

CARACTERIZAÇÃO DE FOTODETETORES PARA INTERFEROMETRIA

Agnaldo A. Freschi

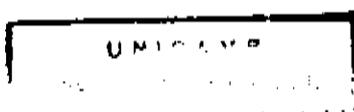
ORIENTADOR:

Prof. Dr. Jaime Frejlich

*Este exemplar corresponde à
revisão final da Tese defendida
pelo aluno Agnaldo A. Freschi
e aprovada pela Comissão
Julgadora*
4/11/93

Tese apresentada como requisito
para obtenção do grau de mestre em física

CAMPINAS, NOVEMBRO/92



UNIDADE IF

N.º CHAMADA:

+ 111111111/M

F 891C

V. Ex.

TEMBO BS/ 20190

PROC. 26193

C D

PREÇO CR\$ 800,00

05/04/94

N.º CDOC 00052626-4

TM 1277/IF

AGRADECIMENTOS

Ao Professor Jaime Frejlich pela orientação, apoio e incentivo, que foram essenciais para realização deste trabalho.

A todo pessoal do Laboratório de Óptica da Unicamp, desde seus professores Lucila Cescato, pelas frutíferas discussões que tivemos, J.J.Lunazzi, pela amizade; aos colegas de pós-graduação Paulo Magno, Eduardo, Bernardo, Ivan, David, Carlos, Marcelo e Walter, pelo companheirismo e amizade; aos técnicos Petrúcio, Aparecida do Carmo, Sueli e Alcides pelo bom convívio nesses anos de trabalho. Agradeço a minha namorada, Vivian, pelo carinho e por estar comigo.

E finalmente, nosso reconhecimento à FINEP (Financiadora de Projetos e Estudos), CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) e CAPES (Coordenadoria para o Aperfeiçoamento de Pessoal de Ensino Superior) pelo apoio financeiro.

DEDICATÓRIA

A meus pais, Hermindo e Anita, pela educação e possibilidade de realização que me propiciaram.

RESUMO

A largura de banda e a faixa de linearidade são duas especificações fundamentais de um detetor. Neste trabalho, apresentamos um novo método para medida da resposta à frequência de fotodetetores fundamentado em técnicas de velocimetria Doppler. A vibração da membrana de um alto falante comercial é utilizada em um interferômetro como fonte de um sinal óptico de frequência variável. Frequências na faixa de 0 a 300 kHz são produzidas, podendo ser facilmente estendidas à faixa de MHz. Para determinação da faixa de linearidade utilizamos um método já disponível na literatura, baseado em técnicas de detecção homodina. Um sinal óptico alternado de amplitude constante e baixa irradiância incide no detetor. A amplitude do sinal elétrico correspondente é medido em um amplificador lock-in cujo valor é proporcional à derivada da curva corrente-irradiância do detetor. Somando incoerentemente um feixe DC de maior irradiância alteramos o ponto de medida da derivada. Variando lentamente a irradiância do feixe DC determinamos de maneira fácil e precisa a faixa de linearidade do detetor. Aplicamos esses métodos para caracterização de fotodiodos de silício operados em diversas configurações eletrônicas.

ABSTRACT

Bandwidth and linearity are fundamental parameters in photodetectors behavior, and their knowledge is very important for most experiments in Optics. A new method for frequency response characterization is described in this work. This technique is based on Doppler velocimetry, where the vibration of a commercial loudspeaker in an interferometric setup is used as a variable frequency optical signal source. Frequencies in the 0 to 300kHz range are thus produced, which may be easily extended to the MHz range. For linearity response to intensity, an homodyne detection technique was employed. A constant amplitude low irradiance alternate optical signal is superimposed to a continuous light onto the detector, and the corresponding a.c. signal is measured using a phase-sensitive tuned lock-in amplifier. The measured signal represents the derivative of the detector response which may be measured from zero to the upper limit of interest by simply correspondingly varying the superimposed d.c. light onto the detector. The method is very sensitive and small variations in linearity may be detected. Both these methods are applied for the characterization of Si-photodiodes in different electronic arranges.

ÍNDICE

(1)	INTRODUÇÃO	01
(2)	FOTODIODOS / ASPECTOS TEÓRICOS	
	Características elétricas de junções p-n / Equação de Shockley	04
	Mecanismos de fotogeração de cargas	09
	Modos de operação	12
	Resposta espectral	14
(3)	CONFIGURAÇÕES ELETRÔNICAS	16
(4)	LINEARIDADE / DESCRIÇÃO DO MÉTODO	
	Fundamentação teórica	22
	Montagem	28
	Resultados experimentais	32
(5)	RESPOSTA À FREQUÊNCIA / DESCRIÇÃO DO MÉTODO	
	Velocimetria Doppler	40
	Montagem / Sinal óptico	47
	Procedimento de medida	56
	Resultados experimentais	61
(6)	CONCLUSÕES	68
	APÊNDICE	70
	REFERÊNCIAS	73

