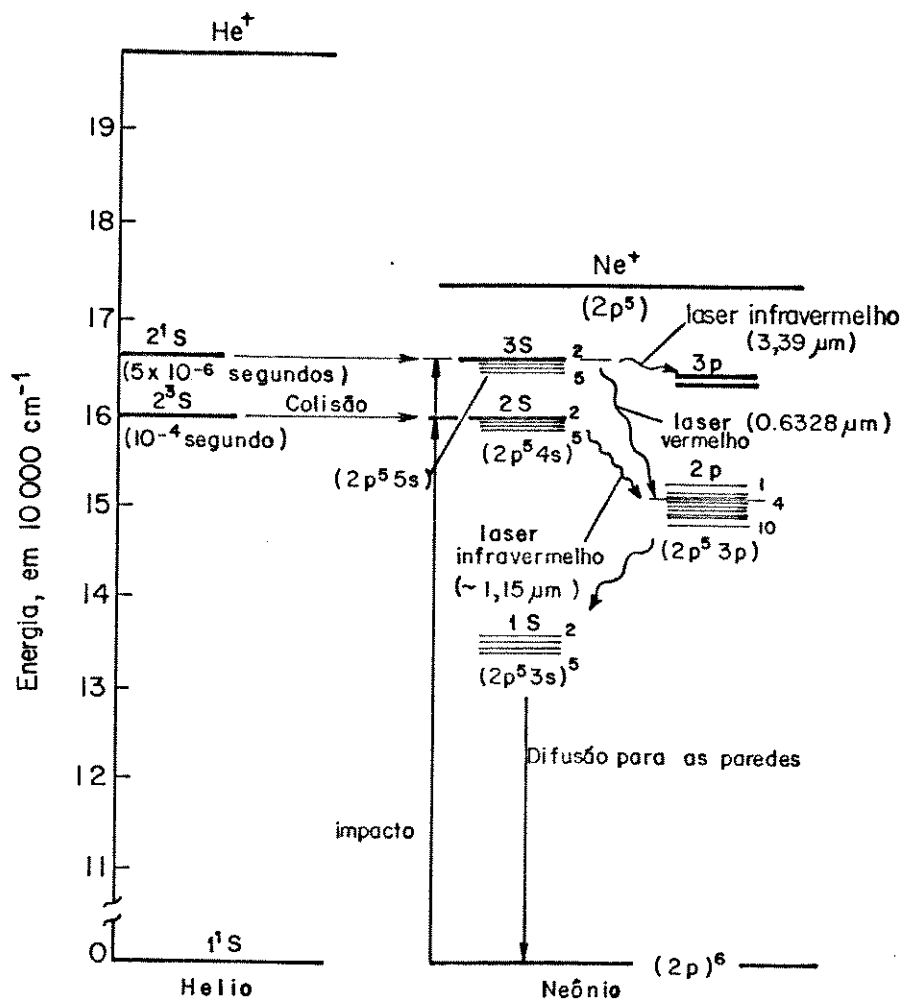


Fig.4.3.3 — Diagrama de níveis de energia e transições presentes no laser de He-Ne.

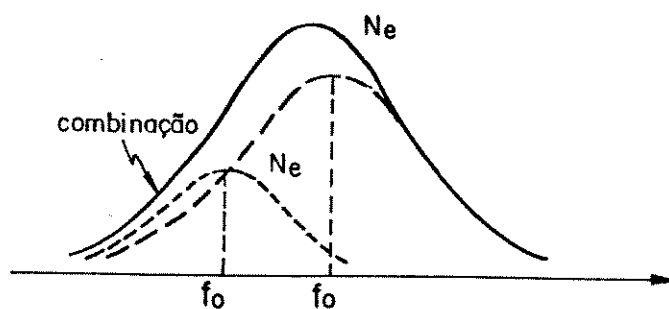


Fig. 4.3.4 — Alargamento de linha do laser devido a não homogeneidade do gás.

pronto para encontrar um átomo de Hélio excitado e recomeçar o ciclo. Por esse motivo, esse tipo de laser tem maior ganho quanto menor o diâmetro do tubo de descarga.

- b) $\lambda = 1,15\mu\text{m}$. Resultado da transição de Ne do nível 2S para 2p.
- c) $\lambda = 3,39\mu\text{m}$. Resultado da transição do Ne do nível 3S para 3p. Esse tipo de radiação rouba o ganho da radiação em $0,6328\mu\text{m}$ uma vez que utiliza o mesmo nível como fonte, esvaziando a população em 3S. Para evitar esse problema, os lasers em $0,6328\mu\text{m}$ utilizam certos tipos de materiais colocados nas janelas de Brewster para absorver as radiações em $3,39\mu\text{m}$ e impedir a realimentação pelos espelhos da cavidade.

Sendo que essas transições ocorrem entre níveis precisos de energia, seria lógico esperar que a largura de linha desse tipo de laser fosse muito estreita. Porém, existem alguns fatores que promovem o alargamento do espectro de radiação desses lasers. Serão mencionados a seguir dois desses fatores.

A não homogeneidade do gás contido no tubo de descarga pode aumentar a largura de linha do laser. Como na natureza, o Neônio é encontrado em dois tipos de isótopos com massas atômicas de 20 u.m.a. e 22 u.m.a., em uma proporção de 80% e 20%, respectivamente, a combinação entre esses dois gases, que possuem transições de energias levemente diferentes, provoca um aumento na largura de linha total [6]. A Figura 4.3.4 ilustra esse efeito.

Outra grande causa do alargamento de linha do laser é devido ao efeito Doppler. A movimentação diversa entre vários átomos do gás em relação a um observador faz com que a frequência f_0 da radiação gerada por cada átomo seja modificada na direção do observador.

O laser utilizado nesse trabalho é o laser de Hélio-Neônio feito pela empresa "Spectra Physics" de 0,95mW de potência. O diagrama de radiação, em campo distante, desse laser foi medido no laboratório [7] e é apresentado na Figura 4.3.5. Lasers semelhantes estão sendo fabricados no Brasil pela "Opto Eletrônica São Carlos", em São Carlos, SP.

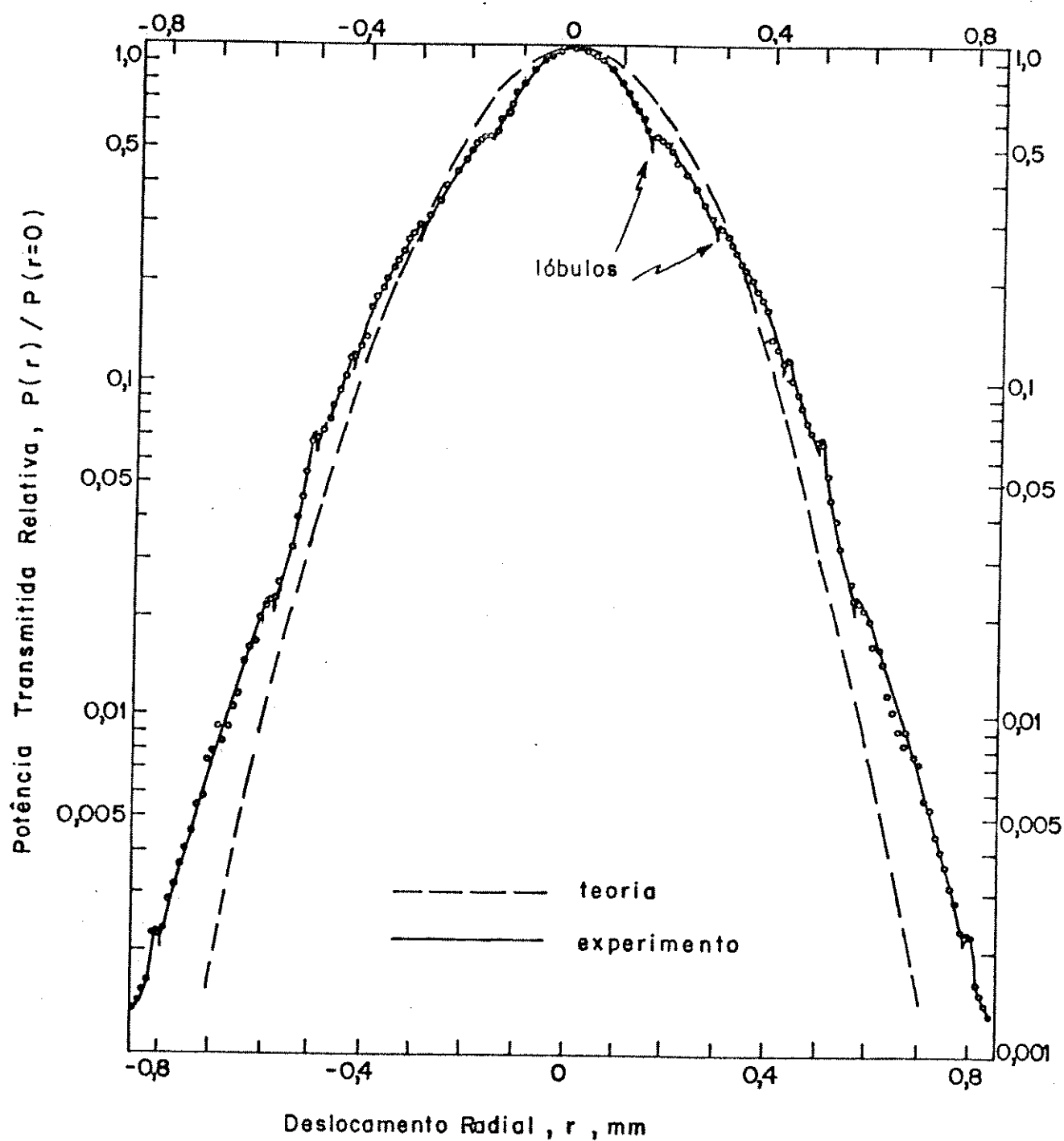


Fig. 4.35 - Variação radial da potência de um feixe gaussiano de um laser de He-Ne. Os parâmetros são: $W_0 = 0,27$ mm e $z = 370$ mm

4.4 - A Fibra Monomodo

A fibra monomodo utilizada no sistema foi confeccionada pelo Centro de Pesquisa e Desenvolvimento da TELEBRÁS (CPqD-TELEBRÁS) em Campinas, SP. A Figura 4.4.1 mostra o esquema de um corte transversal dessa fibra.

A fibra óptica é fabricada a partir de um tubo de sílica o qual chamou-se preforma. O CPqD-TELEBRÁS usou o método conhecido por M.C.V.D. (Modified Chemical Vapour Deposition) no qual o material da preforma constituirá a casca da fibra e a diferença de índice de refração do núcleo é obtida pela deposição de impurezas na parede interna do tubo. Para efetuar essa deposição, a preforma é presa ao eixo de um torno que gira com uma rotação constante enquanto é injetado no interior da preforma um fluxo de gases que levam os dopantes. Estes gases geralmente são o SiCl_4 e GeCl_4 , que são carregados por oxigênio, O_2 . Durante o processo, a preforma é percorrida externamente por uma chama que eleva sua temperatura a aproximadamente 1.600°C , fazendo com que haja uma deposição de SiO_2 e GeO_2 . A Figura 4.4.2 ilustra o processo de deposição.

Depois, a preforma passa pelo processo que se chama puxamento da fibra, na qual a preforma é colocada verticalmente em uma torre de puxamento onde é introduzida lentamente em um forno de resistência de grafite. Nesse ponto, a preforma funde-se e a fibra é então puxada, revestida e recolhida por uma bobina. A Figura 4.4.3 mostra o esquema de uma torre de puxamento.

A Figura 4.4.4 mostra como varia o índice de refração da preforma em função de seu raio, além de indicar qual seria o perfil de índice de grau equivalente (gráfico retangular). Com essa preforma foi puxada a fibra utilizada na montagem (M-706) cujas características são dadas a seguir.

A Figura 4.4.5 mostra a atenuação da fibra em função do comprimento de onda do sinal por ela guiado. A linha tracejada mostra a atenuação própria da fibra de sílica enquanto a curva contínua indica a perda decorrente do desaparecimento do segundo modo de propagação na fibra. No caso, a fibra é monomodo para $0,6328\mu\text{m}$ de comprimento de onda. O ensaio foi feito para

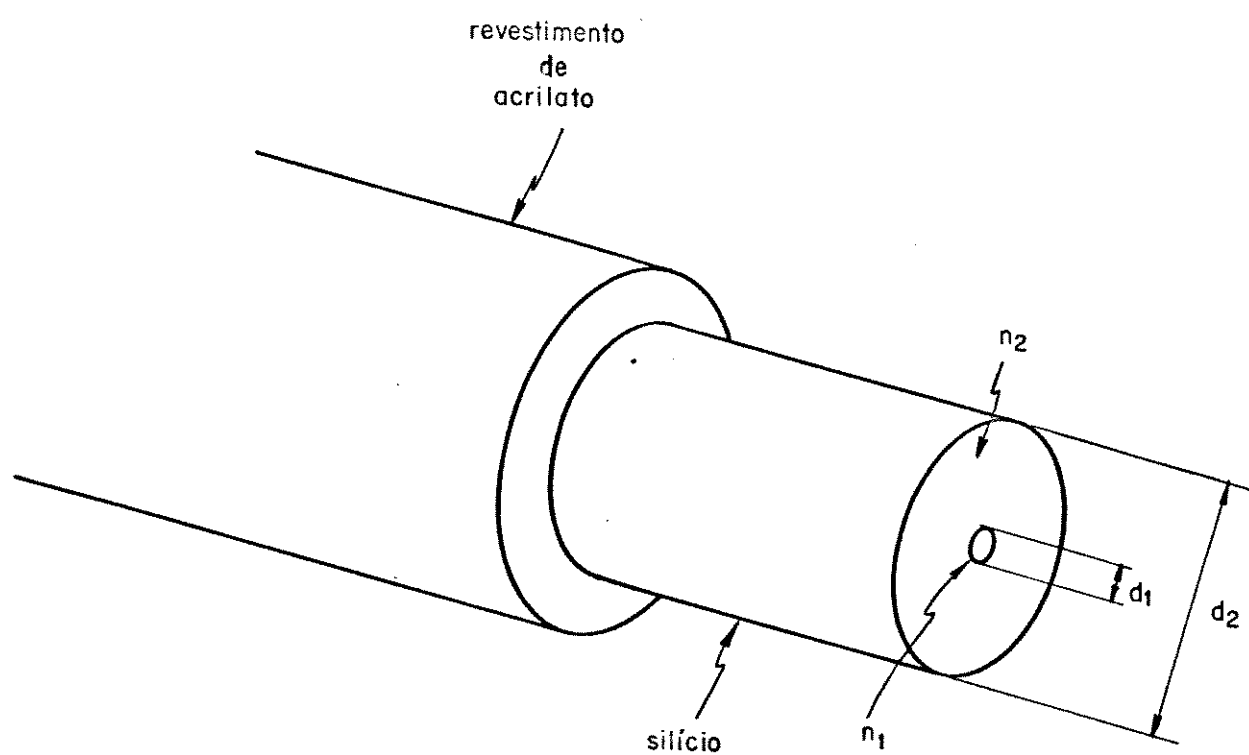


Fig. 4.4.1 - Esquema do corte transversal da fibra utilizada.

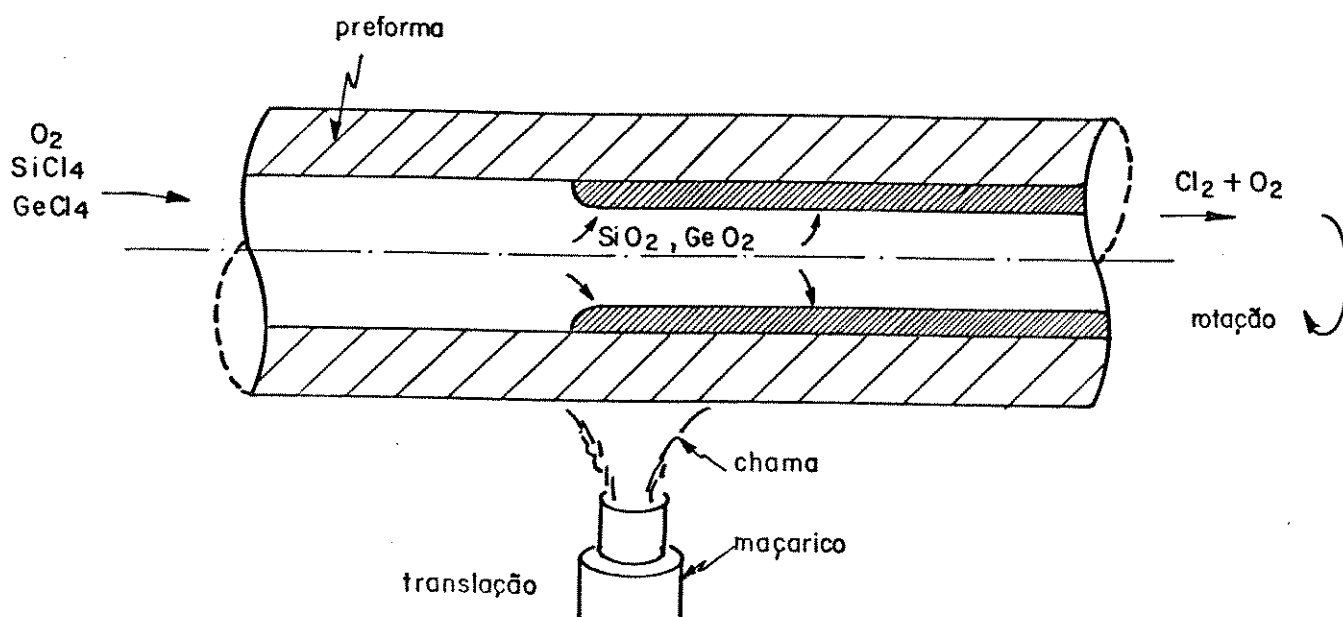


Fig. 4.4.2 – Esquema do processo de deposição de impurezas na preforma

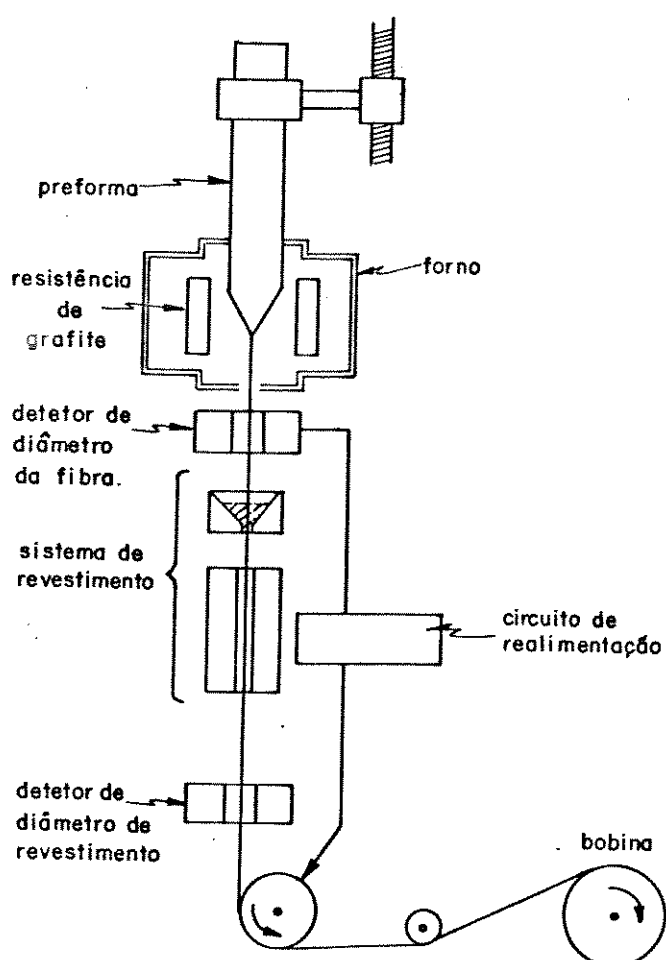


Fig. 4.4.3 – Esquema de uma torre de puxamento.

INDICE DE REFRAÇÃO-PREFORMA

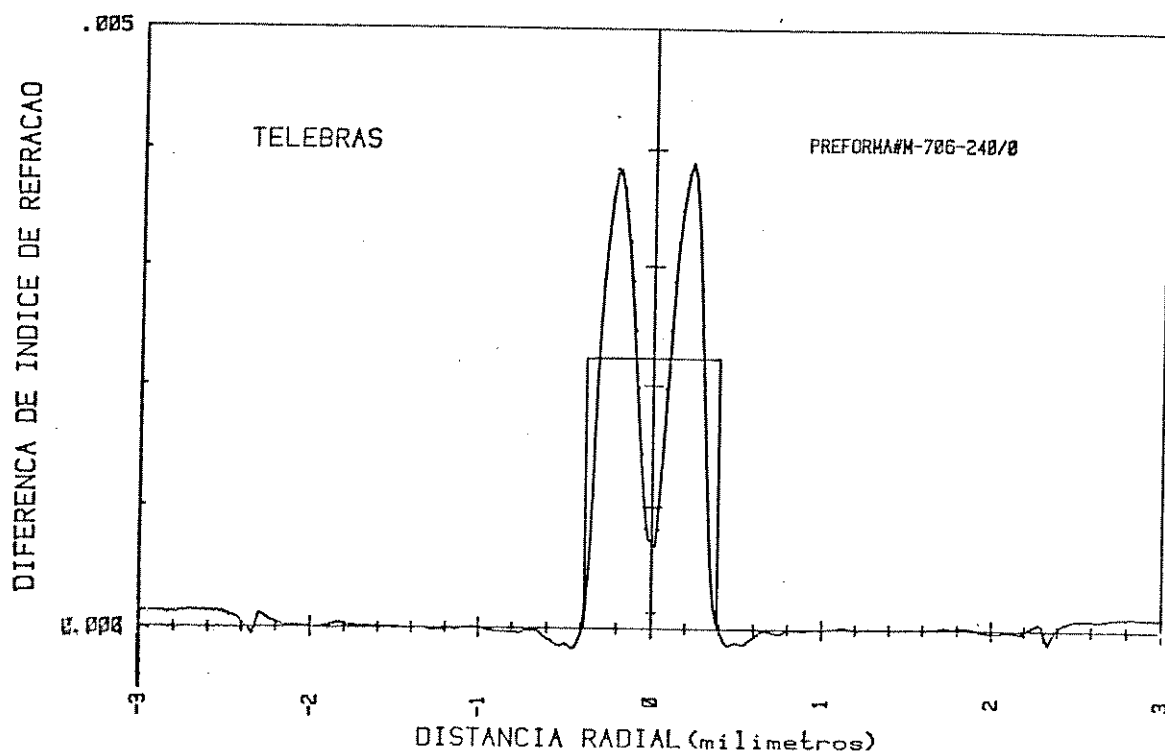


Figura 4.4.4 - Variação do índice de refração da preforma em função de seu raio

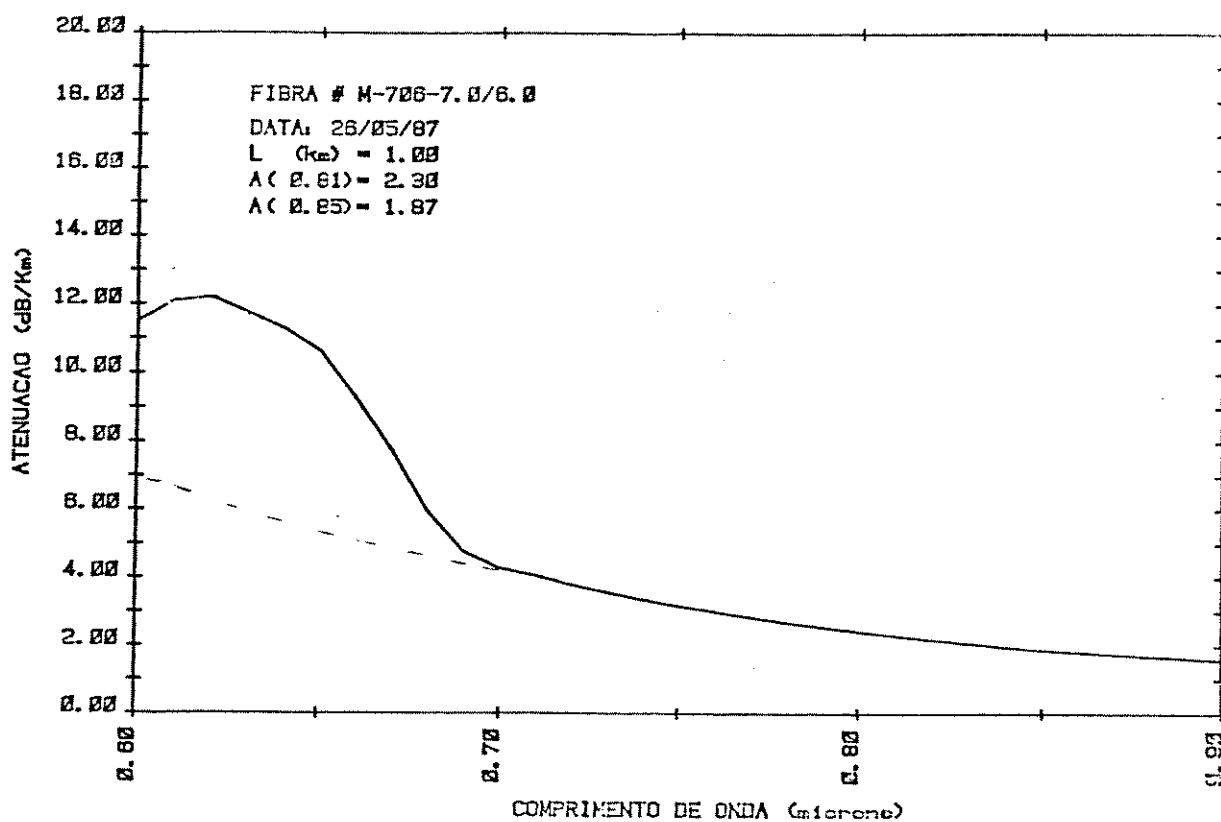


Figura 4.4.5 - Dados de atenuação da fibra utilizada

1km de fibra.

Outros dados da fibra:

- diâmetro do núcleo : $d_1 = 4,6\mu\text{m}$
- diâmetro da casca : $d_2 = 92,5\mu\text{m}$
- índice de refração da casca : $N_2 = 1,457$ (da sílica)
- índice de refração do núcleo : $N_1 = 1,459$ (o acréscimo em relação à casca é dado pela Figura 4.4.3)
- Módulo de Young : $E = 7,2 \times 10^{10} \text{ N/m}^2$

Todas as medidas foram feitas no laboratório de caracterização do CPqD-TELEBRÁS.

4.5 - Acoplamento laser/fibra

Para lançar a radiação produzida pelo laser na fibra monomodo foi necessário o uso de uma lente objetiva de microscópio e uma série de posicionadores micrométricos para o alinhamento do sistema. Tal sistema tem o objetivo de lançar o máximo de potência proveniente do laser na fibra, por meio da adequação do feixe gaussiano do laser mostrado na Figura 4.3.5 à entrada da fibra de diâmetro de $4,6\mu\text{m}$ (diâmetro do núcleo).

A Figura 4.5.1 mostra a fotografia do sistema de acoplamento laser/fibra. Nesse caso, foi utilizada uma lente objetiva de microscópio da Carl-Zeiss Jena com aumento de vinte vezes.

Para se efetuar o alinhamento do conjunto, foi inicialmente ajustado o posicionamento da lente em refração ao laser, garantindo-se que o feixe percorre uma trajetória paralela à mesa. Depois, com a ajuda dos posicionadores micrométricos, foi ajustada a posição da fibra em relação à lente observando o sinal de saída do interferômetro e buscando maximizar esse sinal. Uma boa clivagem da extremidade da fibra é um fator muito importante para um bom acoplamento do feixe do laser.

Apesar de o método utilizado no laboratório para se efetuar os ajustes necessários ser empírico, há a possibilidade de se efetuarem os cálculos que indicam qual o melhor posiciona-

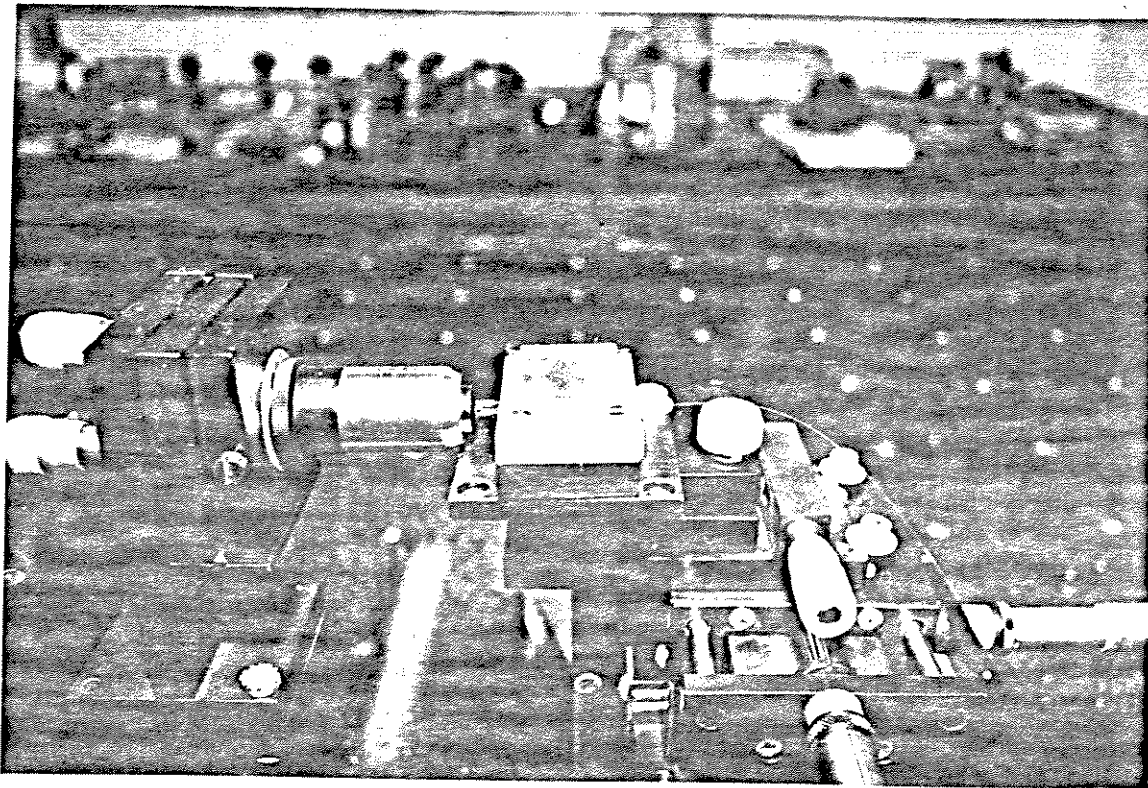


Fig. 4.5.1 - Fotografia do acoplamento Laser / Fibra

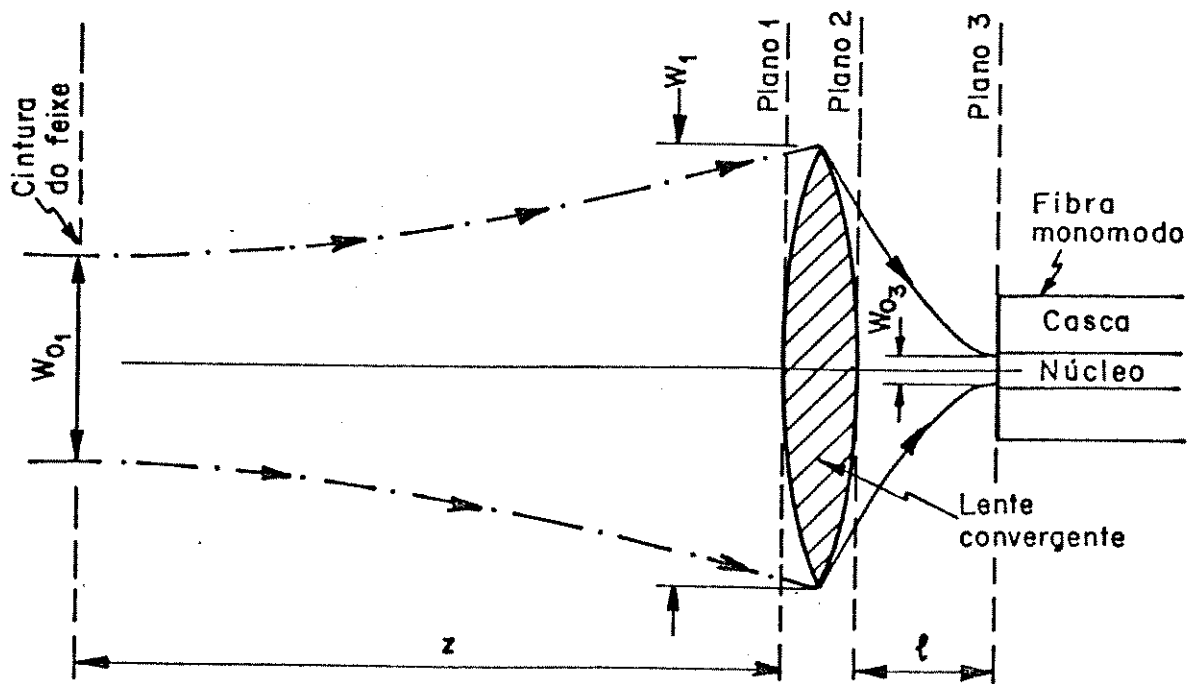


Fig. 4.5.2 - Focalização de um feixe gaussiano em uma fibra monomodo.

mento e as melhores características da lente para se conseguir o melhor acoplamento entre laser e fibra.

A Figura 4.5.2 [8] mostra o esquema do acoplamento de um feixe Gaussiano do laser à uma fibra monomodo, através do uso de uma lente fina.

Para se efetuarem os cálculos, será usado o parâmetro do raio complexo "q" que descreve as variações de intensidade com a distância "r" do eixo óptico de um raio Gaussiano e a curvatura da frente de fase constante, R, que é esférica próximo ao eixo [9]. O parâmetro q é definido por:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} - j \frac{\lambda}{\pi \omega^2} \quad (4.5.1)$$

onde λ é o comprimento de onda

ω é a distância do eixo óptico na qual a intensidade do feixe Gaussiano cai de $\frac{1}{e}$, ver Figura 4.5.3.

Os valores de q, R e ω variam conforme o raio se propaga na direção z da seguinte forma:

$$q(z) = q(0) + z \quad (4.5.2)$$

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right] \quad (4.5.3)$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad (4.5.4)$$

onde ω_0 é o raio do feixe na posição $z = 0$ onde ocorre o acintuamento do feixe Gaussiano, conforme ilustrado na Figura 4.5.4 [8].

Como exemplo, serão calculados os valores de ω e R no plano 1 da Figura 4.5.2, sabendo que ω_0 para o laser utilizado no laboratório é 0,27mm e a distância entre a lente e o laser é $z = 200\text{mm}$.

$$\begin{aligned} \omega_1^2 &= \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right] = 0,27^2 \left[1 + \left(\frac{0,6328 \cdot 10^{-3} \cdot 200}{\pi \cdot 0,27^2} \right)^2 \right] \\ \omega_1^2 &= 95,1621 \times 10^{-3} \text{ mm}^2 \end{aligned} \quad (4.5.5)$$

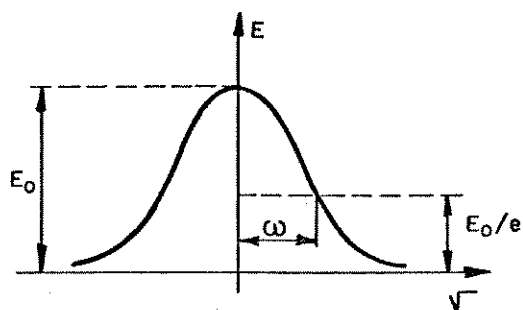


Fig. 4.53 - Variação da intensidade do feixe Gaussiano com a distância do eixo óptico " r ".

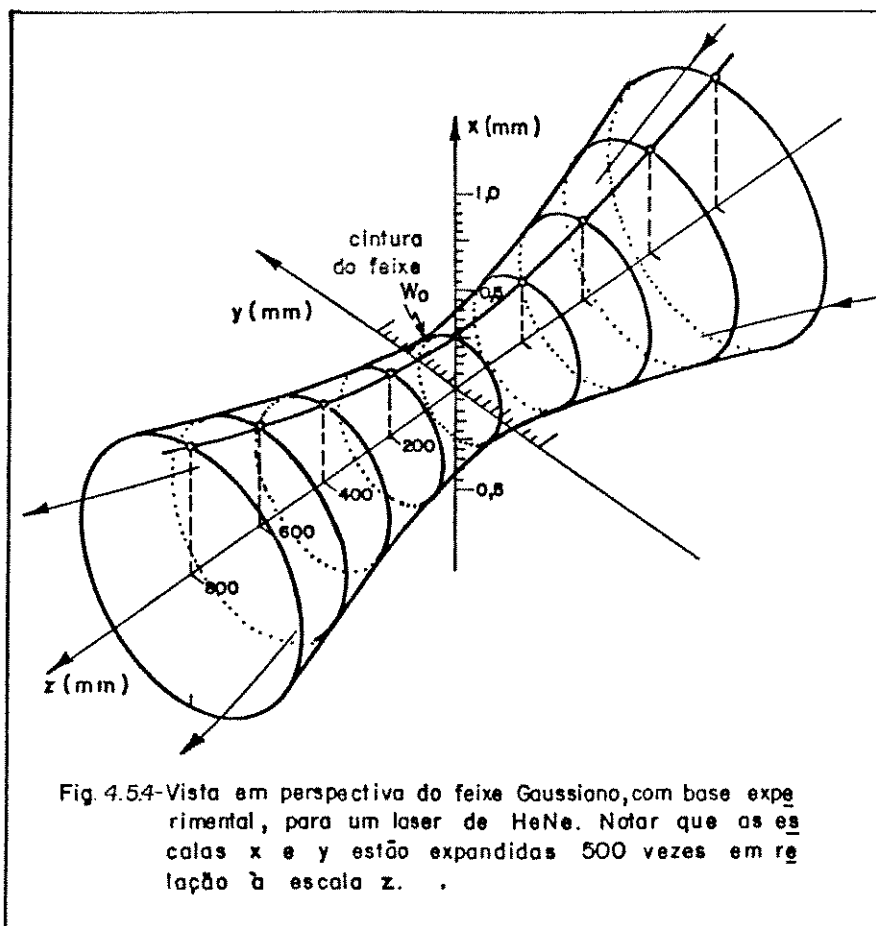


Fig. 4.54-Vista em perspectiva do feixe Gaussiano, com base experimental, para um laser de HeNe. Notar que as escalas x e y estão expandidas 500 vezes em relação à escala z .

$$R_1 = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] = 200 \left[1 + \left(\frac{\pi \cdot 0,27^2}{0,6328 \cdot 10^{-3} \cdot 200} \right)^2 \right]$$

$$R_1 = 854,925 \text{ mm} \quad (4.5.6)$$

Quando o feixe Gaussiano encontra uma lente em seu caminho, o raio complexo se comporta da seguinte forma [9]:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{q_1} - \frac{1}{f} \quad (4.5.7)$$

onde f é a distância focal da lente utilizada.

Substituindo (4.5.1) em (4.5.7) temos:

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} - j \left(\frac{\lambda}{\pi \omega_1^2} \right) \quad (4.5.8)$$

Definem-se então os parâmetros "a" e "b" da seguinte forma:

$$a = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} \quad (4.5.9)$$

$$b = \frac{\lambda}{\pi \omega_1^2} \quad (4.5.10)$$

Portanto,

$$\frac{1}{q_2} = a - jb \quad (4.5.11)$$

Para conseguir-se o raio complexo no plano 3, basta aplicar a equação (4.5.2):

$$q_3 = q_2 + l \quad (4.5.12)$$

onde l é a distância da lente à fibra.

Substituindo (4.5.11) em (4.5.12) tem-se:

$$q_3 = \frac{1}{a - jb} + l \quad (4.5.13)$$

desenvolvendo a expressão

$$\frac{1}{q_3} = \frac{1}{\frac{1}{a - jb} + l} = \frac{1}{\frac{a + jb}{a^2 + b^2} + l} = \frac{a^2 + b^2}{a + l(a^2 + b^2) + jb} \quad (4.5.14)$$

Define-se a variável "c" como sendo:

$$c = a + \ell (a^2 + b^2) \quad (4.5.15)$$

Sendo assim:

$$\begin{aligned} \frac{1}{q_3} &= \frac{a^2 + b^2}{c + jb} = \frac{(a^2 + b^2)(c - jb)}{c^2 + b^2} \\ \frac{1}{q_3} &= \frac{c(a^2 + b^2)}{c^2 + b^2} - j \left[\frac{b(a^2 + b^2)}{c^2 + b^2} \right] \end{aligned} \quad (4.5.16)$$

Usando (4.5.1) tem-se:

$$\frac{1}{q_3} = \frac{1}{R_3} - j \left(\frac{\lambda}{\pi \omega_3^2} \right) \quad (4.5.17)$$

Comparando (4.5.16) e (4.5.17) tem-se:

$$\frac{1}{R_3} = \frac{c(a^2 + b^2)}{c^2 + b^2} \quad (4.5.18)$$

$$\frac{\lambda}{\pi \omega_3^2} = \frac{b(a^2 + b^2)}{c^2 + b^2} \quad (4.5.19)$$

Como o objetivo é encontrar o valor de ℓ para que ω_3 seja mínimo, será procurado o novo acinturamento do feixe que ocorre quando $R_3 \rightarrow \infty$ $\frac{1}{R_3} = 0$, portanto:

$$\begin{aligned} \frac{1}{R_3} = 0 &\rightarrow c(a^2 + b^2) = 0 \\ [a + \ell(a^2 + b^2)](a^2 + b^2) &= 0 \end{aligned} \quad (4.5.20)$$

$$\ell = - \frac{a}{a^2 + b^2}$$

$$\therefore c = 0 \quad (4.5.21)$$

Usando (4.5.21) em (4.5.19)

$$\frac{\lambda}{\pi \omega_3^2} = \frac{b(a^2 + b^2)}{b^2} = \frac{a^2 + b^2}{b}$$

$$\therefore \omega_3^2 = \frac{\lambda}{\pi} \frac{b}{(a^2 + b^2)} \quad (4.5.22)$$

No laboratório, foi usada uma lente de vinte vezes com distância focal equivalente a $f = 8,3\text{mm}$. Possuindo R_1, ω , e f pode-se calcular a e b por (4.5.9) e (4.5.10):

$$a = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{f} = \frac{1}{854,925} - \frac{1}{8,3} = -0,119312 \quad (4.5.23)$$

$$b = \frac{\lambda}{\pi \omega_1^2} = \frac{0,6328}{\pi 95,1621} = 2,1167 \cdot 10^{-3} \quad (4.5.24)$$

Substituindo em (4.5.20) e (4.5.22) tem-se:

$$l \approx 8,38\text{mm} \quad (4.5.25)$$

$$\omega_3 \approx 5,47\mu\text{m} \quad (4.5.26)$$

Como o diâmetro do núcleo da fibra é de $4,6\mu\text{m}$, sabe-se que alguma potência óptica é desperdiçada na casca da fibra. Porém, não foi conveniente trabalhar-se com um feixe de raio ainda menor pois o sistema de alinhamento utilizado não possuía precisão mecânica para um ajuste tão fino.

4.6 - Acopladores Ópticos em fibra monomodo

Os acopladores ópticos são dispositivos de quatro portas, duas entradas e duas saídas, nos quais a potência do sinal óptico que incide em uma das entradas é distribuída entre as duas saídas. No caso dos acopladores de 3dB, 50% da potência do sinal incidente em cada uma das entradas é transferido a cada uma das saídas.

Os acopladores ópticos feitos atualmente utilizam um par de fibras ópticas que são colocadas em contato de forma que haja interação entre os campos eletromagnéticos por elas guiados [10]. Existem três métodos básicos para a fabricação de acopladores: Ataque Químico, Polimento Mecânico e Fusão.

Na confecção de um acoplador pela técnica do ataque químico, duas fibras ópticas são colocadas juntas em um recipiente fechado, sendo que na entrada de uma das fibras é lançado um sinal conhecido, proveniente de um laser, enquanto ambas as saídas são monitoradas por fotodetetores. A Figura 4.6.1 ilustra a montagem do acoplador. Introduz-se nesse

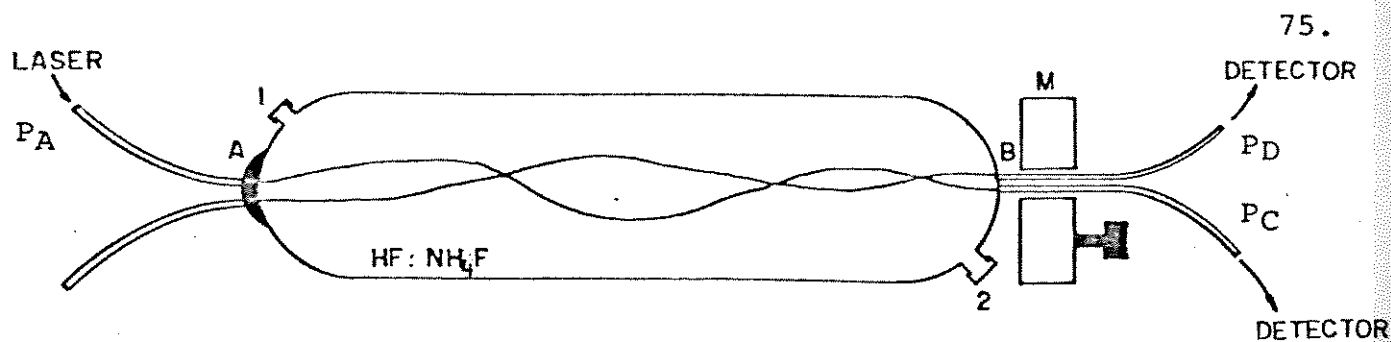


Fig. 4.6.1 - Esquema básico de construção de acopladores pela técnica de ataque químico

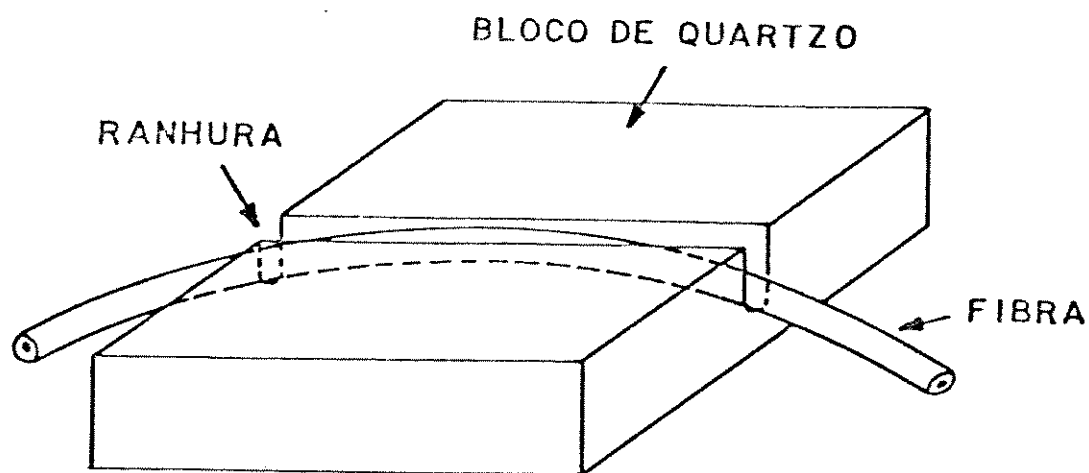


Fig. 4.6.2 - Substrato de quartzo pronto para ser polido

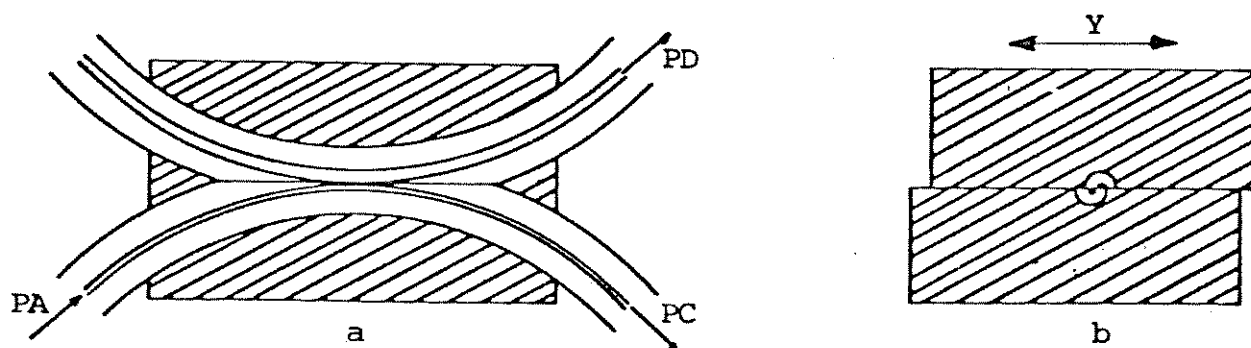


Fig. 4.6.3 - Substratos polidos e sobrepostos. a) Seção longitudinal, b) Seção transversal

recipiente o agente responsável pelo ataque químico $\text{HF} : \text{NH}_4\text{F}$ (1:4) que corrói a superfície da casca de cada fibra, aproximando seus núcleos. Quando o acoplamento desejado é conseguido, introduz-se água no recipiente para parar o processo de corrosão. O acoplamento se dá pela interação dos campos evanescentes guiados por ambas as fibras devido à proximidade de seus núcleos. Essa técnica, apesar de conceitualmente simples, é de execução complexa e de difícil controle de seus parâmetros, razões pelas quais é muito pouco usada.

No método de polimento mecânico, é usado um par de fibras que são coladas sobre dois blocos de quartzo distintos que possuem ranhuras com um certo raio de curvatura, segundo a Figura 4.6.2. Após cada bloco ser polido, de forma a retirar-se parte da casca de cada fibra, os blocos são postos em contato segundo suas faces polidas, fazendo com que haja uma aproximação dos núcleos das fibras como mostra a Figura 4.6.3 (a). Novamente, a interação entre os campos evanescentes de ambas as fibras causa o acoplamento. O grau de acoplamento é controlado pelo polimento, pela aproximação dos blocos de quartzo e pelo deslocamento desses blocos um em relação ao outro, Figura 4.6.3 (b).