INTRODUÇÃO

A metrologia óptica em geral e algumas técnicas especiais de interferometria, como holografia interferométrica e técnicas associadas de estabilização ativa de montagens holográficas^[1], necessitam detetores com características muito especiais e bem determinadas. Nesses campos, a linearidade e a resposta à frequência dos detetores são duas características fundamentais. Pode ser necessário se dispor de um detetor com maior ou menor sensibilidade, dependendo dos objetivos e condições particulares de cada experimento. De maneira geral, maior sensibilidade implica em menor largura de banda e faixa de linearidade. Por esse motivo é necessário dispormos de métodos simples e eficientes para caracterizar os detetores e o sistema eletrônico associado, de forma a poder modificar seu desempenho para se adequar melhor às nossas necessidades. As informações padronizadas dos catálogos nem sempre fornecem as orientações e os dados necessários para adaptarmos o conjunto detetor/eletrônica aos nossos objetivos. Mesmo nos casos em que conhecemos os parâmetros intrínsecos do detetor, devemos lembrar que cada circuito tem grandezas de difícil previsão, como por exemplo as capacitâncias parasitas.

Foi no decorrer de experimentos justamente sobre velocimetria Doppler^[2] e sobre estabilização ativa de montagens holográficas com cristais fotorrefrativos^[3], que constatamos a necessidade de otimizar o desempenho dos detetores disponíveis no Laboratório de acordo com as condições de nossos experimentos. No desenvolvimento desses experimentos também constatamos que seria possível utilizarmos montagens ópticas muito simples e derivadas das que estavam sendo utilizadas para caracterizar esses detetores. Foi assim que desenvolvemos um método simples e original^[4] para medir a largura de banda de um detetor, e foi assim também que resolvemos utilizar um método já disponível na literatura para estudo da linearidade, baseado em técnicas de detecção homodina, com as quais estávamos muito familiarizados em decorrência de nossos experimentos de

estabilização de montagens holográficas.

O método que aplicamos ao estudo da linearidade de detetores foi idealizado por H.J.Jung e está discutido no texto de C.L.Sanders^[5]. A maior vantagem deste método reside na facilidade com que se pode medir desvios de linearidade na resposta de fotodetetores. Utilizando um amplificador "lock-in" medimos a amplitude do sinal de saída do detetor quando incidimos neste um feixe AC de baixa irradiância. Essa amplitude é proporcional à derivada da curva corrente-irradiância do detetor. A esse feixe incidente AC, é somado incoerentemente um fluxo DC de maior irradiância. O ponto de medida da derivada é determinado pela irradiância DC. Mantendo constante a irradiância do feixe AC e variando a irradiância do feixe DC é possível determinarmos a faixa de operação linear do detetor observando a amplitude do sinal AC medido no lock-in. A variação da amplitude desse sinal está relacionada diretamente a um desvio de linearidade na resposta do detetor.

Os métodos usuais de medida da resposta à frequência de fotodetetores requerem moduladores eletro ou acusto-ópticos bem caracterizados para modulação da intensidade da luz^[6]. Lasers pulsados também são frequentemente utilizados. Esses métodos são especialmente destinados para estudo de detetores que operam em condições de baixa sensibilidade, isto é, para sistemas ópticos que envolvem sinais de irradiância relativamente elevada. Nesses casos, em geral não há problemas com relação à resposta até frequências da ordem de centenas de MHz. Contudo, quando se trabalha com sinais de baixa irradiância (alguns $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ ou menos), necessitamos detetores operando em regime de alta sensibilidade, o que pode trazer restrições ao seu uso em frequências da ordem de apenas alguns kHz. O método aqui apresentado combina as propriedades da interferometria ao efeito Doppler. Nesse método, um dos espelhos de um interferômetro é substituído pela superfície difusora de um alto falante. A

luz retro-espalhada pela membrana do alto falante interfere com um feixe referência no plano do detetor. A oscilação da membrana produz um batimento no sinal óptico como consequência da alteração da frequência da luz via efeito Doppler. A frequência desse sinal é proporcional à velocidade instantânea da membrana e portanto variável. A faixa de frequência produzida pode variar de zero a alguns MHz, dependendo da frequência e amplitude de oscilação da membrana. O sinal elétrico gerado na saída do detetor permite fácil medida de sua largura de banda.

A primeira parte deste trabalho apresenta uma introdução elementar à teoria dos fotodiodos semicondutores. A ênfase dada ao estudo de fotodiodos é justificada pelo fato destes estarem entre os detetores mais utilizados atualmente, combinando grande versatilidade de operação e baixo custo. A seguir introduzimos as configurações eletrônicas básicas utilizadas na operação de fotodiodos e de fotodetetores em geral, ressaltando os aspectos que devem ser verificados para correta utilização dos detetores. Apresentamos então o método de medida de linearidade, sua fundamentação teórica, montagem utilizada e os resultados experimentais referentes a dois fotodiodos de Si operados nas configurações eletrônicas tratadas no capítulo anterior. E finalmente, apresentamos o método de medida da resposta à frequência, destacando os aspectos teóricos e práticos que devem ser verificados para implementação do método.