Para conseguir-se um acoplador óptico pelo método de fusão, é necessário antes de tudo eliminar todas impurezas presentes nas superfícies das fibras, uma vez que essas podem tornar-se fontes de espalhamento de luz na região fundida. Após a limpeza, as fibras são torcidas uma ou duas vezes para que se mantenham em contato durante a fusão. A região a ser fundida é então aquecida ao mesmo tempo que as fibras são traçadas como mostra a Figura 4.6.4. Nesse processo há uma diminuição dos diâmetros dos núcleos de ambas as fibras, fazendo com que grande parte dos campos por elas guiados sejam transferidos para suas cascas. Devido ao contato entre as cascas fundidas, há interação entre esses campos, resultando no acoplamento. A Figura 4.6.5 mostra o acoplador após a fusão. O grau de acoplamento depende da redução do núcleo obtida e do comprimento da região fundida.

No interferômetro montado nesse trabalho, foram usa-

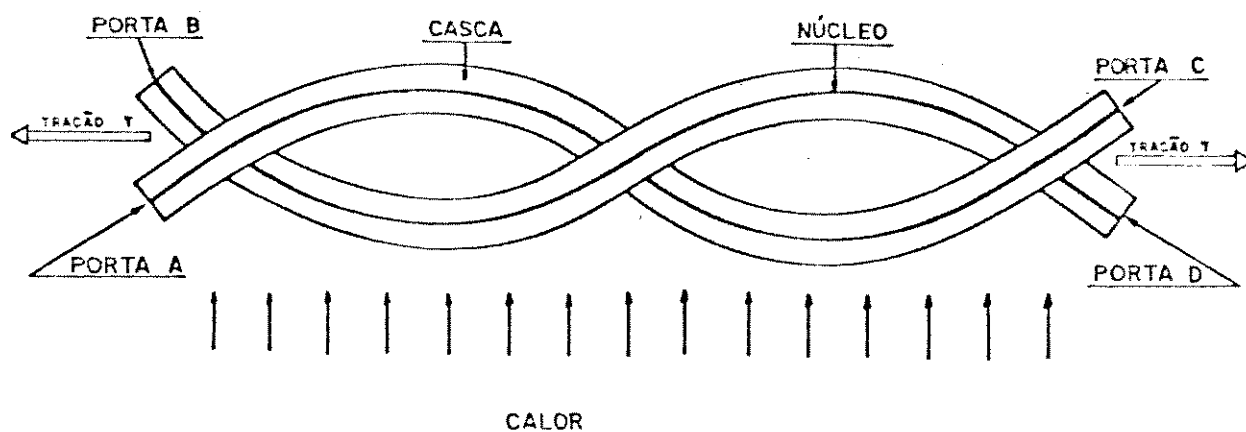


Fig. 4.6.4 - Situação das fibras no início do processo de fusão-tração.

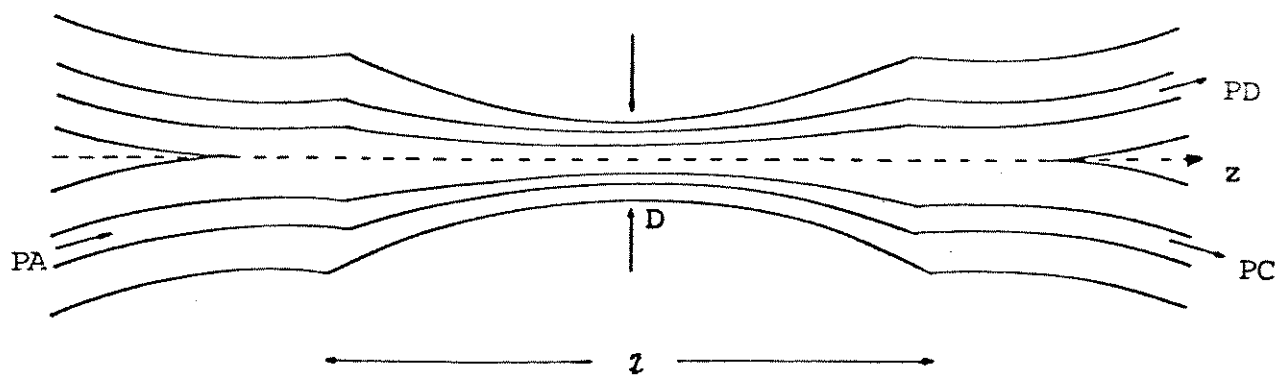


Fig. 4.6.5 - Geometria das fibras depois de fundidas (vista longitudinal).

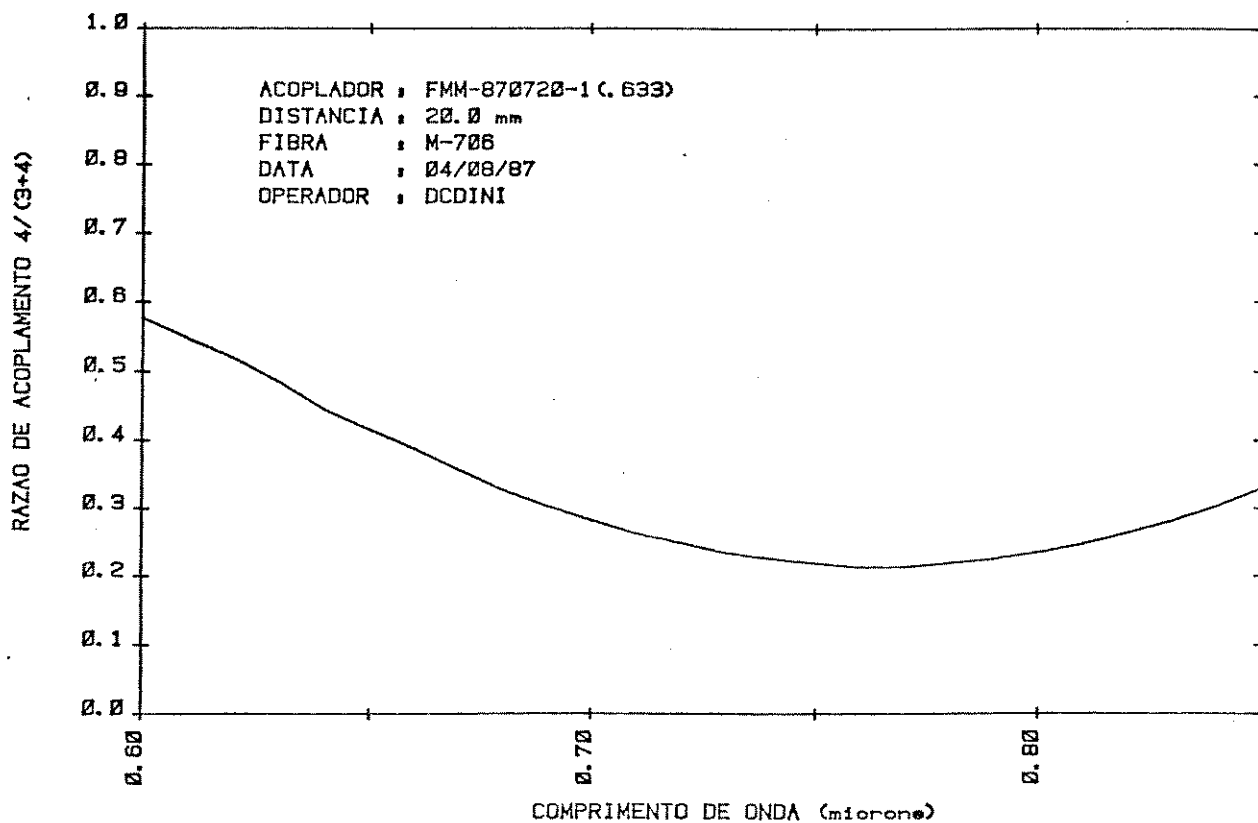


Figura. 4.6.6 - Razão de acoplamento do acoplador A

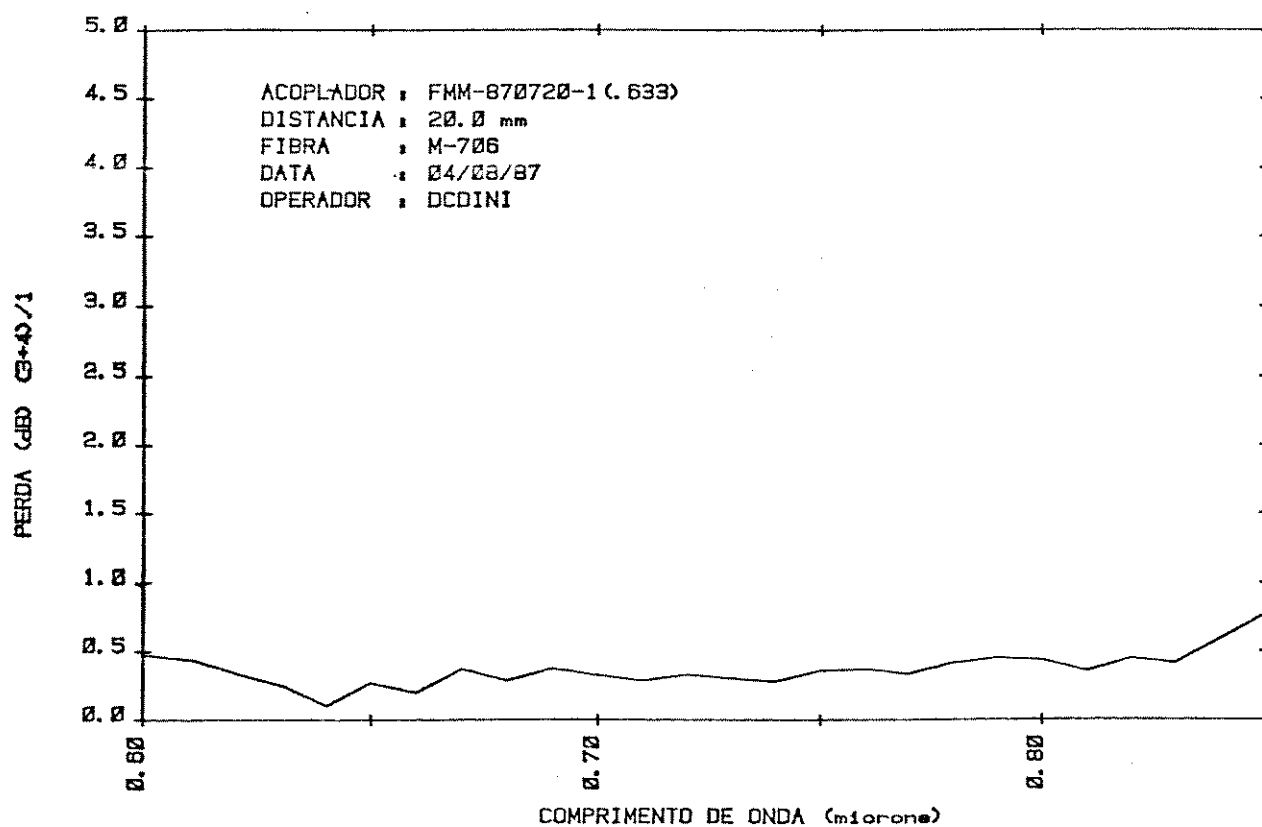


Figura. 4.6.7 - Perda db acoplador A

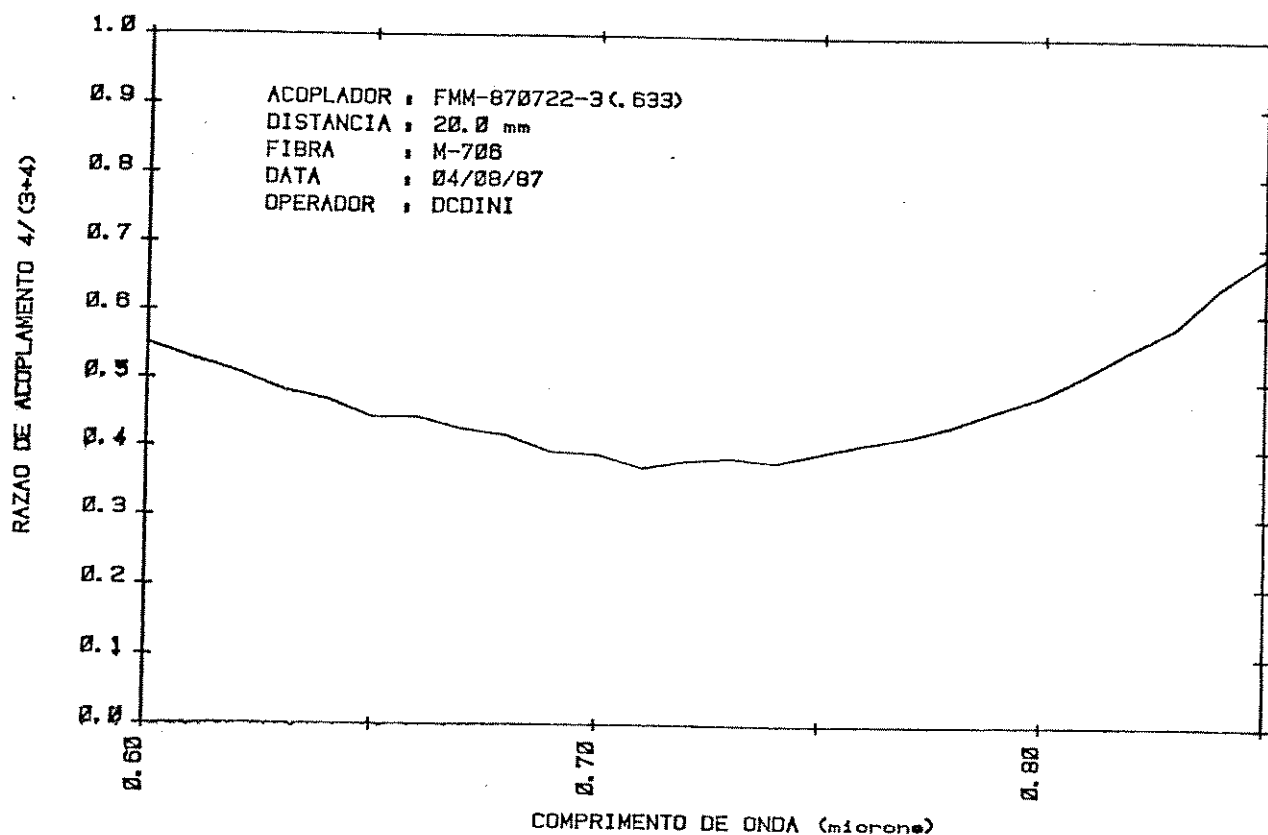


Figura 4.6.8 - Razão de acoplamento do acoplador B

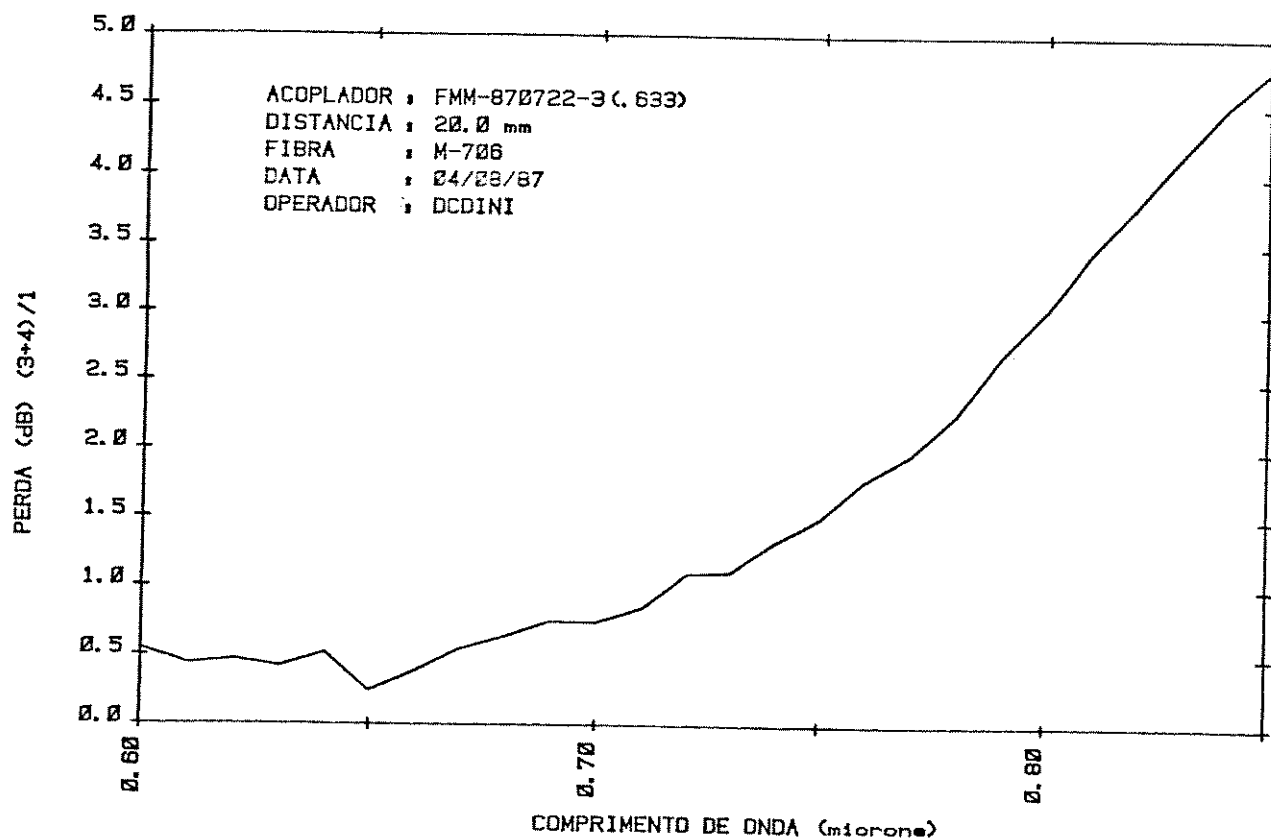


Figura 4.6.9 - Perda do acoplador B

dos dois acopladores ópticos confeccionados pela técnica de fusão no CPqD-TELEBRÁS. As fibras utilizadas nesses acopladores são as mesmas utilizadas na construção do interferômetro. As Figuras 4.6.6, 7, 8 e 9 mostram a caracterização dos acopladores utilizados através dos gráficos de razão de acoplamento e perda em função do comprimento de onda da radiação utilizada.

4.7 - Correção de Polarização

Para que haja interferência entre os sinais trazidos por ambos os braços do interferômetro, é necessário que esses sinais apresentem seus campos polarizados da mesma maneira. Sendo assim, é necessário que pelo menos um dos braços do interferômetro tenha a polarização de seu sinal ajustável, de forma a compatibilizá-la com a polarização do sinal do outro braço. Para esse fim, foi utilizado um dispositivo simples e de fácil construção que permite o controle da polarização do sinal guiado por uma fibra óptica, descrito por H.C. Lefevre [11].

Tal dispositivo é confeccionado de maneira a fazer com que a fibra forme várias espiras, uma a frente da outra, sendo que cada espira pode ter seu plano rodado de forma que o trecho de fibra entre as espiras sofra uma torção. A Figura 4.7.1 mostra o esquema do controlador de polarização e a configuração da fibra no dispositivo, enquanto a Figura 4.7.2 mostra como é feita a rotação do plano de cada espira e o sistema de coordenadas adotado.

O controle de polarização se dá pelo fato de uma curvatura na fibra introduzir uma certa birrefringência no caminho óptico, ou seja, há uma variação dos índices de refração na direção x , n_x , e na direção y , n_y , devido aos esforços exercidos sobre a fibra curvada. Uma vez que o modo de propagação principal da fibra pode ser considerado transversal, com uma boa aproximação, pode-se desprezar o efeito da variação do índice de refração na direção z para fibras monomodo. Desta forma, serão introduzidos atrasos distintos às componentes do campo polarizados nas direções x e y , causando uma defasagem entre

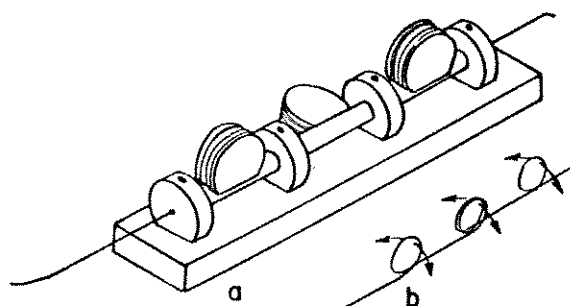


Fig. 4.7.1 — (a) Controlador de polarização para fibra monomodo.
 (b) Configuração da fibra mostrando a liberdade de rotação do plano de cada espira

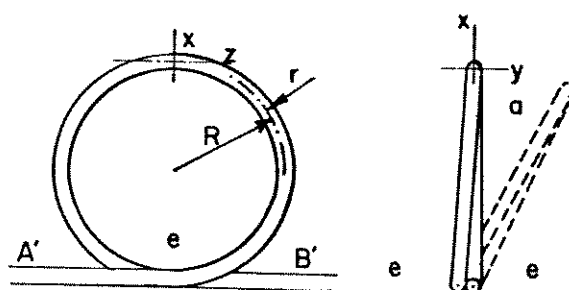


Fig.4.7.2 — Esquema de uma espira de fibra, indicando como seu plano sofre rotação.

tais componentes que dependerá do comprimento de fibra curvada e do raio de curvatura da fibra. Sendo assim, pode-se dimensionar o raio de uma espira para que esta introduza um atraso de fase entre as duas polarizações de π , $\frac{\pi}{2}$ ou $\frac{\pi}{4}$ radianos, o que corresponde a $\frac{\lambda}{2}$, $\frac{\lambda}{4}$ ou $\frac{\lambda}{8}$ respectivamente.

Ao torcer o trecho de fibra entre as espiras, através da rotação dos planos das espiras, mudam-se as posições relativas dos eixos de referência x e y da espira seguinte em relação à espira anterior, fazendo com que o efeito da birrefringência introduzida na espira seguinte atue segundo esse novo sistema de coordenadas. Sendo fixa a defasagem entre as componentes x e y causada por cada espira, pode-se modificar as posições dos eixos x e y de cada espira em relação à outra, de forma a conseguir-se na saída o tipo de polarização desejada. É bom ressaltar que a torção da fibra causa uma certa mudança de polarização do sinal por ela guiado. Porém, nesse caso, a ação da torção sobre a polarização pode ser desprezada por ser muito pequena no uso de fibras monomodo [11].

O dispositivo usado em laboratório é semelhante ao montado por H.C. Lefevre que consta de uma espira dupla, correspondente a um atraso de fase de $\lambda/2$, entre as componentes, entre duas espiras simples, correspondente a um atraso de fase de $\lambda/4$ (ver Figura 4.7.1). O ajuste foi feito empiricamente de modo a maximizar a interferência entre os sinais trazidos pelos braços do interferômetro. Para tal, foi injetado um sinal de frequência e amplitude constante no modulador piezoelétrico e foi monitorado o sinal nos terminais do fotodetector, ajustando os ângulos dos planos das espiras do controlador de polarização, maximizando o sinal de saída. O raio de curvatura para as espiras foi o mesmo adotado por Lefevre, $R = 0,85\text{cm}$.

4.8 - O Fotodetector

O fotodetector utilizado nesse trabalho foi um fotodiodo do tipo PIN fabricado pela empresa Hewlett-Packard, sob a designação de HP-4203, encapsulado segundo o padrão TO-18 [12]. A Figura 4.8.1 mostra como se comporta a responsividade R do

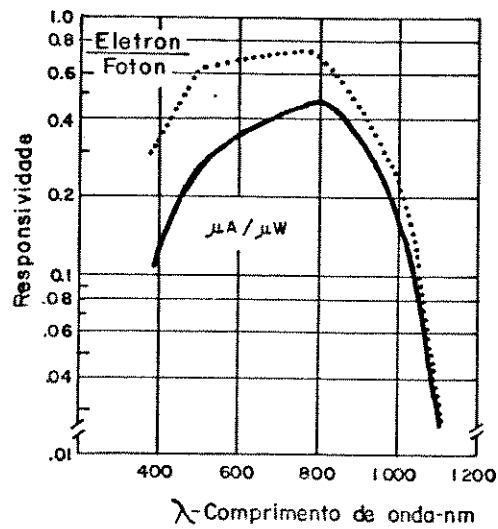


Fig. 4.8.1-Curva de responsividade do fotodiodo utilizado em função do comprimento de onda da radiação incidente [12].

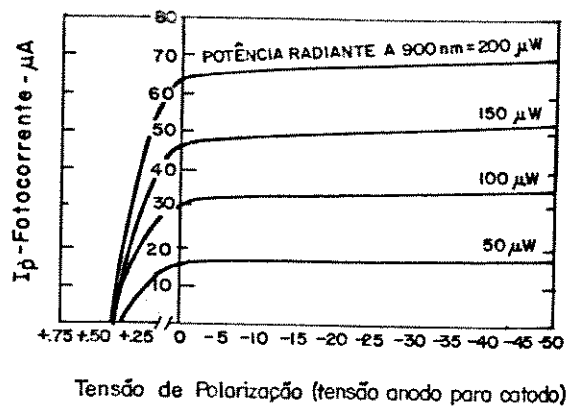


Fig. 4.8.2-Curva de fotocorrente do fotodiodo em função de sua tensão de polarização e da potência do sinal incidente $\lambda = 900 \text{ nm}$ [12].

fotodiodo com a variação do comprimento de onda (λ) da radiação incidente. Nota-se que, no caso do laser de He-Ne, cujo comprimento de onda é de $\lambda = 632,8\text{nm}$, a responsividade é de $R \approx 0,35$. A equação (3.3.8) mostra a relação entre a responsividade do fotodiodo e sua eficiência quântica. No caso do fotodiodo utilizado, o fabricante fornece a seguinte relação [12]:

$$R = \eta_q \frac{\lambda}{1240} \quad (4.8.1)$$

onde λ é dado em nm

A Figura 4.8.2 mostra a curva da fotocorrente i_p em função da tensão de polarização nos terminais do fotodiodo e da potência óptica incidente, quando a radiação incidente apresenta um comprimento de onda de 900nm. Não foi utilizada tensão de polarização durante os experimentos realizados.

O fotodiodo foi montado em uma base metálica semelhante à que foi utilizada para sustentar a cerâmica piezoelétrica (ver capítulo 2), na qual foi fixada uma agulha de injeção de uso médico para facilitar o alinhamento da fibra em relação ao fotodiodo. A Figura 4.8.3 mostra a fotografia da montagem do fotodiodo.

4.9 - Montagem do sistema

Inicialmente, foi montado o interferômetro de Mach-Zehnder em fibra monomodo, conforme a Figura 4.2.2. Antes, porém, foi introduzido em um dos braços do interferômetro o dispositivo de ajuste de polarização mostrado no item 4.7. Devido ao diâmetro reduzido de núcleo da fibra, foi necessária a utilização de um equipamento especial para se efetuar as emendas (ARF Fusion Optical Fiber Splicer - FSM-20, Fujikura), disponível no CPqD-TELEBRÁS. Sendo assim, o interferômetro foi montado sobre uma chapa metálica com a finalidade de facilitar o seu transporte.

Um dos braços do interferômetro foi enrolado sobre uma cerâmica piezoelétrica de forma a se conseguir um modulador de fase, conforme visto no capítulo 2. A cerâmica utiliza-

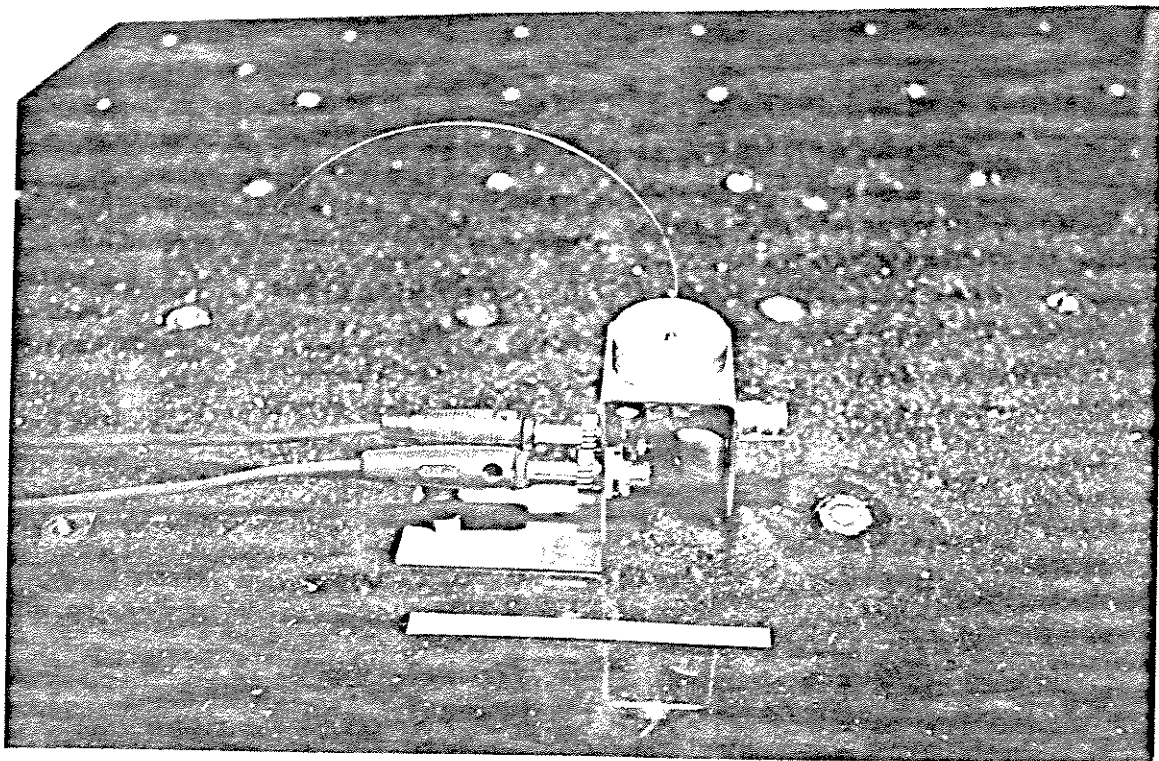


Fig. 4.8.3 — Fotografia da montagem do fotodiodo.

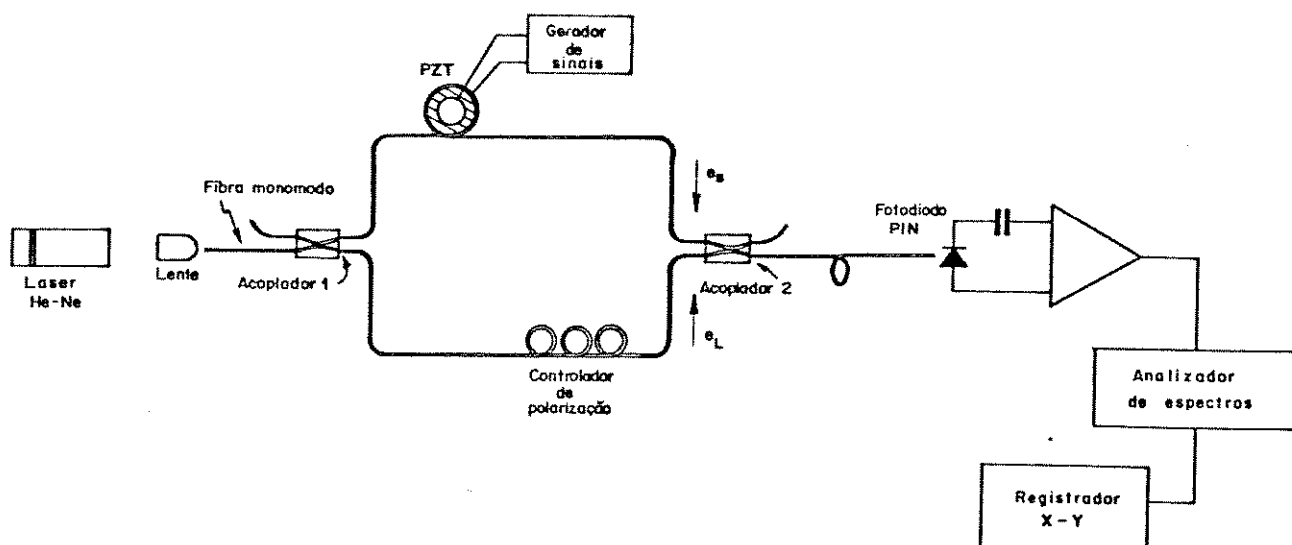


Fig. 4.9.1 — Esquema da montagem utilizada.

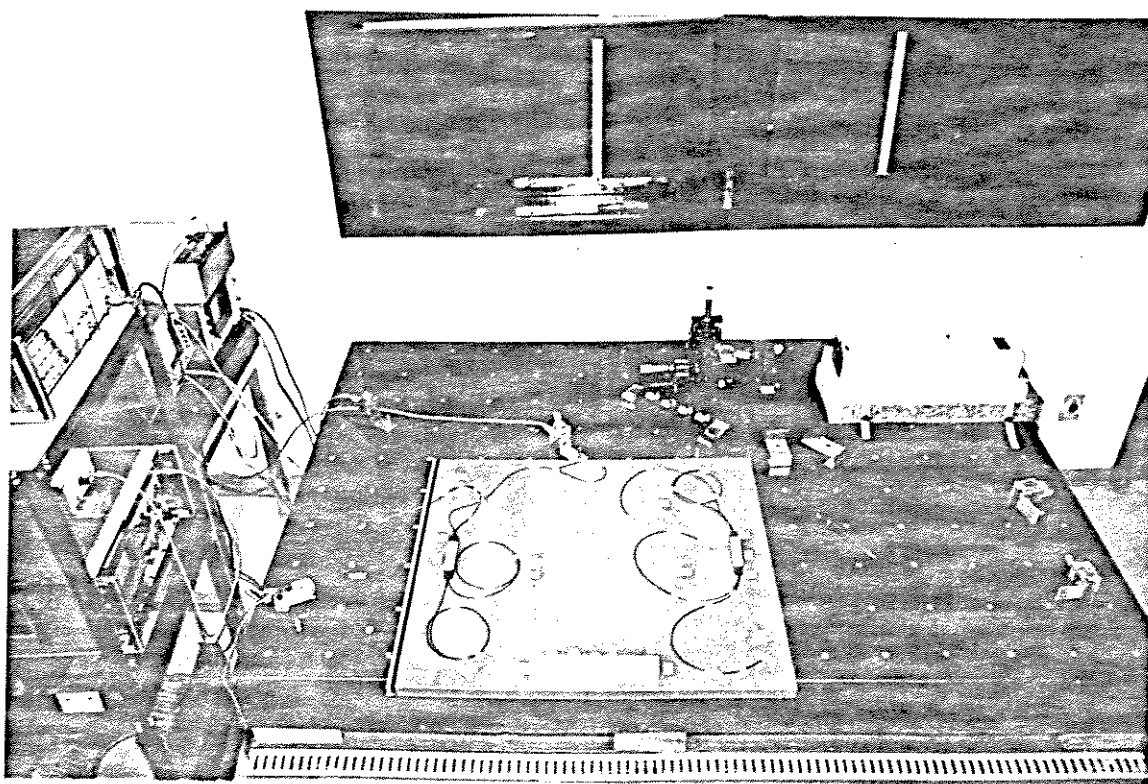


Fig. 4.9.2 — Fotografia do sistema montado

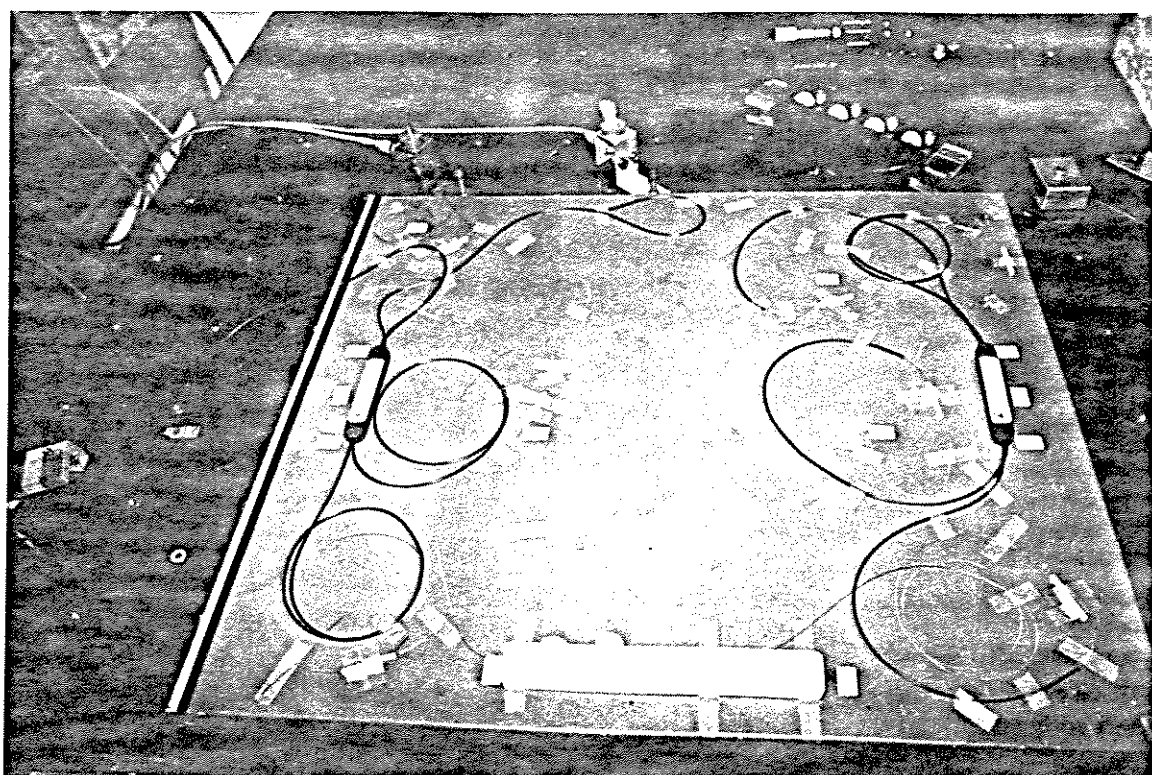


Fig. 4.9.3 — Fotografia do interferômetro.

da foi o PZT-B caracterizado no capítulo 2. Para fixar-se a fibra sobre o PZT foi utilizada fita adesiva de dupla face.

A Figura 4.9.1 mostra o esquema da montagem realizada, incluindo os equipamentos de medida. A Figura 4.9.2 mostra a fotografia da montagem completa, enquanto a Figura 4.9.3 mostra a fotografia do interferômetro.

Nota-se que a montagem utilizada (Figura 4.9.1) é um sistema homódino com oscilador local simulado (Figura 4.1.1). Portanto, toda teoria desenvolvida no capítulo 3 pode ser aplicada, nesse caso, para a detecção do sinal de saída.

4.10 - Medidas e Observação

Para se conseguirem as medidas, foi montado o esquema descrito na Figura 4.9.1, sendo que inicialmente a cerâmica piezoelétrica foi enrolada com três voltas de fibra e o gerador de sinais foi ajustado para fornecer ao PZT um sinal monotonal de 5,5 Volts pico a pico na frequência de 65KHz. Nessa frequência de operação, a cerâmica utilizada entra em ressonância, apresentando deformações bem maiores que aquelas medidas estaticamente.

Nessas condições, foi monitorado o espectro de amplitudes do sinal de saída, observando-se claramente as componentes de ordem $n = 1, 2$ e 3 . Notou-se que o interferômetro estava bastante instável, devido a variações de temperatura, fazendo com que as amplitudes das várias componentes de espectro variassem desde um valor máximo até zero repetidas vezes, sendo que as componentes de ordem ímpar eram máximas quando as componentes de ordem par eram nulas e vice-versa. Isso se deve ao fato de estar havendo uma variação muito grande da diferença de fase entre os sinais trazidos por ambos os braços do interferômetro (ϕ_L), da ordem de várias vezes 2π radianos. Esse comportamento pode ser explicado através da equação (3.4.7), no capítulo 3, onde observa-se que as componentes de ordem par são multiplicadas por $\cos \phi_L$ enquanto as componentes de ordem ímpar são multiplicadas por $\sin \phi_L$.

Essa variação de fase dos sinais deve-se à variação

de comprimento das fibras devida a dilatação térmica. No capítulo 2, é mostrado como a mudança do comprimento da fibra interfere na fase do sinal por ela guiado. O capítulo 5 é dedicado à discussão sobre tal problema de instabilidade térmica, apresentando um método para a estabilização do interferômetro.

Para se conseguirem as medidas, foram utilizados os seguintes equipamentos:

- Gerador de sinais : "Synthesized Signal Generator" HP8660C
- Analisador de Espectros : "Spectrum Analyzer" HP3580A
 "Display Section" HP141T
 "Spectrum Analyzer" - LF Section, HP8556A
 - IF Section, HP8552B.
- Registrador X-Y : "X-Y Recorder", HP 7015B.

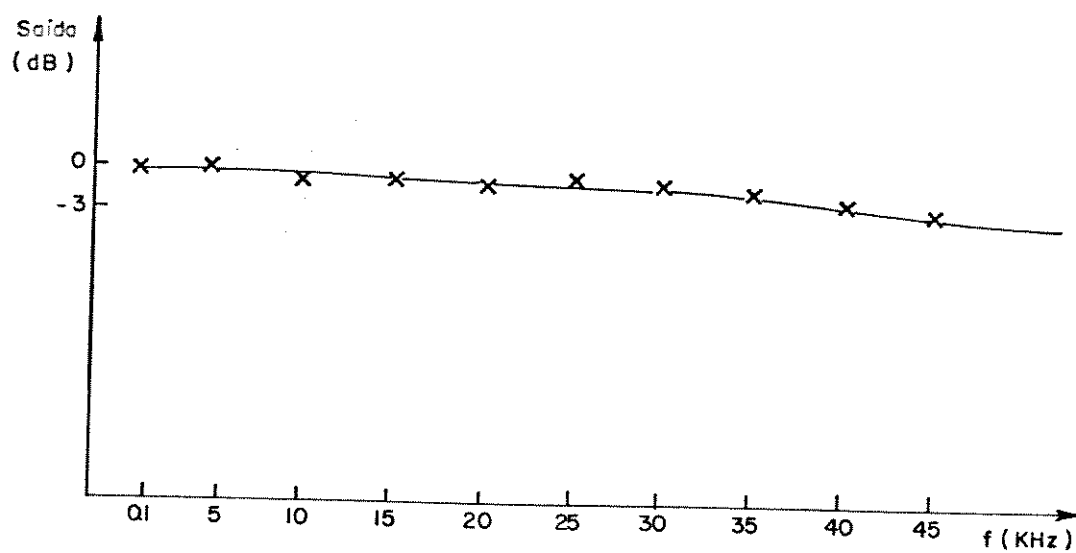
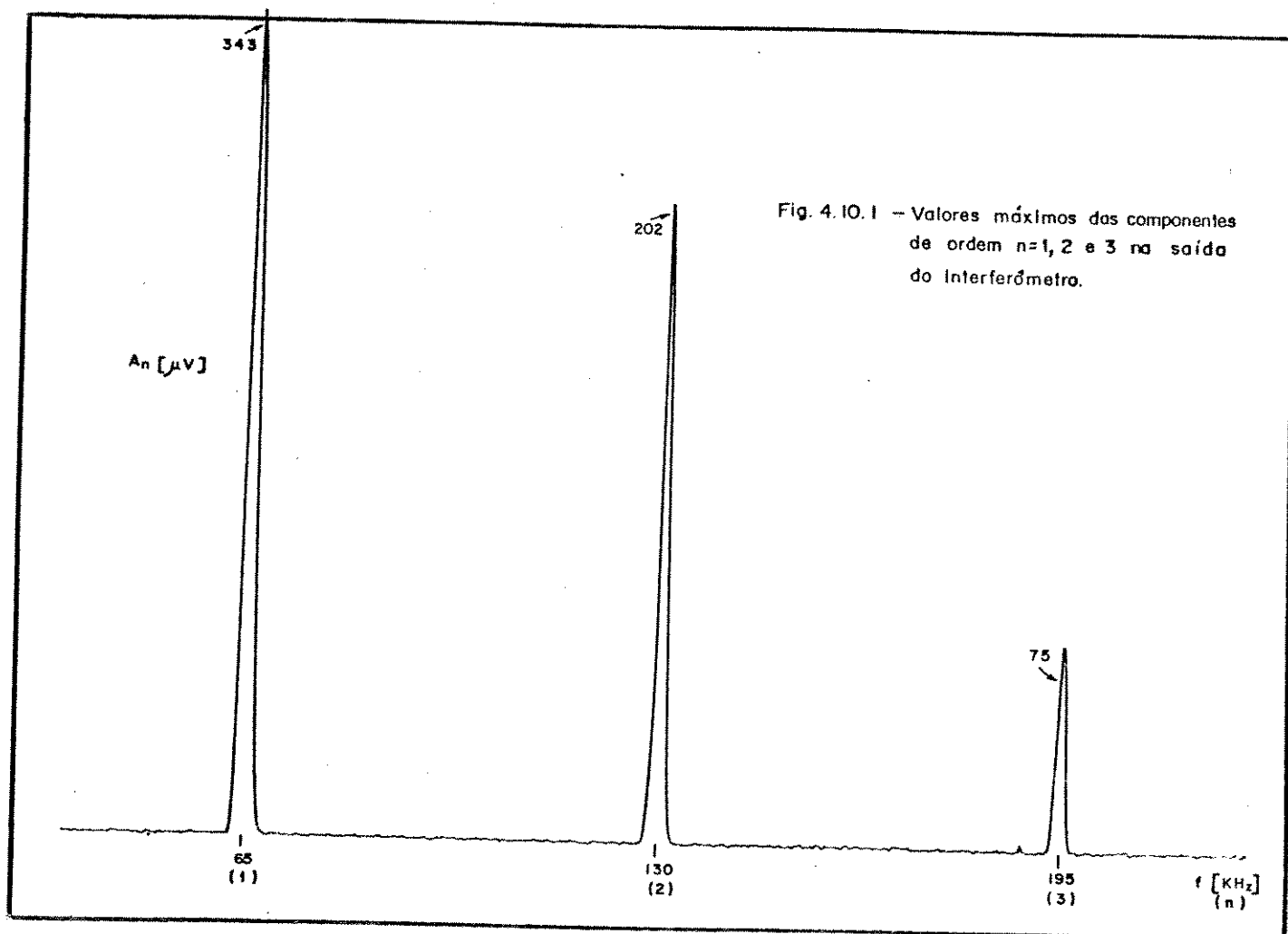
Com tal equipamento, foram medidas as amplitudes máximas A_1 , A_2 e A_3 das componentes de ordem $n = 1, 2$ e 3 . A Figura 4.10.1 mostra graficamente tal medida. Como é mostrado no item 3.6 do capítulo 3, pode-se estimar o desvio máximo de fase ϕ_m , causado pelo modulador piezoelétrico, através da relação entre A_1 , A_2 e A_3 usando as equações (3.6.5) e (3.6.7) e uma tabela de $\frac{J_1(x)}{J_2(x)}$ e $\frac{J_1(x)}{J_3(x)}$ (anexa ao final desse trabalho). As relações são:

$$\frac{A_{1\text{máx}}}{A_{2\text{máx}}} = \frac{J_1(\phi_m)}{J_2(\phi_m)} = 1,7 \quad (4.10.1)$$

$$\frac{A_{1\text{máx}}}{A_{3\text{máx}}} = \frac{J_1(\phi_m)}{J_3(\phi_m)} = 4,57 \quad (4.10.2)$$

Utilizando as tabelas do Anexo I, pode-se chegar ao valor estimado de $\phi_m \approx 1,96$ radianos.

Foi pesquisada a região do espectro de frequência inferior à mais baixa ressonância do PZT (65KHz), na faixa de



100Hz a 45KHz. Para tal, diminuiu-se o sinal aplicado sobre o PZT para uma amplitude de 2 Volts pico a pico e mediu-se o sinal de saída para várias frequências nessa faixa. Os resultados estão mostrados no gráfico da Figura 4.10.2. Nota-se que, nessas condições, o modulador apresenta um comportamento aproximadamente linear.

Com o PZT enrolado por duas voltas de fibra e com um sinal monotonal em 10KHz de amplitude de 29 Volts pico a pico em seus terminais, foram medidas as amplitudes das componentes de ordem $n = 1, 2$ do sinal de saída. Aplicando novamente a equação (3.6.7) tem-se:

$$\frac{A_{1\text{máx}}}{A_{2\text{máx}}} = \frac{J_1(\phi_m)}{J_2(\phi_m)} = 10,5 \quad (4.10.3)$$

Utilizando-se as tabelas do Anexo 1, chega-se ao valor de $\phi_m \approx 0,38$ radianos. Devido ao fato de utilizar-se uma frequência abaixo da ressonância de cerâmica, pode utilizar-se a relação entre desvio de fase e sinal de entrada conseguida no capítulo 2 para sinais estáticos. Sendo assim, para o PZT-B tem-se:

$$\delta = 7.17 \times 10^{-3} \times \Delta V \times (\text{nº de voltas}). \quad (4.10.4)$$

Substituindo os valores usados nesse caso, chegamos a uma variação de fase de $\delta \approx 0,416$ radianos. A discrepância entre o valor aqui conseguido e o valor de ϕ_m conseguida anteriormente pode ser explicada devido ao fato de que o sinal utilizado não é estático como pressupõe a equação (4.10.4). Além disso, foi provado [13] que a deficiência no posicionamento e na adesão da fibra sobre o PZT gera modificações substanciais nos resultados esperados. Como causador desse problema, pode ser citado o fato de não ter-se retirado a capa de proteção da fibra antes de enrolá-la sobre o PZT, o que tornaria a fibra perigosamente frágil ao rompimento. O uso de fita adesiva dupla face entre a fibra e o PZT para a fixação da fibra, também com prometeu a ação do esforço do PZT sobre a fibra. Como foi citado no capítulo 2, o modulador de fase utilizado também intro-

duz uma certa modulação na polarização do sinal levado pela fi
bra, prejudicando ainda mais a interpretação dos resultados
obtidos. Além disso, convém lembrar que na equação (4.10.4),
foi desprezado o efeito da variação do diâmetro da fibra na
modulação.

REFERÊNCIAS

- [1] D.A. Jackson, "Monomode Optical Fibre Interferometers for Precision Measurement", J. Phys. E.: Sci. Instrum., vol. 18, p. 981-1001, 1985.
- [2] T.G. Giallorenzi, J.A. Bucaro, A. Dandridge, G.H. Sigel, JR., J.H. Cole, S.C. Rashleigh, R.G. Priest, "Optical Fiber Sensor Technology", IEEE J. of Quantum Electronics, vol. QE-18, nº 4, p. 626-665, Abril 1982.
- [3] D.A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge, A.B. Tueten, "Elimination of Drift in a Single-Mode Optical Fiber Interferometer Using a Piezoelectrically Stretched Coiled Fiber", Applied Optics, vol. 19, nº 17, p. 2926 - 2929, Setembro 1980.
- [4] A. Yariv, "Optical Electronics", 3ª edição, Holt, Rinehart and Winston, 1985.
- [5] H.A. Haus, "Waves and Fields in Optoelectronics", Prentice-Hall, 1984.
- [6] J.T. Verdeyen, "Laser Electronics", Prentice-Hall, 1981.
- [7] E. Conforti, E.S. Braga, C.J. Oliveira, M.C. Batista, "Medição de Vibrações por Retro Reflexão Óptica", Relatório Interno RI-02-DMO-UNICAMP, Contrato TELEBRÁS 024A/83, 1987.
- [8] E. Conforti, W.F. Giozza, "Fundamentos de Óptica", relatório técnico RT 06, Publicação UNICAMP-FEE-DMO-006/88, 74p, março 1988.
- [9] H. Kogelnik, T. Li, "Laser Beams and Resonators", Proc. IEEE, vol. 54, p. 1312-1329, outubro 1966.
- [10] J.T. de Jesus, "Acopladores Direcionais de Fibras Ópticas Monomodo", Tese de Mestrado, IFGW, UNICAMP, dezembro

1985.

- [11] H.C. Lefevre, "Single-Mode Fibre Fractional Wave Devices and Polarization Controllers", Electronics Letters, vol. 16, nº 20, p. 778-780, 25 de setembro de 1980.
- [12] Hewlett-Packard, "Optoelectronics Designer's Catalog 1986" p. (4-106) a (4-109).
- [13] M.N. Zervas, R.C. YOUNQUIST, "Subharmonics, Chaos, and Hysteresis in Piezoelectric Fibre-Optic-Phase Modulators", p. 343-346, OFS'86, TOKYO.

CAPÍTULO 5

Controle da Estabilidade

5.1 - Introdução

O maior problema na utilização do interferômetro de Mack-Zehnder montado em fibra óptica, seja como sensor ou como sistema de comunicação, está em manter sua estabilidade com a temperatura [1], uma vez que não se consegue manter a fase do sinal de referência (que funciona como oscilador local) em quadratura com o sinal modulado, ou seja, $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos. Essa instabilidade é causada pela dilatação térmica desigual dos braços do interferômetro, fazendo com que a diferença de comprimento entre os braços tenha variações que podem alcançar vários comprimentos de onda do sinal. Nesse trabalho foi usado o sinal proveniente de um laser de He-Ne com $\lambda = 0.6328\mu\text{m}$ no espaço livre. Nessas condições, o efeito térmico ocasiona uma diferença de fase entre os sinais propagados em ambos os braços que chega a várias vezes 2π radianos, conforme constatações experimentais aqui observadas.

É possível contornar tal tipo de problema fazendo com que a temperatura do interferômetro varie o menos possível, evitando que haja variações de temperatura entre os braços do interferômetro. Isso é conseguido colocando-se o interferômetro em uma câmara de vácuo totalmente vedada e isolada para evitar-se que haja transferência de calor por condução e por convecção do ar que envolveria o interferômetro normalmente. Uma vez eliminado o problema da instabilidade térmica, basta apenas colocar o sistema em quadratura, adicionando-se uma defasagem fixa ao braço de referência por meio de um modulador de fase, que pode ser o modulador utilizando a cerâmica piezoelétrica PZT, e uma fonte de tensão ajustável. Tal montagem foi executada por D.A. Jackson [2], conseguindo-se resultados muito bons. Porém, o sistema se mostra muito pouco prático devido à necessidade de uma câmara de vácuo, tornando-se uma so-

lução pouco atrativa para a maioria das aplicações.

A outra solução possível seria a de não evitar as flutuações térmicas indesejáveis e sim procurar corrigir tais flutuações através de um sistema de controle realimentado no qual gera-se um sinal de erro, proporcional às variações, que controla um dispositivo atuador que faz as correções devidas, de modo a diminuir o erro. O próprio D.A. Jackson, em outro trabalho [3], segue esse caminho, gerando um sinal proporcional à diferença de fase entre os braços do interferômetro ϕ_d com o qual foi gerado o sinal de erro que controla um modulador de fase com PZT de modo a alterar ϕ_d até que esse se estabilize em $\frac{\pi}{2}$ radia-nos.

Para gerar o sinal de erro, foi colocado um fotodete-tor a frente de cada uma das duas saídas do segundo acoplador óptico do interferômetro. Foi mostrado [3] que a diferença dos sinais na saída desses fotodiodos é proporcional a $\cos \phi_d$. A partir disso, foi possível gerar o sinal erro e fechar a malha de realimentação, estabilizando o sistema. A desvantagem desse tipo de montagem está no fato de necessitar de dois fotodeteto-res.

O restante desse capítulo dedica-se a mostrar um méto-do de estabilização do interferômetro de Mack-Zehnder através do controle realimentado, no qual utiliza-se apenas um fotode-tetor. Tal método foi inicialmente proposto por H. Schmuck [4], que utilizou como atuador um modulador em Niobato de Lítio e a variação da corrente de laser.

5.2 - Análise teórica

Como foi mostrado no capítulo 3 e repetindo-se aqui, a corrente do fotodiodo i_p na saída do interferômetro é propor-cional a:

$$i_p \approx \frac{RK(P_S + P_L)}{8} + \frac{RK}{4} \sqrt{P_S P_L} \left\{ \cos \phi_L [J_0(\phi_m) + \right. \\ \left. + \sum_{n \text{ par}}^{\infty} 2 J_n(\phi_m) \cos(n \omega_m t)] + \sin \phi_L \left[\sum_{n \text{ ímpar}}^{\infty} 2 J_n(\phi_m) \sin(n \omega_m t) \right] \right\} \quad (5.2.1)$$

Quando o sistema descrito no capítulo 3 é excitado com um sinal monotonal do tipo:

$$\phi(t) = \phi_m \sin(\omega_m t) \quad (5.2.2)$$

Uma vez que somente a diferença de fase dos sinais guiados em ambos os braços é relevante, pode-se considerar que apenas a variação de comprimento do braço de referência contribui para a instabilidade térmica. Sendo assim, pode-se dizer que a variação de ϕ_L ($\Delta \phi_L$) é o erro introduzido pela flutuação térmica. É bom lembrar que o objetivo do sistema é manter $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos (ver capítulo 3).

Observando a relação 5.2.1, pode-se notar que as amplitudes das componentes de ordem par do sinal de saída são diretamente proporcionais a $\cos \phi_L$. Isso significa que, na condição ideal de $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ rad, as componentes de ordem par são nulas. Caso ϕ_L seja diminuído em relação ao valor $\frac{\pi}{2}$, radianos de vido a uma variação de temperatura, o valor de $\cos \phi_L$ será não nulo e positivo (ver Figura 5.2.1) fazendo com que as componentes de ordem par tenham amplitudes não nulas e fase zero. Caso ϕ_L seja aumentado em relação ao valor $\frac{\pi}{2}$ radianos, o valor de $\cos \phi_L$ será não nulo e negativo (ver Figura 5.2.1) fazendo com que as componentes de ordem par tenham amplitudes não nulas e fase π radianos (portanto defasadas de 180° em relação ao caso anterior).

Portanto, pode-se conhecer como ϕ_L varia sobre o valor $\frac{\pi}{2}$ radianos simplesmente monitorando a amplitude e a fase de uma das componentes de ordem par da saída do sistema quando esse é excitado com um sinal monotonal conhecido. Sendo assim, escolhe-se monitorar a componente de ordem $n=2$, uma vez que para um sinal de excitação de baixa amplitude as componentes de ordem par superiores a $n=2$ são muito mais baixas em amplitude e a componente de ordem $n=0$ de frequência nula confunde-se com o sinal também contínuo, resultado dos sinais que chegam de ambos os braços e não interferem entre si por apresentarem polarizações diversas.

Vale a pena observar que não é possível determinar co

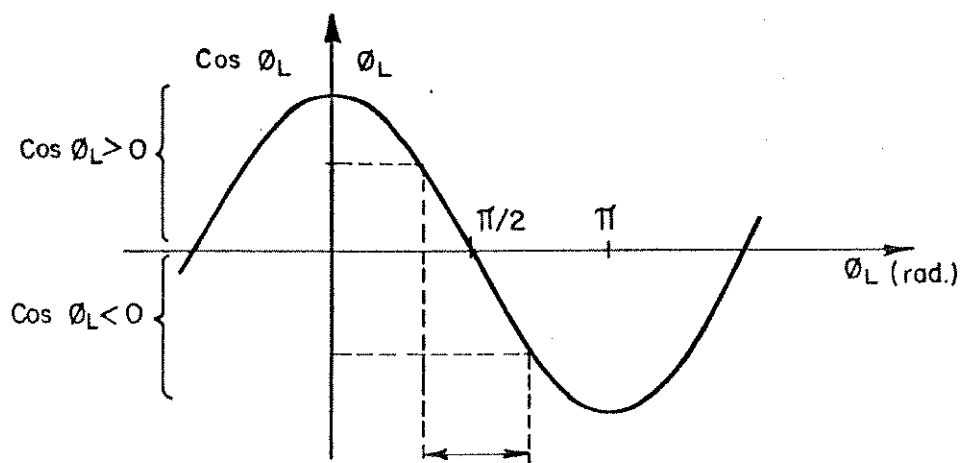


Fig. 5.2.1 – Gráfico de $\cos \varnothing_L$ em função de $\varnothing_L$ sobre o qual é mostrada uma variação de $\varnothing_L$ ($\Delta \varnothing$) em torno do ponto $\varnothing_L = \pi/2$.

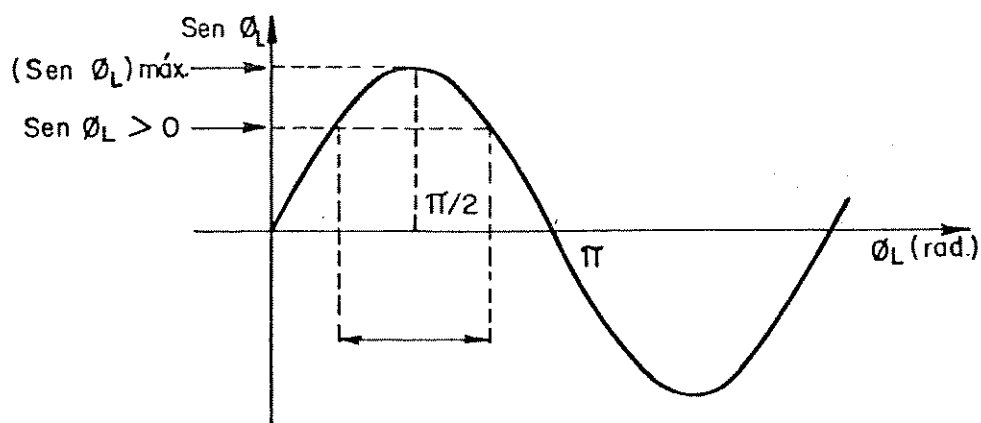


Fig. 5.2.2 – Gráfico de $\sin \varnothing_L$ em função de $\varnothing_L$ sobre o qual é mostrada uma variação de $\varnothing_L$ ($\Delta \varnothing$) em torno do ponto $\varnothing_L = \pi/2$ radianos.

mo ϕ_L varia monitorando-se somente uma componente de ordem ímpar pois tais componentes são diretamente proporcionais a $\sin \phi_L$ (observe a relação 5.2.1), e não a $\cos \phi_L$, como acontece com as componentes de ordem par. Nesse caso, as componentes de ordem ímpar terão amplitudes máximas quando $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos e terão suas amplitudes diminuídas da mesma maneira quando ϕ_L variar em torno de $\frac{\pi}{2}$, não importando se ϕ_L está diminuindo ou aumentando. A Figura 5.2.2 torna clara a razão pela qual não se escolhe uma componente de ordem ímpar para monitorarmos ϕ_L .

5.3 - Montagem proposta

Para estabilizar o sistema em $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ radianos será gerado um sinal de erro baseado na monitorização da componente de ordem $n=2$ da saída do sistema quando esse é excitado com um sinal monotonal conhecido. Esse sinal de erro será realimentado em um modulador de fase constituído do próprio PZT que se encarregará de corrigir ϕ_L , funcionando como atuador do sistema de controle. O sistema de controle será incorporado ao interferômetro segundo o esquema da Figura 5.3.1.

Inicialmente excita-se o PZT com um sinal monotonal do tipo mostrado na equação 5.2.2 utilizando um gerador de sinais ajustado para a frequência angular ω_m . Recolhe-se o sinal na saída do sistema através do fotodiodo e seleciona-se a componente de ordem $n=2$ por meio de um filtro passa faixa centrado na frequência angular $2\omega_m$.

Sabe-se que a faixa da componente de ordem $n=2$ da saída possui fase 0 ou π radianos conforme o valor de ϕ_L diminui ou aumenta em torno de $\frac{\pi}{2}$ radianos. Para discriminar essa mudança de fase de 180°, basta somar o sinal da saída do filtro com um sinal de referência de fase constante e mesma frequência angular ($2\omega_m$). Tal sinal de referência é favorecido por um gerador fixo em $2\omega_m$ que é sincronizado com o gerador que excita o PZT (sendo que esse último gerador trabalha na frequência angular ω_m). Essa sincronização garante a fase constante do gerador de referência. Nota-se que apesar desses dois sinais estarem sincronizados, isso não os obriga necessariamente

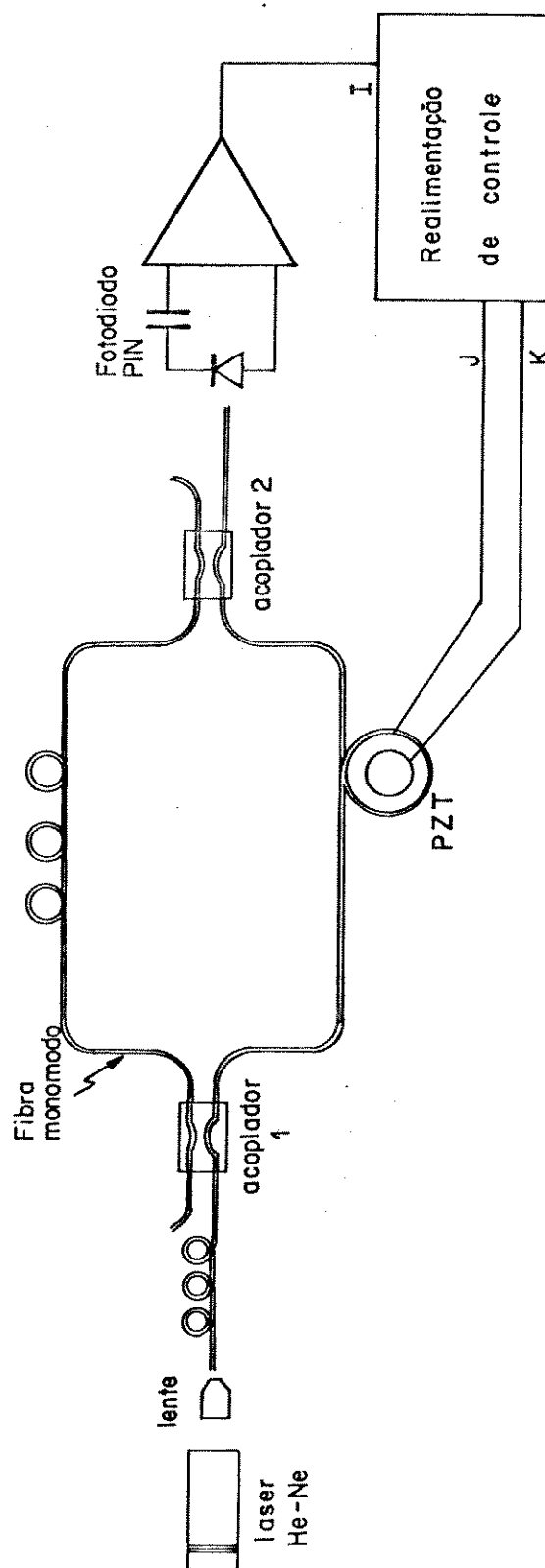


Fig. 5.3.1 — Montagem proposta utilizando realimentação de controle

a estarem em fase, tornando-se preciso um circuito que ajuste a defasagem entre eles para um valor conveniente. Essa defasagem conveniente é aquela na qual o sinal de saída do filtro em $2\omega_m$ interfira ao máximo com o sinal fornecido pelo gerador de referência quando somados.

Após o circuito somador, o sinal é levado a um circuito detetor de amplitude que não passa de um retificador de pico onde discrimina-se a amplitude do sinal soma conseguido anteriormente. Esse sinal de variação lenta é proporcional a $\cos \phi_L$ e portanto proporcional às flutuações térmicas. Sendo assim, o sinal na saída do detetor de amplitude já é o sinal de erro desejado, bastando amplificá-lo e levá-lo ao atuador que é o próprio PZT a fim de corrigir qualquer desvio de ϕ_L através da realimentação.

A Figura 5.3.2 (a) mostra um exemplo de como pode variar a componente de ordem $n=z$ com o tempo quando há flutuações térmicas enquanto a linha (e) da mesma figura mostra os valores de ϕ_L referentes aos vários instantes. A linha (b) mostra o sinal fixo de referência já sincronizado e com fase fixa ajustada com o sinal da linha (a). A linha (c) mostra a soma dos sinais das linhas (a) e (b). Nota-se que quando $\phi_L < \frac{\pi}{2}$ rad, ver linha (e), a fase do sinal (a) é zero e portanto em fase com o sinal (b), interferindo construtivamente quando somados resultando em um aumento da amplitude do sinal (c). Quando $\phi_L = \frac{\pi}{2}$ rad, o sinal (a) é nulo e o sinal (c) é igual ao sinal (b). Quando $\phi_L > \frac{\pi}{2}$ rad, ver linha (e), o sinal (a) possui fase 180° interferindo destrutivamente com o sinal (b) quando somados, resultando em uma diminuição da amplitude do sinal (c). A linha (d) mostra o sinal após o retificador de pico que corresponde à amplitude do sinal (c). O sinal (d) é, portanto, proporcional a $\cos \phi_L$.

5.4 - Circuito utilizado

A Figura 5.4.1 mostra o diagrama de blocos do circuito de realimentação utilizado. Inicialmente um gerador, G_3 , excita a cerâmica piezoelétrica (PZT) com um sinal monotonal

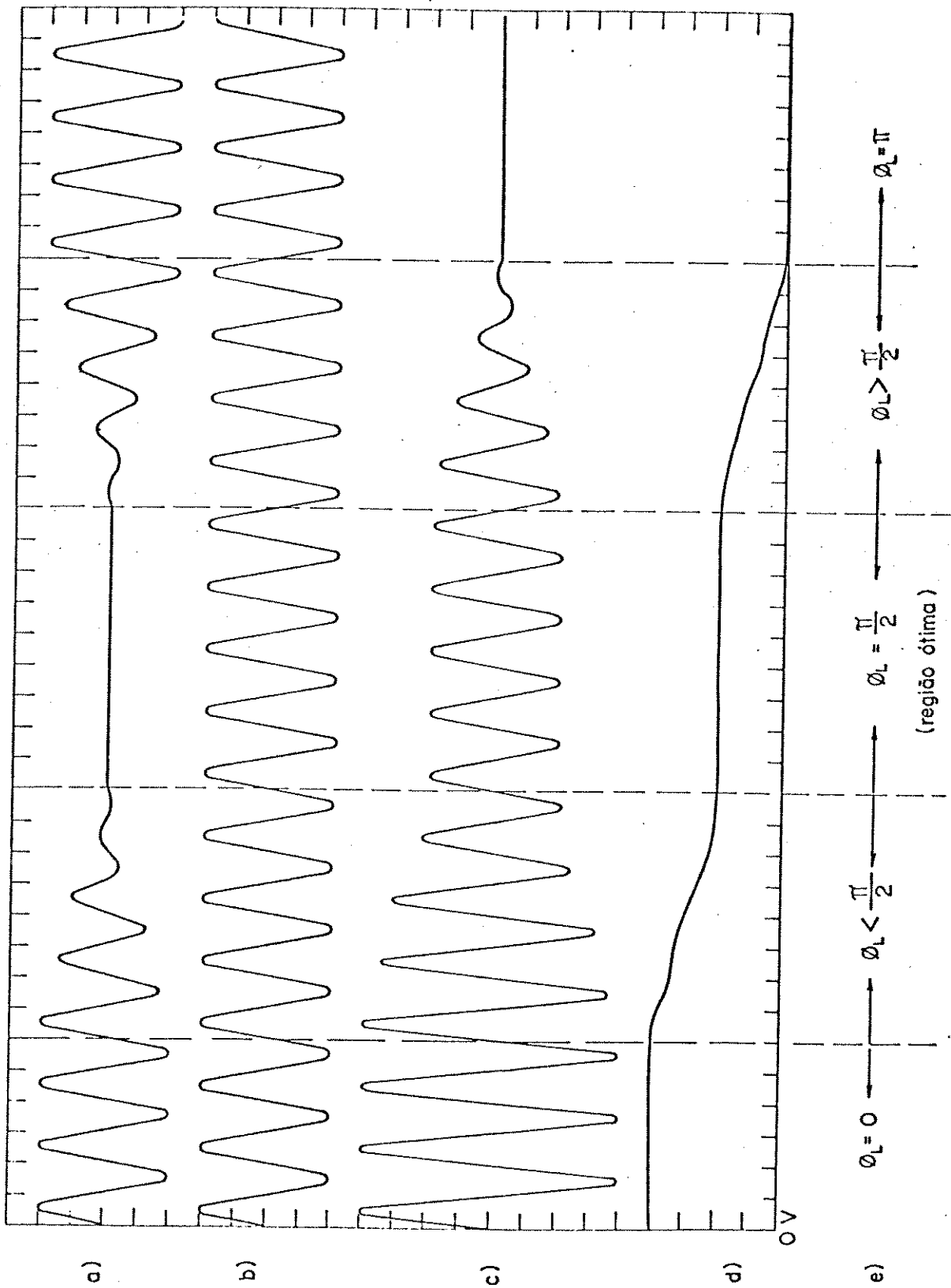


Fig. 5.3.2 - a) Mostra um exemplo de como varia a componente de ordem $n=2$ na saída do sistema com o tempo quando há flutuações térmicas.
 b) Mostra o sinal fornecido pelo gerador de referência.
 c) Mostra o sinal na saída do circuito somador.
 d) Mostra o sinal na saída do retificador de pico.
 e) Mostra como varia ϕ_L com o tempo para as flutuações do exemplo.

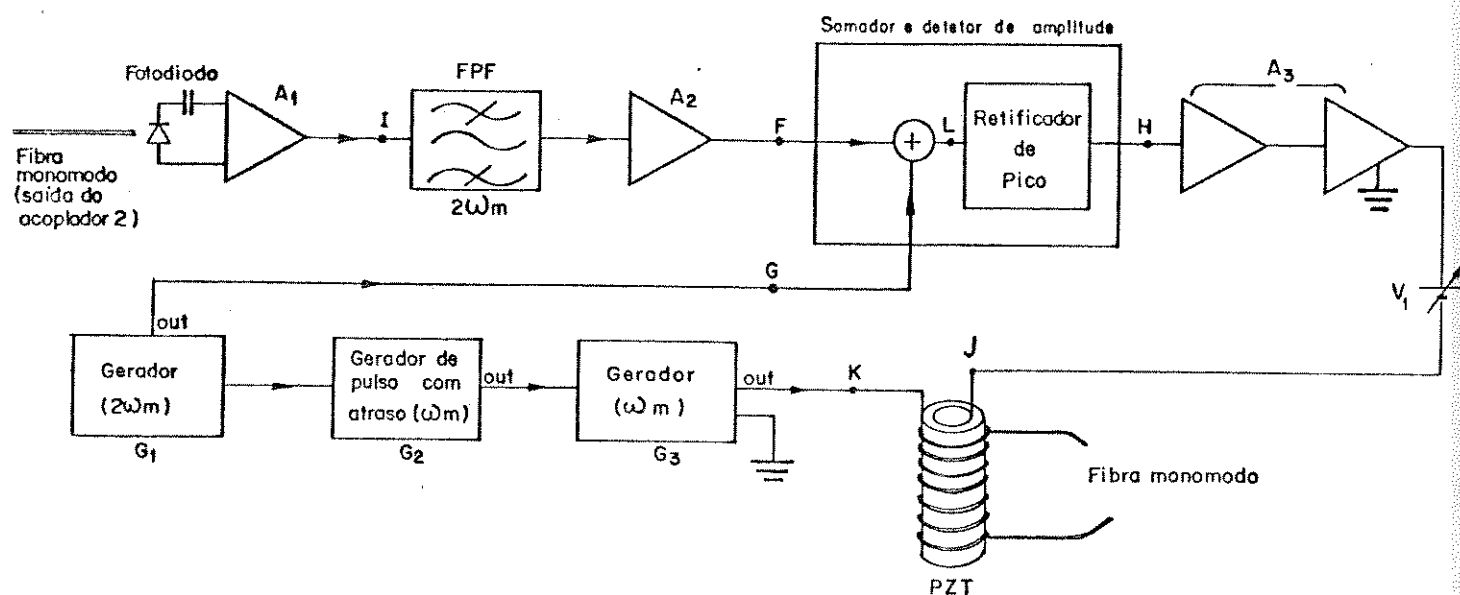


Fig. 5.4.1 — Diagrama de blocos da realimentação de controle.

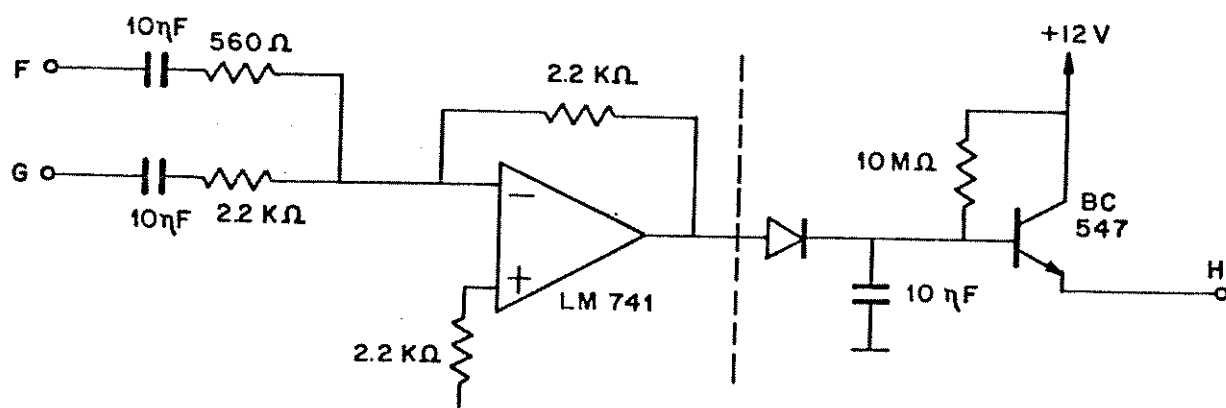


Fig. 5.4.2 - Circuito Somador / detetor de amplitude

constante do tipo mostrado pela equação 5.2.2. Isso faz com que, na saída, tenhamos no fotodiodo uma corrente dada pela relação 5.2.1. O sinal proveniente do fotodiodo é amplificado em A_1 e levado a um filtro passa faixa, FPF, centrado na frequência angular $2\omega_m$ que seleciona a componente de ordem $n=2$.

O sinal na saída do filtro é então amplificado por A_2 e levado a um circuito somador onde será somado com o sinal proveniente de um gerador de referência fixo G_1 . O sinal gerado por G_1 é monotonal de amplitude constante de frequência angular $2\omega_m$. Esse gerador de referência G_1 também fornece um sinal de sincronismo que irá sincronizar um gerador de pulsos, G_2 , cuja saída é um sinal de nível TTL de frequência angular principal ω_m . G_2 possui a capacidade de fornecer pulsos em sua saída que estejam atrasados em relação ao sinal de sincronismo que recebe, sendo que tal atraso pode ser ajustado. A saída de G_2 , por sua vez, sincroniza o gerador G_3 que excita o PZT com o sinal de frequência angular ω_m . É importante lembrar que o atraso ajustável introduzido por G_2 permite colocar em fase o sinal de saída de G_1 (ponto G) com o sinal de saída de A_2 (ponto F).

A saída do circuito somador é então levada a um circuito retificador de pico para detetar-se a amplitude do sinal soma. Tal sinal (ponto H) já se constitui no sinal erro do sistema de controle. Com o circuito em funcionamento, observa-se que as curvas da Figura 5.3.2 (a), (b) (c) e (d) correspondem aos pontos F, G, L e H do diagrama da figura 5.4.1.

Dois amplificadores DC em cascata (A_3) são utilizados para fornecer o ganho adequado ao sinal erro antes de ser levado ao atuador, que nesse caso é o mesmo PZT usado para excitar o sistema para gerar o sinal erro. Antes, porém, o sinal de erro é somado com uma tensão DC ajustável fornecida por V_1 para que se ajuste o ponto de controle.

A Figura 5.4.2 mostra o circuito somador e o circuito detetor de amplitude. O somador foi implementado utilizando-se um amplificador operacional para evitar perdas e aumentar a impedância de entrada do circuito. O detetor de amplitude é um retificador de pico acrescido de um transistor que compatibili

za a impedância de saída do retificador com a impedância de entrada do estágio seguinte ($\sim 2k\Omega$ na entrada de A_3).

5.5 - Equipamento utilizado

Os amplificadores internos de dois osciloscópios foram utilizados para funcionarem como os amplificadores A_1 A_2 do diagrama 5.4.1. A_1 é o amplificador interno do osciloscópio Minipa MO-1220 com um ganho de 50 vezes. A_2 é o amplificador interno do osciloscópio Minipa MO-1360 com ganho de 9 vezes. Como amplificador A_3 foram utilizados dois amplificadores DC em cascata do tipo "DC Power Supply Amplifier - HP 6824A", com ganho total de 90 vezes.

O filtro passa faixa usado foi o "1952 Universal Filter General Radio Company" com frequência de passagem ajustada para 40KHz (relativo a $2\omega_m$). Os geradores G_1 e G_3 são do tipo "Wavetec-II MHz Stabilized Function Generator, model 21". G_1 opera em modo estabilizado em 40KHz enquanto G_3 opera com sincronismo externo em 20KHz. Como gerador de pulsos G_2 é usado o "Pulse Generator HP 8013A" sincronizado externamente com um sinal de 40KHz mas com saída de frequência principal de 20KHz a nível de TTL. Esse gerador de pulsos permite introduzir um atraso ajustável entre o sinal gerado e a entrada de sincronismo. Quanto à fonte de tensão ajustável V_1 , foi usada a fonte de tensão bipolar TC 20005B5 da Tectrol.

5.6 - Resultados Experimentais

Inicialmente pensou-se em excitar o sistema com um sinal de frequência de 65KHz que corresponde à frequência de ressonância mais baixa da cerâmica piezoelétrica utilizada. Porém optou-se por trabalhar em uma frequência mais baixa de 20KHz, devido à dificuldade de filtrar a componente de ordem $n=2$ com o equipamento disponível. Portanto, as frequências angulares utilizadas foram:

$$\begin{aligned}\omega_m &= 2\pi \cdot 20 \quad \text{rad/s} \\ 2\omega_m &= 2\pi \cdot 40 \quad \text{rad/s}\end{aligned}$$

Sendo que o PZT foi excitado com o sinal na saída de G_3 em ω_m com amplitude de 18,5V pico a pico. O sinal de saída do gerador G_1 , em $2\omega_m$, foi ajustado para uma amplitude de 3,1V pico a pico.

Nessa montagem foi utilizado o PZT do tipo B, mencionado no capítulo 2, cuja expressão (2.4.10) para a variação de fase (δ) do sinal óptico que percorre a fibra que a envolve, em função da tensão (ΔV), aplicada ao PZT, conseguida no capítulo 2, é dada abaixo:

$$\delta = 7.17 \times 10^{-3} \times \Delta V \times (\text{nº de voltas}) \quad (5.4.1)$$

No caso, o PZT foi enrolado com 37 voltas de fibra e a variação de tensão fornecida na saída de A_3 é de 30V. Introduzindo essas informações na equação 5.4.1, podemos estimar a máxima variação de fase corrigível pelo sistema montado que é de $\delta_{\text{máx}} = 7,9$ radianos.

Tal faixa de controle é muito pequena, uma vez que as flutuações térmicas do sistema provocam facilmente variações de ϕ_L de várias vezes 2π radianos. Sendo assim, seria necessário aumentarmos a faixa de controle. Para tal, basta observar a equação 5.4.1 que evidencia duas maneiras de aumentar a faixa de controle que são o aumento do número de voltas de fibra sobre o PZT e o aumento da faixa de tensão de controle ΔV .

Porém não foi possível aumentar-se a faixa de controle pelos seguintes motivos:

- a) O tamanho da cerâmica piezoelétrica disponível não permitiu o aumento do número de voltas. Foi pensado então em aumentar-se o número de PZTs do sistema, sendo que o máximo de voltas seriam dadas em cada PZT que estariam conectadas em paralelo para receber o sinal de erro. No entanto, essa solução não foi viável devido ao fato que seria necessário construir-se outro interferômetro, pois o interferômetro montado não possui braços longos o suficiente para serem enrolados tantas voltas em várias cerâmicas.

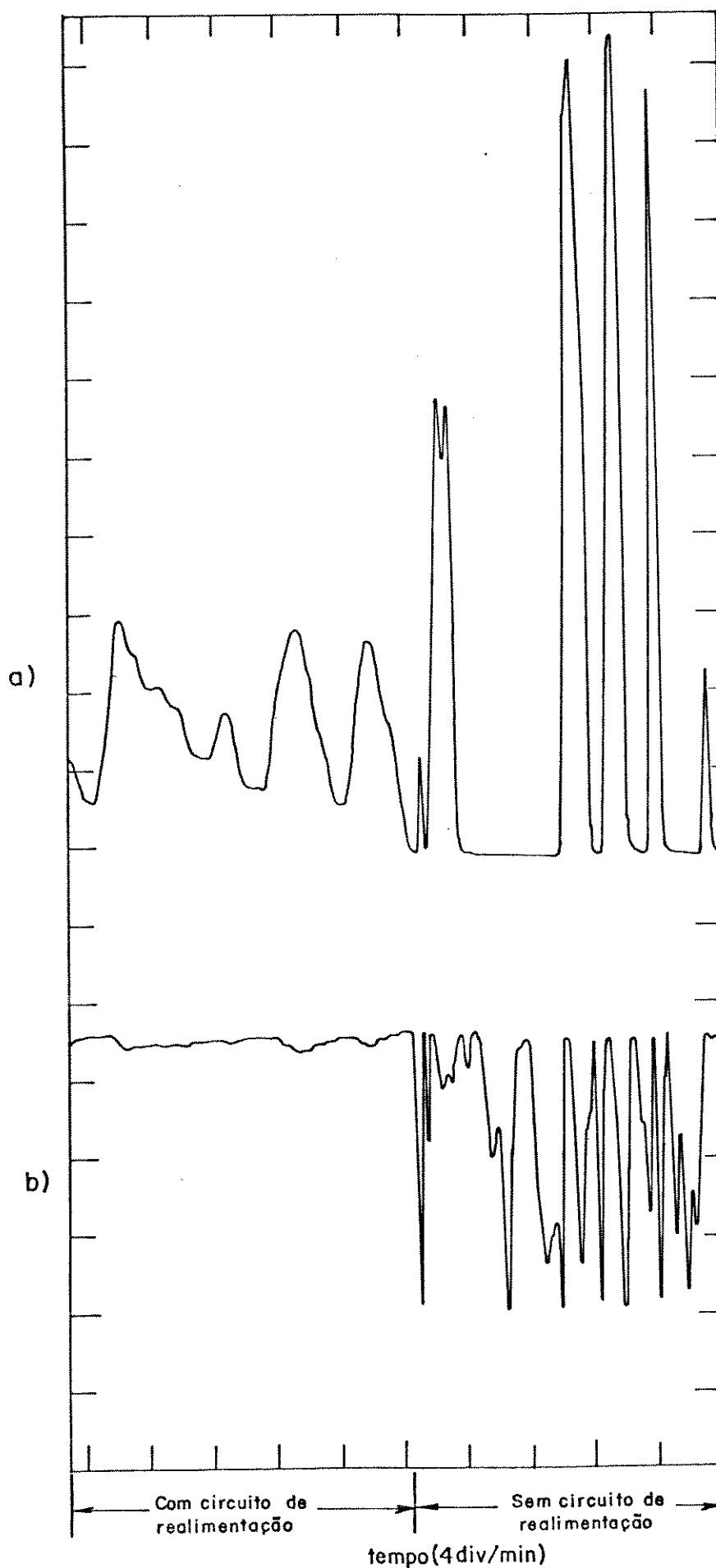


Fig. 5.6.1 - Mostra como se comportam os seguintes sinais com e sem o circuito de realimentação de controle: (a) sinal erro; (b) valor da amplitude da componente de ordem $n=1$ na saída do sistema.

fluxo de ar do laboratório fazendo com que ϕ_L variasse várias vezes 2π radianos. Como a faixa de controle é inferior a esse valor, nota-se que o sistema é controlado dentro da faixa prevista e perde subitamente o controle fora dessa faixa para "amarrar" o sistema novamente em um valor de ϕ_L diferente de 2π do anterior. Os pontos em que tal salto acontece estão marcados com setas na Figura 5.6.2.

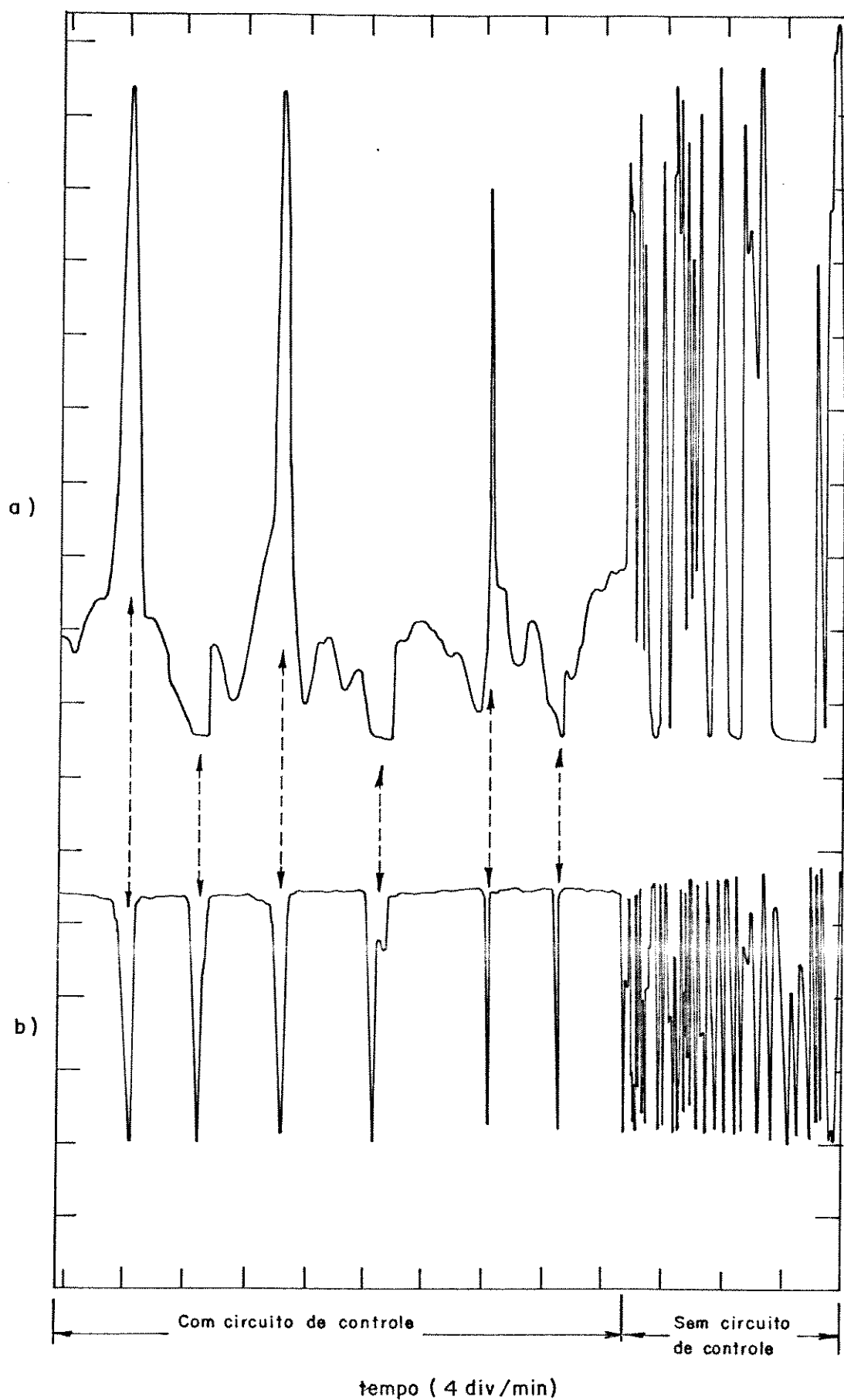


Fig. 5.6.2 — Sinais medidos sem cuidados para evitar fluxo de ar no laboratório.

REFERÊNCIAS

- [1] - R.T. Ramos, E. Conforti, "Sistema Homódino com Modulação em Fase e Oscilador Local Simulado", Anais do III Simpósio Brasileiro de Microondas, 27-29 de julho de 1988, Natal, RN.
- [2] - D.A. Jackson, A. Dandridge, S.K. Sheem, "Measurement of Small Phase Shifts Using a Single-Mode Optical-Fiber Interferometer", Optics Letters, vol 5, nº 4, p. 139, 1980.
- [3] - D.A. Jackson, R. Priest, A. Dandridge, A. B. Tueten, "Elimination of Drift in a Single-Mode Optical Fiber Interferometer Using a Piezoelectrically Stretched Coiled Fiber", Applied Optics, vol 19, nº 17, p. 2926-2929, Setembro 1980.
- [4] - H. Schmuck, O. Strobels, "Stabilization of a Fiber-Optic Mach-Zehnder-Interferometer Used as an Intensity Modulator", J. Opt. Commun. 7 (1986) 3, 86-91.

CONCLUSÃO

Sendo a primeira tese de pós-graduação específica da área de comunicação óptica coerente no país, esse trabalho serve como base para os próximos estudos na área, já iniciados no Departamento de Microonda e Óptica da Faculdade de Engenharia Elétrica da UNICAMP. Além disso, o sistema devidamente estabilizado montado em laboratório pode vir a ter aplicações em sensores em fibra óptica, além de permitir, também, a possibilidade de monitorização à distância do sinal detectado, uma vez que uma das saídas do interferômetro fica livre para ser prolongada por um cabo óptico até um ponto distante.

ANEXO I

Tabela dos valores da função de Bessel $J_n(x)$ ordens $n = 1, 2$ e 3 e das relações

$$\frac{J_1(x)}{J_2(x)} \text{ e } \frac{J_1(x)}{J_3(x)},$$

para x variando de $0,00$ a $3,00$ com passo de $0,01$.

[illegible]

1	000	000	1	4	1	666
1	0	0	11	4	11	6
1	0	0	1	4	1	6
1	0	0	1	4	1	6
1	0	000	4444	4	1	6666
1	0	0	1	4	1	6
1	0	0	1	4	1	6
1	000	000	111	4	111	666

JCS FEE--ROGERIO (1416) QUEUED TO LP40 ON 17-MAR-1988 18:46 BY USER MICRONDAS, UNDER ACCOUNT FEE AT PRIORITY 100, STARTED ON PRINTER _CCVAX13LP40: ON 17-MAR-1988 19:08 FROM QUEUE LP40.

DIGITAL EQUIPMENT CORPORATION - VAX/VMS VERSION V4.5

X
UNICAMP

	J1(X)	J2(X)	J3(X)	J1/J2	J1/J3
0.01	0.0049999375	0.0000124999	0.0000000208	0.400E+03	0.240E+06
0.02	0.0099995000	0.0000499983	0.0000001667	0.200E+03	0.600E+05
0.03	0.0149933126	0.0001124916	0.0000005625	0.133E+03	0.267E+05
0.04	0.0199960003	0.0001999733	0.0000013332	0.100E+03	0.150E+05
0.05	0.0249921883	0.0003124349	0.0000026038	0.800E+02	0.960E+04
0.06	0.0299885020	0.0004498650	0.0000044990	0.667E+02	0.667E+04
0.07	0.0349785669	0.0006122499	0.0000071436	0.571E+02	0.490E+04
0.08	0.0399680085	0.0007995734	0.0000106624	0.500E+02	0.375E+04
0.09	0.0449544529	0.0010118167	0.0000151798	0.444E+02	0.296E+04
0.10	0.0499375260	0.0012489587	0.0000208203	0.400E+02	0.240E+04
0.11	0.0549168544	0.0015109755	0.0000277082	0.363E+02	0.198E+04
0.12	0.0598920648	0.0017978410	0.0000359676	0.333E+02	0.167E+04
0.12	0.0648627842	0.0021095265	0.0000457225	0.307E+02	0.142E+04
0.14	0.0698236400	0.0024460008	0.0000570967	0.285E+02	0.122E+04
0.15	0.0747892602	0.0028072303	0.0000702137	0.266E+02	0.107E+04
0.16	0.0797442729	0.0031931788	0.0000851969	0.250E+02	0.936E+03
0.17	0.0846933070	0.0036038077	0.0001021694	0.235E+02	0.829E+03
0.18	0.0896359917	0.0040390761	0.0001212542	0.222E+02	0.739E+03
0.19	0.0945719568	0.0044989402	0.0001425737	0.210E+02	0.663E+03
0.20	0.0995008326	0.0049333542	0.0001662504	0.200E+02	0.598E+03
0.21	0.1044222501	0.0054922695	0.0001924063	0.190E+02	0.543E+03
0.22	0.1093358407	0.0060256352	0.0002211631	0.181E+02	0.494E+03
0.23	0.1142412368	0.0065833980	0.0002526422	0.174E+02	0.452E+03
0.24	0.1191380711	0.0071655021	0.0002869647	0.166E+02	0.415E+03
0.25	0.1240259773	0.0077713893	0.0003242513	0.160E+02	0.382E+03
0.26	0.1289045898	0.0084024988	0.0003646222	0.153E+02	0.354E+03
0.27	0.1337735435	0.0090572675	0.0004081976	0.148E+02	0.328E+03
0.28	0.1386324746	0.0097361300	0.0004550968	0.142E+02	0.305E+03
0.29	0.1434810196	0.0104390183	0.0005054391	0.137E+02	0.284E+03
0.30	0.1483138163	0.0111658619	0.0005593430	0.133E+02	0.265E+03
0.31	0.1531455031	0.0119165883	0.0006169270	0.129E+02	0.248E+03
0.32	0.1579607195	0.0126911223	0.0006783088	0.124E+02	0.233E+03
0.33	0.1627641059	0.0134893862	0.0007436056	0.121E+02	0.219E+03
0.34	0.1675553037	0.0142113002	0.0008129343	0.117E+02	0.206E+03
0.35	0.1723339552	0.0151567821	0.0008864113	0.114E+02	0.194E+03
0.36	0.1770997040	0.0160257471	0.0009641523	0.111E+02	0.184E+03
0.37	0.1818521944	0.0169181082	0.0010462725	0.107E+02	0.174E+03
0.38	0.1865910722	0.0178337761	0.0011328868	0.105E+02	0.165E+03
0.39	0.1913159841	0.0187726591	0.0012241091	0.102E+02	0.156E+03
0.40	0.1960265780	0.0197346631	0.0013200532	0.993E+01	0.148E+03
0.41	0.2007225029	0.0207196918	0.0014208320	0.969E+01	0.141E+03
0.42	0.2054034094	0.0217276466	0.0015265578	0.945E+01	0.135E+03
0.43	0.2100689488	0.0227584263	0.0016373424	0.923E+01	0.128E+03
0.44	0.2147187741	0.0238119278	0.0017532969	0.902E+01	0.122E+03
0.45	0.2193525395	0.0248880455	0.0018745317	0.881E+01	0.117E+03
0.46	0.2239699004	0.0259866716	0.0020011567	0.862E+01	0.112E+03
0.47	0.2285705137	0.0271076959	0.0021332809	0.843E+01	0.107E+03
0.48	0.2331540376	0.0282510061	0.0022710129	0.825E+01	0.103E+03
0.49	0.2377201319	0.0294164875	0.0024144602	0.808E+01	0.985E+02
0.50	0.2422684577	0.0306040235	0.0025637300	0.792E+01	0.945E+02
0.51	0.2467986775	0.0318134943	0.0027189284	0.776E+01	0.908E+02
0.52	0.2513104556	0.0330447802	0.0028801610	0.761E+01	0.873E+02
0.53	0.2558034575	0.0342977562	0.0030475325	0.746E+01	0.839E+02
0.54	0.2602773505	0.0355722972	0.0032211470	0.732E+01	0.808E+02
0.55	0.2647318033	0.0368682752	0.0034011075	0.718E+01	0.778E+02
0.56	0.2691664864	0.0381655604	0.0035875166	0.705E+01	0.750E+02
0.57	0.2735810718	0.0395240205	0.0037804757	0.692E+01	0.724E+02
0.58	0.2779752334	0.0409335213	0.0039800856	0.680E+01	0.698E+02



UNICAMP

0.59	0.2823466464	0.0422639262	0.0041864463	0.668E+01	0.674E+02
0.60	0.2867009881	0.0436650967	0.0043996567	0.657E+01	0.652E+02
0.61	0.2910319373	0.0450668922	0.0046198151	0.645E+01	0.630E+02
0.62	0.2953411748	0.0465291700	0.0048470188	0.635E+01	0.609E+02
0.63	0.2996283831	0.0479917852	0.0050813642	0.624E+01	0.590E+02
0.64	0.3038932463	0.0494745909	0.0053229467	0.614E+01	0.571E+02
0.65	0.3081354509	0.0509774382	0.0055718611	0.604E+01	0.553E+02
0.66	0.3123546847	0.0525001761	0.0058282009	0.595E+01	0.536E+02
0.67	0.3165506378	0.0540426517	0.0060920589	0.586E+01	0.520E+02
0.68	0.3207230021	0.0556047099	0.0063635269	0.577E+01	0.504E+02
0.69	0.3248714714	0.0571861938	0.0066426956	0.568E+01	0.489E+02
0.70	0.3289957415	0.0587869444	0.0069296548	0.560E+01	0.475E+02
0.71	0.3330955104	0.0604068007	0.0072244935	0.551E+01	0.461E+02
0.72	0.3371704780	0.0620455999	0.0075272994	0.543E+01	0.448E+02
0.73	0.3412203460	0.0637031772	0.0078381593	0.536E+01	0.435E+02
0.74	0.3452448187	0.0653793659	0.0081571591	0.528E+01	0.423E+02
0.75	0.3492436022	0.0670739973	0.0084843834	0.521E+01	0.412E+02
0.76	0.3532164046	0.0687869009	0.0088199161	0.513E+01	0.400E+02
0.77	0.3571629365	0.0705179044	0.0091638396	0.506E+01	0.390E+02
0.78	0.3610829105	0.0722668335	0.0095162357	0.500E+01	0.379E+02
0.79	0.3649760413	0.0740335122	0.0098771848	0.493E+01	0.370E+02
0.80	0.3688420461	0.0758177625	0.0102467663	0.486E+01	0.360E+02
0.81	0.3726806441	0.0776194048	0.0106250585	0.480E+01	0.351E+02
0.82	0.3764915568	0.0794382576	0.0110121386	0.474E+01	0.342E+02
0.83	0.3802745081	0.0812741376	0.0114080826	0.468E+01	0.333E+02
0.84	0.3840292243	0.0831268598	0.0118129655	0.462E+01	0.325E+02
0.85	0.3877554338	0.0849962376	0.0122268609	0.456E+01	0.317E+02
0.86	0.3914529675	0.0868820825	0.0126498417	0.451E+01	0.309E+02
0.87	0.3951212587	0.0887842042	0.0130819791	0.445E+01	0.302E+02
0.88	0.3987603430	0.0907024110	0.0135233435	0.440E+01	0.295E+02
0.89	0.4023698537	0.0926365094	0.0139740040	0.434E+01	0.288E+02
0.90	0.4059495461	0.0945863043	0.0144340285	0.429E+01	0.281E+02
0.91	0.4094991483	0.0965515988	0.0149034836	0.424E+01	0.275E+02
0.92	0.4130184110	0.0985321945	0.0153824348	0.419E+01	0.269E+02
0.93	0.4165070820	0.1005278916	0.0158709464	0.414E+01	0.262E+02
0.94	0.4199649120	0.1025384284	0.0163690814	0.410E+01	0.257E+02
0.95	0.4233916540	0.1045637820	0.0168769016	0.405E+01	0.251E+02
0.96	0.4267970628	0.1066035675	0.0173944674	0.400E+01	0.245E+02
0.97	0.4301508997	0.1086576390	0.0179218383	0.395E+01	0.240E+02
0.98	0.4334829225	0.1107257867	0.018459720	0.391E+01	0.235E+02
0.99	0.4367828958	0.1128078075	0.0190062255	0.387E+01	0.230E+02
1.00	0.4400505857	0.1149034849	0.0195633540	0.383E+01	0.225E+02
1.01	0.4432857612	0.1170126089	0.0201305117	0.379E+01	0.220E+02
1.02	0.4464881937	0.1191349661	0.0207077516	0.375E+01	0.216E+02
1.03	0.4496576576	0.1212703415	0.0212951250	0.371E+01	0.211E+02
1.04	0.4527939297	0.1234185191	0.0218926822	0.367E+01	0.207E+02
1.05	0.4558967898	0.1255792812	0.0225004721	0.363E+01	0.203E+02
1.06	0.4589660204	0.1277524091	0.0231185422	0.359E+01	0.199E+02
1.07	0.4620014067	0.1299376824	0.0237469387	0.356E+01	0.195E+02
1.08	0.4650027369	0.1321348797	0.0243857065	0.352E+01	0.191E+02
1.09	0.4679699017	0.1343437782	0.0250348891	0.348E+01	0.187E+02
1.10	0.4709023949	0.1365641540	0.0256945286	0.345E+01	0.183E+02
1.11	0.4738003130	0.1387957816	0.0263646658	0.341E+01	0.180E+02
1.12	0.4766633554	0.1410384347	0.0270453401	0.338E+01	0.176E+02
1.13	0.4794913245	0.1432918857	0.0277365894	0.335E+01	0.173E+02
1.14	0.4822840254	0.1455559056	0.0284384505	0.331E+01	0.170E+02
1.15	0.4850412662	0.1478302646	0.0291509585	0.328E+01	0.166E+02
1.16	0.4877628579	0.1501147215	0.0298741473	0.325E+01	0.163E+02
1.17	0.4904486144	0.1524090741	0.0306080492	0.322E+01	0.160E+02
1.18	0.4930983528	0.1547130592	0.0313526953	0.319E+01	0.157E+02





UNICAMP

1.19	0.4957118929	0.1570264524	0.0321081152	0.316E+01	0.154E+02
1.20	0.4982890576	0.1593490183	0.0328743369	0.313E+01	0.152E+02
1.21	0.5008296726	0.1616805206	0.0336513873	0.310E+01	0.149E+02
1.22	0.5033335670	0.1640207219	0.0344392917	0.307E+01	0.146E+02
1.23	0.5058005726	0.1663693838	0.0352380738	0.304E+01	0.144E+02
1.24	0.5082305244	0.1687262670	0.0360477562	0.301E+01	0.141E+02
1.25	0.5106232603	0.1710911312	0.0368683596	0.298E+01	0.138E+02
1.26	0.5129786215	0.1734637355	0.0376999038	0.296E+01	0.136E+02
1.27	0.5152964520	0.1758438376	0.0385424066	0.293E+01	0.134E+02
1.28	0.5175765991	0.1782311948	0.0393958847	0.290E+01	0.131E+02
1.29	0.5198189131	0.1806255634	0.0402603532	0.288E+01	0.129E+02
1.30	0.5220232474	0.1830266988	0.0411353257	0.285E+01	0.127E+02
1.31	0.5241894537	0.1854343557	0.0420223144	0.283E+01	0.125E+02
1.32	0.5263174066	0.1878482881	0.0429198300	0.280E+01	0.123E+02
1.33	0.5284069539	0.1902682491	0.0438283816	0.278E+01	0.121E+02
1.34	0.5304579667	0.1926939912	0.0447479771	0.275E+01	0.119E+02
1.35	0.5324702141	0.1951252661	0.0456786225	0.273E+01	0.117E+02
1.36	0.5344438694	0.1975618250	0.0466203227	0.271E+01	0.115E+02
1.37	0.5363785053	0.2000034183	0.0475730809	0.268E+01	0.113E+02
1.38	0.5382741033	0.2024497957	0.0485268988	0.266E+01	0.111E+02
1.39	0.5401305445	0.2049007066	0.0495117767	0.264E+01	0.109E+02
1.40	0.5419477139	0.2073558995	0.0504977133	0.261E+01	0.107E+02
1.41	0.5437235000	0.2098151226	0.0514947058	0.259E+01	0.106E+02
1.42	0.5454637343	0.2122781232	0.0525027500	0.257E+01	0.104E+02
1.43	0.5471624917	0.2147446486	0.0535218400	0.255E+01	0.102E+02
1.44	0.5488214902	0.2172144452	0.0545519687	0.253E+01	0.101E+02
1.45	0.5504406911	0.2196372591	0.0555931271	0.251E+01	0.990E+01
1.46	0.5520199991	0.2221628360	0.0566453049	0.248E+01	0.975E+01
1.47	0.5535592220	0.2246409210	0.0577084903	0.246E+01	0.959E+01
1.48	0.5550585710	0.2271212592	0.0587826700	0.244E+01	0.944E+01
1.49	0.5565176604	0.2296035948	0.0598678291	0.242E+01	0.930E+01
1.50	0.5579365079	0.2320876721	0.0609639511	0.240E+01	0.915E+01
1.51	0.5593150346	0.2345732349	0.0620710183	0.238E+01	0.901E+01
1.52	0.5606531647	0.2370600268	0.0631890110	0.237E+01	0.887E+01
1.53	0.5619508258	0.2395477909	0.0643179085	0.235E+01	0.874E+01
1.54	0.5632079488	0.2420362702	0.0654576882	0.233E+01	0.860E+01
1.55	0.5644244679	0.2445252077	0.0666083261	0.231E+01	0.847E+01
1.56	0.5656002207	0.2470143499	0.0677697968	0.229E+01	0.835E+01
1.57	0.5667354430	0.2495034271	0.0689420731	0.227E+01	0.822E+01
1.58	0.5678297940	0.2519921936	0.0701251266	0.225E+01	0.810E+01
1.59	0.5688833061	0.2544803878	0.0713189272	0.224E+01	0.798E+01
1.60	0.5698959353	0.2569677514	0.0725234433	0.222E+01	0.786E+01
1.61	0.5708676356	0.2594540267	0.0737386418	0.220E+01	0.774E+01
1.62	0.5717963645	0.2619389553	0.0749644882	0.218E+01	0.763E+01
1.63	0.5726880830	0.2644222794	0.0762009461	0.217E+01	0.752E+01
1.64	0.5735367552	0.2669037407	0.0774479781	0.215E+01	0.741E+01
1.65	0.5743443486	0.2693830811	0.0787055450	0.213E+01	0.730E+01
1.66	0.5751108341	0.2718600427	0.0799736061	0.212E+01	0.719E+01
1.67	0.5758361859	0.2743343674	0.0812521193	0.210E+01	0.709E+01
1.68	0.5765203816	0.2768057974	0.0825410409	0.208E+01	0.698E+01
1.69	0.5771634020	0.2792740749	0.0838403256	0.207E+01	0.688E+01
1.70	0.5777652315	0.2817389424	0.0851499269	0.205E+01	0.679E+01
1.71	0.5783258576	0.2842001422	0.0864697966	0.203E+01	0.669E+01
1.72	0.5788462713	0.2866574172	0.0877998850	0.202E+01	0.659E+01
1.73	0.5793234669	0.2891105104	0.0891401410	0.200E+01	0.650E+01
1.74	0.5797604420	0.2915591649	0.0904905119	0.199E+01	0.641E+01
1.75	0.5801561976	0.2940031243	0.0918509435	0.197E+01	0.632E+01
1.76	0.5805107381	0.2964421321	0.0932213804	0.196E+01	0.623E+01
1.77	0.5808240710	0.2988759326	0.0946017653	0.194E+01	0.614E+01
1.78	0.5810962075	0.3013042700	0.0959920397	0.193E+01	0.605E+01





UNICAMP

1.79	0.5813271619	0.3037268892	0.0973921437	0.191E+01	0.597E+01
1.80	0.5815169517	0.3061435353	0.0988020157	0.190E+01	0.589E+01
1.81	0.5816655982	0.3085539538	0.1002215927	0.189E+01	0.580E+01
1.82	0.5817731255	0.3109578908	0.1016508103	0.187E+01	0.572E+01
1.83	0.5818395614	0.3133550926	0.1030896027	0.186E+01	0.564E+01
1.84	0.5818649368	0.3157453061	0.1045379025	0.184E+01	0.557E+01
1.85	0.5818492861	0.3181282788	0.1059956410	0.183E+01	0.549E+01
1.86	0.5817926469	0.3205037586	0.1074627480	0.182E+01	0.541E+01
1.87	0.5816950601	0.3228714940	0.1089391518	0.180E+01	0.534E+01
1.88	0.5815565699	0.3252312341	0.1104247794	0.179E+01	0.527E+01
1.89	0.5813772238	0.3275827286	0.1119195563	0.177E+01	0.519E+01
1.90	0.5811570727	0.3299257277	0.1134234066	0.176E+01	0.512E+01
1.91	0.5808961707	0.3322599224	0.1149262531	0.175E+01	0.505E+01
1.92	0.5805945752	0.3345852442	0.1164580169	0.174E+01	0.499E+01
1.93	0.5802523467	0.3369012655	0.1179886180	0.172E+01	0.492E+01
1.94	0.5798695494	0.3392077993	0.1195279749	0.171E+01	0.485E+01
1.95	0.5794462503	0.3415045993	0.1210760046	0.170E+01	0.479E+01
1.96	0.5789825199	0.3437914200	0.1226326230	0.168E+01	0.472E+01
1.97	0.5784784319	0.3460680158	0.1241977444	0.167E+01	0.466E+01
1.98	0.5779340632	0.3483341457	0.1257712817	0.166E+01	0.460E+01
1.99	0.5773494940	0.3505895637	0.1273531466	0.165E+01	0.453E+01
2.00	0.5767248078	0.3528340286	0.1289432495	0.163E+01	0.447E+01
2.01	0.5760600910	0.3550672990	0.1305414991	0.162E+01	0.441E+01
2.02	0.5753554334	0.3572891345	0.1321478023	0.161E+01	0.435E+01
2.03	0.5746109282	0.3594992956	0.1337620681	0.160E+01	0.430E+01
2.04	0.57382266715	0.3616975438	0.1353841986	0.159E+01	0.424E+01
2.05	0.5730027627	0.3638836413	0.1370140984	0.157E+01	0.418E+01
2.06	0.5721393043	0.3660573517	0.1386516699	0.156E+01	0.413E+01
2.07	0.5712364020	0.3682184393	0.1402968141	0.155E+01	0.407E+01
2.08	0.5702941646	0.3703666696	0.1419494308	0.154E+01	0.402E+01
2.09	0.5693127042	0.3725018090	0.1436094183	0.153E+01	0.396E+01
2.10	0.5682921358	0.3746236252	0.1452766741	0.152E+01	0.391E+01
2.11	0.5672225776	0.3767318867	0.1469510938	0.151E+01	0.386E+01
2.12	0.5661241511	0.3788263634	0.1486325724	0.149E+01	0.381E+01
2.13	0.5649969806	0.3809068263	0.1503210031	0.148E+01	0.376E+01
2.14	0.5638211935	0.3829730474	0.1520162783	0.147E+01	0.371E+01
2.15	0.5626069206	0.3850248001	0.1537182889	0.146E+01	0.366E+01
2.16	0.5613542953	0.3870618548	0.1554269247	0.145E+01	0.361E+01
2.17	0.5600634544	0.3890839993	0.1571420742	0.144E+01	0.356E+01
2.18	0.5587345376	0.3910909985	0.1588636248	0.143E+01	0.352E+01
2.19	0.5572676875	0.3930826247	0.1605914627	0.142E+01	0.347E+01
2.20	0.5559630498	0.3950586875	0.1623254728	0.141E+01	0.342E+01
2.21	0.5545207733	0.3970189376	0.1640655391	0.140E+01	0.338E+01
2.22	0.5530410097	0.3989631674	0.1658115443	0.139E+01	0.334E+01
2.23	0.5515239135	0.4008911604	0.1675633697	0.138E+01	0.329E+01
2.24	0.5499696423	0.4028027014	0.1693208959	0.137E+01	0.325E+01
2.25	0.5483782566	0.4046975768	0.1710840022	0.136E+01	0.321E+01
2.26	0.5467502200	0.4065755744	0.1728525666	0.134E+01	0.316E+01
2.27	0.5450853986	0.4084364832	0.1746264663	0.133E+01	0.312E+01
2.28	0.5433840617	0.4102800942	0.1764055772	0.132E+01	0.308E+01
2.29	0.5416463814	0.4121061991	0.1781897743	0.131E+01	0.304E+01
2.30	0.53988725326	0.4139143917	0.1799789313	0.130E+01	0.300E+01
2.31	0.5380626931	0.4157050671	0.1817729210	0.129E+01	0.296E+01
2.32	0.5362170434	0.4174774219	0.1835716151	0.128E+01	0.292E+01
2.33	0.5343357669	0.4192314544	0.1853748844	0.127E+01	0.288E+01
2.34	0.5324190499	0.4209869643	0.1871825984	0.126E+01	0.284E+01
2.35	0.5304670813	0.4226837530	0.1889946259	0.125E+01	0.281E+01
2.36	0.5284800527	0.4243816234	0.1908108345	0.125E+01	0.277E+01
2.37	0.5264581586	0.4260603803	0.1926310909	0.124E+01	0.273E+01
2.38	0.5244015961	0.4277198298	0.1944552607	0.123E+01	0.270E+01



2.39
UNICAMP
2.40

2.41	0.5180259104	0.4325804220	0.1999498937	0.120E+01	0.259E+01
2.42	0.5153326997	0.4341607383	0.2017883554	0.119E+01	0.256E+01
2.43	0.5136058464	0.4357208040	0.2036300449	0.118E+01	0.252E+01
2.44	0.5113455637	0.4372604355	0.2054748224	0.117E+01	0.249E+01
2.45	0.5090520671	0.4387794511	0.2073225470	0.116E+01	0.246E+01
2.46	0.5067255749	0.4402776710	0.2091730772	0.115E+01	0.242E+01
2.47	0.5043662078	0.4417549170	0.2110262704	0.114E+01	0.239E+01
2.48	0.5019744891	0.4432110129	0.2128819834	0.113E+01	0.236E+01
2.49	0.4995503446	0.4446457843	0.2147400719	0.112E+01	0.233E+01
2.50	0.4970941025	0.4460590584	0.2166003910	0.111E+01	0.229E+01
2.51	0.4946059935	0.4474506648	0.2184627950	0.111E+01	0.226E+01
2.52	0.4920862509	0.4488204345	0.2203271371	0.110E+01	0.223E+01
2.53	0.4895351102	0.4501682006	0.2221932702	0.109E+01	0.220E+01
2.54	0.4869528094	0.4514937982	0.2240610460	0.108E+01	0.217E+01
2.55	0.4843395888	0.4527970642	0.2259303158	0.107E+01	0.214E+01
2.56	0.4816956913	0.4540778376	0.2278009299	0.106E+01	0.211E+01
2.57	0.4790213618	0.4553359591	0.2296727380	0.105E+01	0.209E+01
2.58	0.4763168476	0.4565712718	0.2315455892	0.104E+01	0.206E+01
2.59	0.4735823986	0.4577836203	0.2334193317	0.103E+01	0.203E+01
2.60	0.4708182665	0.4589728517	0.2352938130	0.103E+01	0.200E+01
2.61	0.4680247056	0.4601388148	0.2371688803	0.102E+01	0.197E+01
2.62	0.4652019723	0.4612813606	0.2390443798	0.101E+01	0.195E+01
2.63	0.4623503251	0.4624003421	0.2409201572	0.100E+01	0.192E+01
2.64	0.4594700248	0.4634956143	0.2427960576	0.991E+00	0.189E+01
2.65	0.4565613343	0.4645670345	0.2446719254	0.983E+00	0.187E+01
2.66	0.4536245187	0.4656144619	0.2465476044	0.974E+00	0.184E+01
2.67	0.4506598451	0.4666377578	0.2484229381	0.966E+00	0.181E+01
2.68	0.4476675828	0.4676357858	0.2502977691	0.957E+00	0.179E+01
2.69	0.4446480030	0.4686114115	0.2521719397	0.949E+00	0.176E+01
2.70	0.4416013791	0.4695615027	0.2540452916	0.940E+00	0.174E+01
2.71	0.4385279864	0.4704869294	0.2559176658	0.932E+00	0.171E+01
2.72	0.4354281022	0.4713875637	0.2577889032	0.924E+00	0.169E+01
2.73	0.4323020058	0.4722632799	0.2596588439	0.915E+00	0.166E+01
2.74	0.4291499783	0.4731139545	0.2615273275	0.907E+00	0.164E+01
2.75	0.4259723030	0.4739394663	0.2633941935	0.899E+00	0.162E+01
2.76	0.4227692347	0.4747396963	0.2652592907	0.891E+00	0.159E+01
2.77	0.4195411504	0.4755145276	0.2671224274	0.882E+00	0.157E+01
2.78	0.4162832486	0.4762638457	0.2689834718	0.874E+00	0.155E+01
2.79	0.4130108501	0.4769875383	0.2708422515	0.866E+00	0.152E+01
2.80	0.4097092469	0.4776854954	0.2726986037	0.858E+00	0.150E+01
2.81	0.4063837331	0.4783576092	0.2745523655	0.850E+00	0.148E+01
2.82	0.4030346045	0.4790037743	0.2764033733	0.841E+00	0.146E+01
2.83	0.3996621595	0.4796238875	0.2782514635	0.833E+00	0.144E+01
2.84	0.3962666942	0.4802178480	0.2800964720	0.825E+00	0.141E+01
2.85	0.3928485126	0.4807855573	0.2819362345	0.817E+00	0.139E+01
2.86	0.3894079158	0.4813269191	0.2837765865	0.809E+00	0.137E+01
2.87	0.3859452081	0.4818418397	0.2856113630	0.801E+00	0.135E+01
2.88	0.3824606948	0.4823302275	0.2874423989	0.793E+00	0.133E+01
2.89	0.3789546832	0.4827919933	0.2892695291	0.785E+00	0.131E+01
2.90	0.3754274818	0.4832270505	0.2910925878	0.777E+00	0.129E+01
2.91	0.3718794008	0.4836353145	0.2929114095	0.769E+00	0.127E+01
2.92	0.3683107518	0.4840167035	0.2947258283	0.761E+00	0.125E+01
2.93	0.3647218477	0.4843711376	0.2965356781	0.753E+00	0.123E+01
2.94	0.36111130030	0.4846985298	0.2983407927	0.745E+00	0.121E+01
2.95	0.3574845334	0.4849988352	0.3001410058	0.737E+00	0.119E+01
2.96	0.3538367562	0.4852719514	0.3019361511	0.729E+00	0.117E+01
2.97	0.3501699897	0.4855178183	0.3037260619	0.721E+00	0.115E+01
2.98	0.3464845537	0.4857363685	0.3055105718	0.713E+00	0.113E+01



ANEXO II

Cópia do pedido de privilégio da invenção "Controlador de Estabilidade de Interferômetros em Fibra Óptica".

Relatório Descritivo da Patente de Invenção "CONTROLADOR DE ESTABILIDADE DE INTERFERÔMETROS EM FIBRA ÓPTICA".

Refere-se a presente invenção a um interferômetro óptico, todo montado em fibra óptica monomodo, que é mantido estável por meio da atuação de uma cerâmica piezopelétrica sobre seu braço de referência, que é alimentada eletricamente por um circuito de controle local que se baseia na informação retirada em uma das saídas das ópticas do interferômetro através de um fotodiodo. Além disso, a outra saída por fibra óptica pode ser prolongada por vários quilômetros medindo-se então, neste local remoto, o resultado detectado pelo sensor.

Essa montagem pode ser utilizada em sensores de temperatura, pressão, vibração e diversos parâmetros físicos que agem sobre a fibra que compõe um dos braços do interferômetro.

Um interferômetro óptico é um dispositivo no qual um raio óptico é dividido em dois, que percorrem caminhos distintos antes de serem combinados de forma que haja interferência de um sobre o outro. No caso do interferômetro montado em fibra óptica, a radiação gerada por um laser é lançada em uma das entradas de um acoplador óptico que divide sua potência em dois caminhos distintos compostos de fibras distintas as quais chamam-se braços do interferômetro. Cada braço terminará em cada uma das entradas de um segundo acoplador óptico que fornecerá em cada uma das suas duas saídas, sinais formados pela combinação dos sinais trazidos por ambos os braços.

Colocando-se um fotodetector à frente

de cada saída do segundo acoplador, será gerada uma corrente elétrica pelos seus terminais proporcional a diferença de fase dos sinais trazidos pelos braços do interferômetro. Variando o comprimento de um dos braços e mantendo o outro como referência, tem-se uma corrente no fotodetector que varia proporcionalmente a variação do comprimento desse braço.

Dessa forma pode-se construir sensores que detetem grandezas físicas que modifiquem o comprimento de uma fibra óptica ou seu índice de refração (o que provocaria o mesmo efeito).

O maior problema na utilização do interferômetro de Mack-Zehnder montado em fibra óptica, seja como sensor ou como sistema de comunicação, está em manter sua estabilidade com a temperatura, uma vez que não se consegue manter a fase do sinal de referência em quadratura com o sinal modulado, ou seja $\phi_d = \frac{\pi}{2}$ radianos, onde ϕ_d é a diferença de fase entre os sinais trazidos por ambos os braços. Essa instabilidade é causada pela dilatação térmica desigual dos braços do interferômetro, fazendo com que a diferença do comprimento entre os braços tenha variações que podem alcançar vários comprimentos de onda do sinal.

É possível contornar tal tipo de problema fazendo com que a temperatura do interferômetro varie o menos possível, evitando que haja variações de temperatura entre os braços do interferômetro. Isso é conseguido colocando-se o interferômetro em uma câmara de vácuo totalmente vedada e isolada para evitar-se que haja transferência de calor por condução e por convecção do ar que envolveria o interferômetro normalmente. Uma vez eliminado o problema da instabilidade térmica, basta apenas colocar o sistema em quadratura, adicionando-se uma defasagem fixa ao braço de referência por meio de um modulador de fase, que pode ser o modulador utilizado a cerâmica piezoelétrica (PZT) e uma fonte de tensão ajustável. Tal

montagem foi executada por D.A.Jackson, conseguindo-se resultados muito bons. Porém, o sistema se mostra muito pouco prático devido à necessidade de uma câmara de vácuo, tornando-se uma solução pouco atrativa para a maioria das aplicações.

A outra solução possível seria a de não evitar as flutuações térmicas indesejáveis e sim procurar corrigir tais flutuações através de um sistema de controle realimentado no qual gera-se um sinal de erro, proporcional às variações, que controla um dispositivo atuador que faz as correções devidas, de modo a diminuir o erro. O próprio D.A.Jackson segue esse caminho, gerando um sinal proporcional à diferença de fase entre os braços do interferômetro ϕ_d , com o qual foi gerado o sinal de erro que controla um modulador de fase com PZT de modo a alterar ϕ_d até que esse se estabilize em $\frac{\pi}{2}$ radianos. Para gerar o sinal de erro, foi colocado um fotodetector a frente de cada uma das duas saídas do segundo acoplador óptico do interferômetro. Foi mostrado que a diferença dos sinais na saída desses fotodiodos é proporcional a $\cos \phi_d$. A partir disso, foi possível gerar o sinal erro e fechar a malha de realimentação, estabilizando o sistema. A desvantagem desse tipo de montagem está no fato de necessitar de dois fotodetectores, utilizando ambas as saídas do interferômetro.

Tendo em vista os inconvenientes acima apontados foi desenvolvido um dispositivo de estabilização do interferômetro, objeto da presente invenção, através do controle realimentado, no qual utiliza-se apenas um fotodetector em uma das saídas, deixando a outra saída livre para levar a informação a distâncias maiores.

Para um melhor entendimento do invento pretendido são anexadas figuras que, de uma forma esquemática, representam:

Figura 1 - diagrama de blocos da realimentação de controle.

Figura 2 - esquema do interferômetro

em fibra óptica com o sistema de realimentação de controle.

Figura 3 - circuito somador e detetor de amplitude.

5 Figura 4 - gráfico contendo os resultados obtidos com o sistema montado em laboratório.

Conforme pode ser observado através da figura 1, o circuito de realimentação, objeto da presente invenção, utiliza apenas uma das saídas do interferômetro
10 para produzir o sinal de erro que é processado e levado a uma cerâmica piezoelétrica, que funciona como atuador da realimentação, agindo sobre o braço de referência de forma a corrigir a fase de seu sinal. Sendo assim a outra saída do interferômetro fica livre para ser prolongada até o
15 ponto onde se deseja recolher a informação vinculada ao seu sinal.

Sabe-se que a condição ótima de operação do interferômetro é aquela onde a diferença ϕ_d entre as fases dos sinais de ambos os braços do interferômetro
20 vale $\frac{\pi}{2}$ radianos.

Para estabilizar o sistema em $\phi_d = \frac{\pi}{2}$ radianos será gerado um sinal de erro baseado na motorização do componente de ordem 2 da saída do sistema quando esse é excitado com um sinal monotonal conhecido. Esse sinal de erro será realimentado em um modulador de fase constituído do próprio PZT que se encarregará de corrigir ϕ_d ,
25 funcionando como atuador do sistema de controle.

O sistema de controle é incorporado ao interferômetro segundo o esquema da Figura 2. Inicialmente o laser de Hélio-Neônio (1) gera um feixe de radiação
30 coerente de comprimento de onda de $0,6328 \mu m$, que é colimado por uma lente objetiva de microscópio (2) para que a radiação seja lançada em uma fibra ótica monomodo (5). A fibra (5) é acoplada a um dispositivo (3) para ajuste de
35 polarização da radiação, que funciona por torção e curvatura da fibra (tal dispositivo pode ser omitido dependen-

do do tipo de fibra utilizada). Um acoplador óptico (4) é utilizado para dividir igualmente a radiação por duas fibras (5) distintas.

Uma fibra passa apenas por um dispositivo (7) para corrigir a polarização do seu sinal, enquanto que a outra fibra é enrolada em uma cerâmica piezoelétrica (6). Um segundo acoplador óptico (8) encarrega-se de combinar os sinais trazidos por essas duas fibras, sendo que o sinal em cada uma de suas saídas é composto por 50% de cada uma das entradas. Uma das saídas desse acoplador é prolongada por uma fibra (14), que pode estar em um cabo óptico, para levar o sinal a longa distância até o receptor (13), onde a informação do interferômetro é processada.

A outra saída é usada para alimentar o circuito de estabilização do interferômetro. Um fotodiodo (9) recolhe a informação do interferômetro, que passa por um capacitor (10) e por um amplificador (11) antes de ser levada ao circuito de controle (12), descrito na figura 1. A malha de realimentação é fechada através da cerâmica (6).

Inicialmente excita-se o PZT com um sinal monotonal utilizando um gerador de sinais ajustado para a frequência angular ω_m . Recolhe-se o sinal na saída do sistema através do fotodiodo e seleciona-se a componente de ordem 2 por meio de um filtro passa faixa centrado na frequência angular $2\omega_m$.

Sabe-se que a faixa da componente de ordem 2 da saída possui fase 0 ou π radianos conforme o valor de ϕ_d diminui ou aumenta em torno de $\frac{\pi}{2}$ radianos. Para discriminar essa mudança de fase de 180° , basta somar o sinal da saída do filtro com um sinal de referência de fase constante e mesma frequência angular ($2\omega_m$). Tal sinal de referência é fornecido por um gerador fixo em $2\omega_m$ que é sincronizado com o gerador que excita o PZT (sendo que esse último gerador trabalha na frequência angular ω_m).

Essa sincronização garante a fase constante do gerador de referência. Nota-se que apesar desses dois sinais estarem sincronizados, isso não os obriga necessariamente a estarem em fase, tornando-se preciso um circuito que ajuste a defasagem entre eles para um valor conveniente. Essa defasagem conveniente é aquela na qual o sinal de saída do filtro em $2\omega_m$ interfira ao máximo com o sinal fornecido pelo gerador de referência quando somados.

Após o circuito somador, que está detalhado na figura 3, o sinal é levado a um circuito detector de amplitude que não passa de um retificador de pico onde discrimina-se a amplitude do sinal soma conseguido anteriormente. Esse sinal de variação lenta é proporcional a $\cos \phi_d$ e, portanto, proporcional às flutuações térmicas. Sendo assim, o sinal na saída do detetor de amplitude já é o sinal de erro desejado, bastando amplificá-lo e levá-lo ao atuador, que é o próprio PZT, a fim de corrigir qualquer desvio de ϕ_L através da realimentação.

Para avaliar-se o efeito da realimentação de controle foram monitorados dois sinais importantes no sistema. A figura 4 (a) mostra o sinal de erro gerado pelo circuito de controle (medido no ponto J das figuras 1 e 2), e a figura 4 (b) mostra o valor da amplitude da componente de ordem 1 do sinal de saída do sistema. Esse último sinal foi conseguido com a ajuda de um analisador de espectros e ambos os sinais foram registrados com um registrador no tempo de três penas.

Observando-se a figura 4 nota-se claramente a diferença de comportamento do sistema quando o circuito de realimentação de controle está acionado e quando esse é desligado.

O interferômetro devidamente estabilizado é utilizado na confecção de sensores de uma grande variedade de tipos, como o sensor de temperatura, pressão, vibração, aceleração, deslocamento, deformação, rotação, campos elétricos e magnéticos, corrente elétrica e outros

tantos que surgem a cada dia na literatura específica. Além disso, a nova técnica de estabilização descrita também pode ser usada em sistemas de comunicação por fibra óptica para estabilização de fase de um sinal.

5 Exemplo de aplicação: Receptor acústico de sonar para robô marítimo não tripulado controlado à distância por um navio ou plataforma.

Nesse caso, enrola-se um dos braços do interferômetro sobre uma caixa acústica de frequência de
 10 ressonância igual a frequência de operação do sonar enquanto o outro braço será usado como referência pelo sistema de controle aqui descrito. Quando a onda acústica refletida por um objeto qualquer atingir a caixa acústica, fará com que esta vibre com a mesma frequência. A caixa acústica
 15 deformará a fibra óptica que introduzirá uma modulação na fase do seu sinal óptico. O controlador estará situado no robô, enquanto que essa mudança de fase poderá ser detectada à distância (no navio que o controla, por exemplo) usando um cabo por fibra óptica. Para recepção, usa-se um
 20 fotodiodo e um filtro passa faixa na frequência de trabalho do sonar. Isso é possível caso o interferômetro esteja estabilizado com a temperatura pelo sistema de controle aqui descrito. Nota-se que deve-se tomar cuidado para escolher uma frequência de operação do sistema de controle
 25 conveniente que não interfira com a frequência de trabalho do sonar. Uma outra aplicação poderia empregar o sensor em um ambiente tóxico, contaminado por radiação, etc., sendo a grandeza detectada recebida à distância através do cabo óptico.

REIVINDICAÇÕES

- 1 - CONTROLADOR DE ESTABILIDADE DE INTERFERÔMETROS EM FIBRA ÓPTICA, caracterizado por consistir de um fotodiodo (9) que recolhe a informação do interferômetro através de uma das saídas do acoplador (8), que passa por um capacitor (10) e por um amplificador (11) antes de ser levada ao circuito de controle (12), sendo a malha de realimentação fechada através da ação da cerâmica piezoelétrica (6).
- 10 2 - CONTROLADOR DE ESTABILIDADE DE INTERFERÔMETROS EM FIBRA ÓPTICA, de acordo com a reivindicação 1, caracterizado pelo fato do circuito de controle (12) ser constituído de um filtro passa faixa, amplificadores, geradores e um circuito somador e detetor de amplitude.
- 15 3 - CONTROLADOR DE ESTABILIDADE DE INTERFERÔMETROS EM FIBRA ÓPTICA, de acordo com a reivindicação 2, caracterizado pelo fato do circuito somador e detetor de amplitude ser constituído de capacitores, resistores, amplificador operacional, transistor e pelo fato do
- 20 detetor de amplitude ser um retificador de pico.

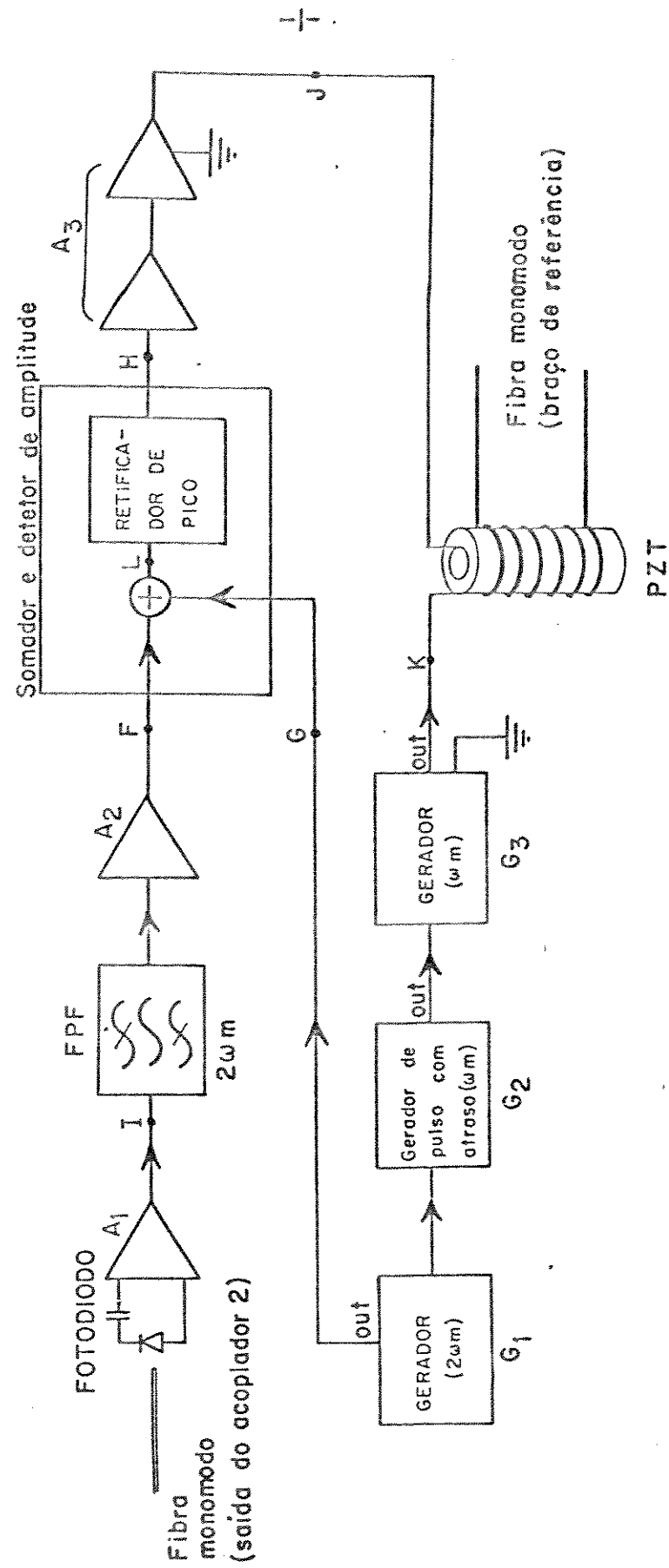


Fig.1

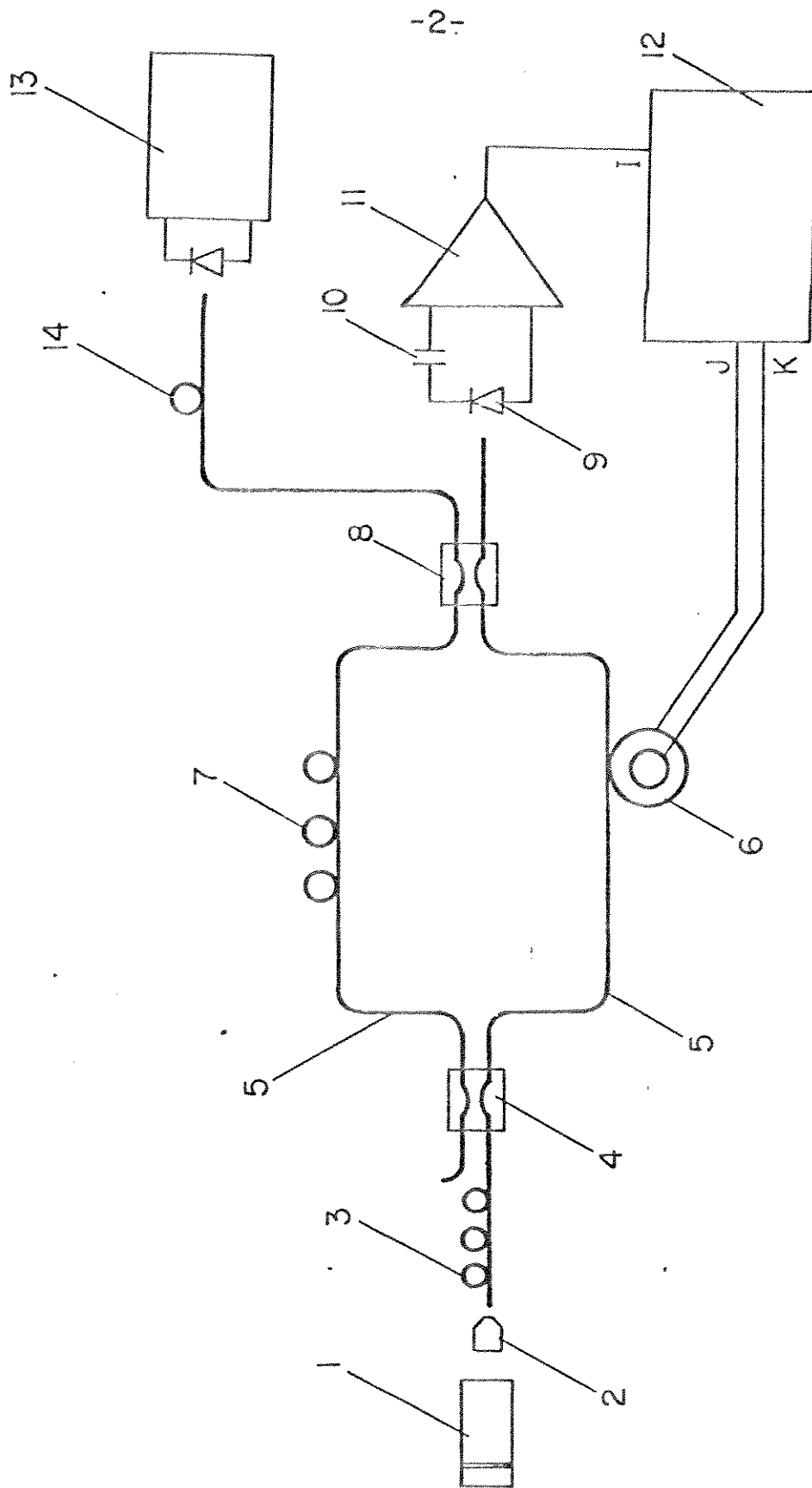


Fig. 2

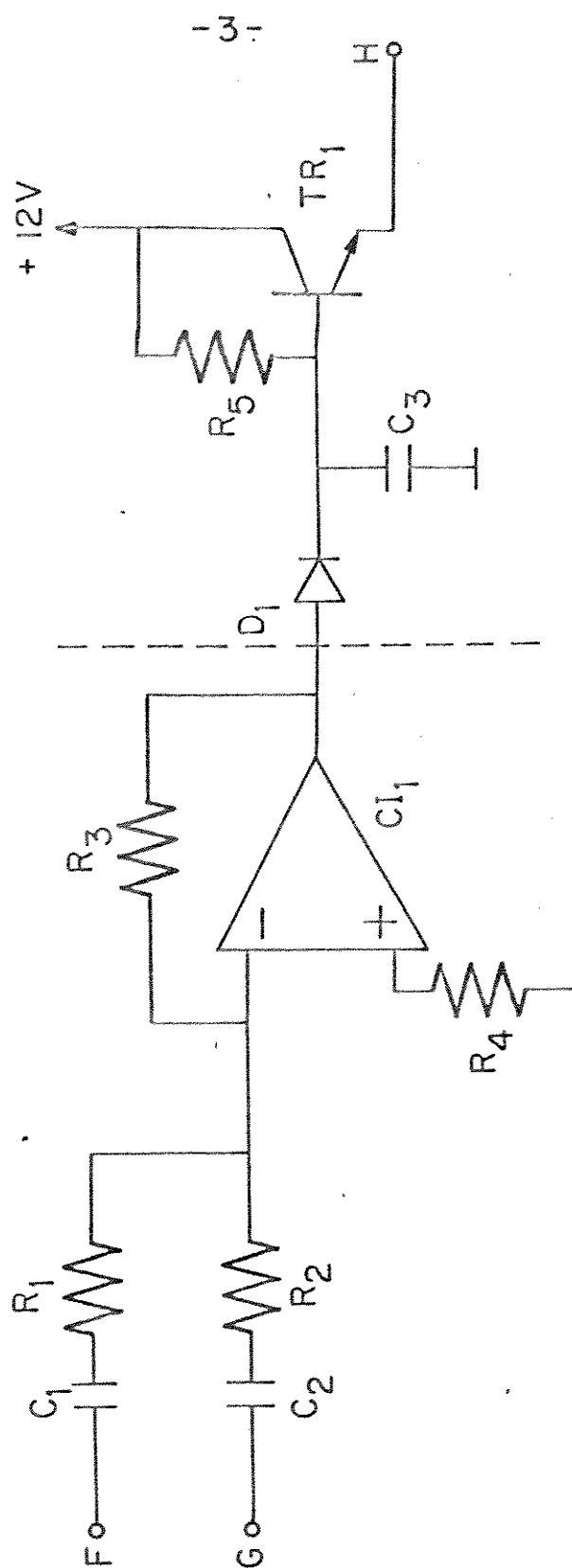


Fig. 3

-4-

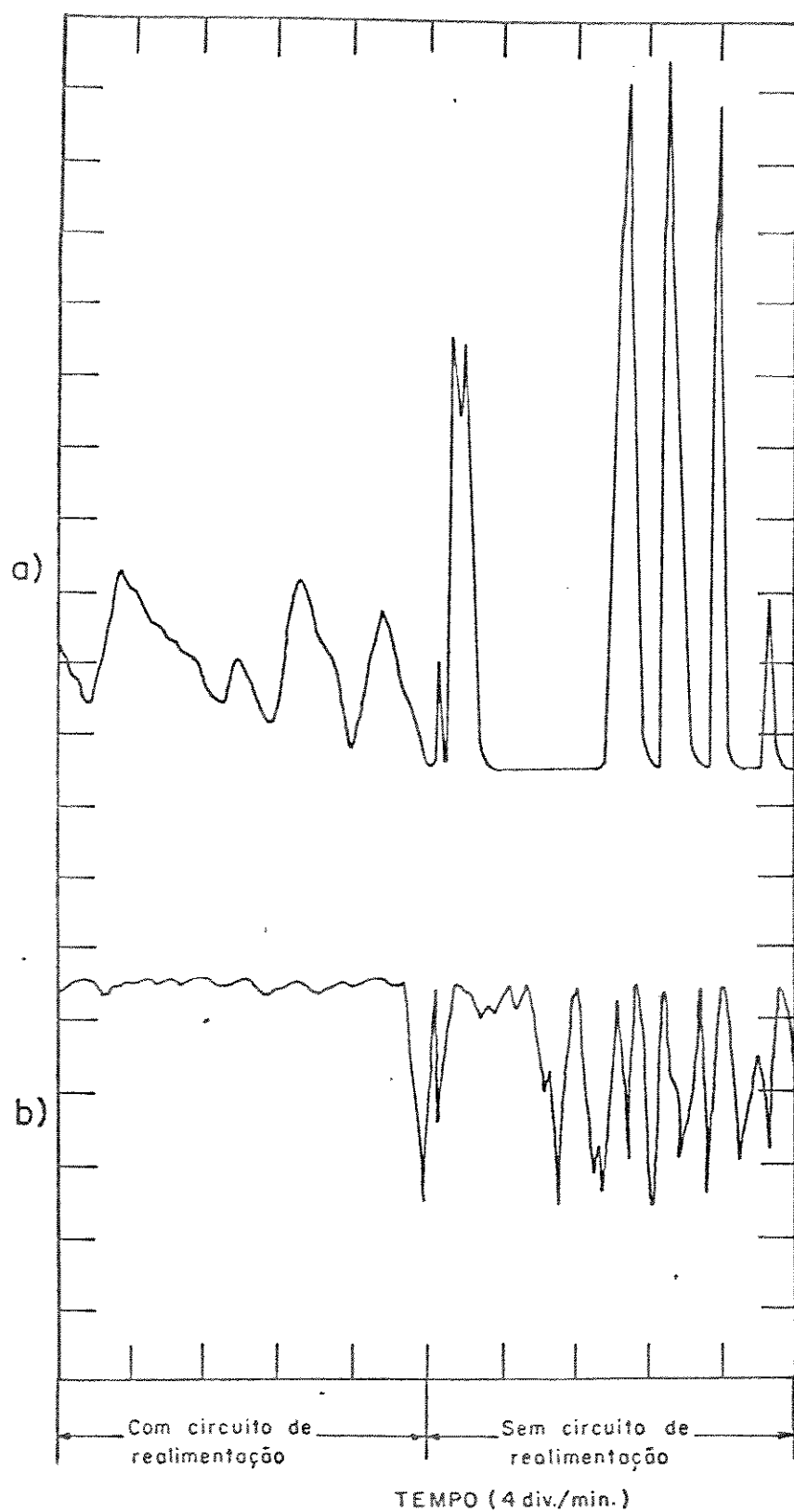


Fig. 4

RESUMO

Patente de Invenção "CONTROLADOR DE ESTABILIDADE DE INTERFERÔMETROS EM FIBRA ÓPTICA".

Refere-se a presente invenção a um circuito de controle de estabilidade de interferômetros em fibra óptica, que se baseia na informação retirada através de um fotodiodo em uma das saídas ópticas do interferômetro, na qual é enrolada em uma cerâmica piezoelétrica, sendo que a outra saída pode ser prolongada por vários quilômetros e aí medido o resultado detectado pelo sensor.

O Controlador consiste de um fotodiodo (9) que recolhe a informação do interferômetro através de uma das saídas do acoplador (8), que passa por um capacitor (10) e por um amplificador (11) antes de ser levada ao circuito de controle (12), sendo a malha de realimentação fechada através da ação da cerâmica piezoelétrica (6).