FOTODIODOS / ASPECTOS TEÓRICOS

Características elétricas de junções p-n / Equação de Shockley

O processo básico envolvido na detecção de radiação em fotodiodos é a criação de cargas livres por excitação óptica. As junções p-n são largamente utilizadas para esse fim. Uma junção p-n é produzida quando cristais dos tipos n e p são ligados de forma que se mantenha a continuidade do reticulado cristalino através da junção. No processo usual de fabricação de fotodiodos, dois diferentes tipos de impurezas são difundidas em um bloco de material semiconductor, usualmente silício ou germânio.

Anteriormente à formação da junção, cada lado (n ou p) é neutro, pois contém igual número de prótons e elétrons. O lado n contém um grande número de elétrons livres como portadores majoritários, e um número quase igual de átomos ionizados e imóveis, cada qual com uma carga positiva. Contém ainda, devido à excitação térmica intrínseca, poucas lacunas como portadores minoritários. O lado p contém um grande número de lacunas disponíveis como portadores majoritários e uns poucos elétrons livres como portadores minoritários, bem como átomos ionizados e imóveis com carga negativa. Quando a junção é formada, os elétrons no lado n e as lacunas no lado p difundem-se através da junção buscando igualar as densidades de elétrons livres e de lacunas em todo o cristal. No entanto, quando um elétron difunde de n para p, o lado n fica com deficiência de um elétron, ou uma carga positiva, e o lado p apresenta excesso de um elétron, ou uma carga negativa. Analogamente, uma lacuna movendo-se de p para n acrescenta a este uma carga positiva, deixando no lado p uma carga negativa. O resultado líquido dessa corrente de difusão inicial é produzir um campo elétrico interno na região da junção (região de depleção) que inibe a difusão dos portadores majoritários. Somente aqueles elétrons ou lacunas da

parte de alta energia da distribuição poderão escalar a barreira de potencial criada. Estabelecido o equilíbrio, a corrente devida aos portadores majoritários será balanceada pela corrente dos portadores minoritários (que são atraídos através da barreira de potencial), mantendo nula a corrente líquida produzida (Fig. 2.1A). O fluxo de portadores minoritários através da junção constitui uma corrente denominada corrente de saturação reversa. Notemos que a corrente de difusão direta (devida aos portadores majoritários) apresenta duas componentes: lacunas movendo-se de p para n e elétrons movendo-se de n para p . A corrente reversa também possui duas componentes: lacunas movendo-se de n para p e elétrons movendo-se de p para n .

Se conectarmos o terminal positivo de uma bateria ao lado n da junção e o terminal negativo ao lado p (polarização reversa), o efeito será de um aumento da barreira de potencial e conseqüentemente uma redução da corrente de difusão direta. Devido ao limitado número de portadores minoritários a corrente reversa praticamente independe do campo aplicado. O resultado líquido será uma circulação de corrente muito baixa do lado n para o lado p (Fig. 2.1B). Se agora invertermos a bateria, ligando o terminal positivo ao lado p da junção (polarização direta), o efeito é de abaixar o potencial através da junção e portanto aumentar o fluxo de portadores majoritários. Novamente, a corrente reversa permanece inalterada. Nesse processo, a bateria supre o fluxo de cargas gerado de forma a se estabelecer uma intensa corrente no circuito (Fig. 2.1C).

O tratamento analítico da relação *corrente-voltagem* de junções $p-n$, discutida qualitativamente acima, pode ser descrito quantitativamente pela equação $i(V)$ do fotodiodo ideal^{[7],[8],[9]}:

$$i = i_0 \left[\exp(V/V_T) - 1 \right] \quad (2.1)$$

A equação acima é conhecida como equação de Shockley, onde i é a corrente líquida que flui através da junção sob influência da tensão V entre os terminais do fotodiodo ($V < 0$ para polarização reversa). A componente $i_0 \exp(V/V_T)$ representa a corrente de difusão direta (i_d) devida aos portadores majoritários e a componente $-i_0$ a corrente reversa devida aos portadores minoritários, onde o sinal negativo evidencia o sentido reverso da corrente. A voltagem V_T , chamada volt-equivalente da temperatura, é definida como $V_T \equiv k_B T/e$. Na temperatura ambiente ($T = 300\text{K}$) $V_T = 26 \text{ mV}$. Os comentários anteriores referentes às figuras (2.1A,B,C) podem ser verificados com auxílio da equação de Shockley.

A equação de Shockley prediz adequadamente a relação corrente-voltagem de fotodiodos de Ge. No entanto, junções $p-n$ de Si apresentam concordância apenas qualitativa. Em geral, verifica-se que uma boa aproximação para a relação corrente-voltagem é dada por^[10]:

$$i \cong i_0 \left[\exp(V/\beta V_T) - 1 \right] \quad (2.2)$$

O parâmetro β deve ser introduzido na equação de Shockley para considerar a corrente de recombinação de cargas na região de depleção, verificada principalmente em fotodiodos de silício. Em fotodiodos de germânio, β é constante e igual à unidade ($\beta = 1$) ao passo que para fotodiodos de silício β depende da irradiância incidente I , tal que $1 \leq \beta(I) \leq 2$ ^{[7],[8]}. A diferença de comportamento entre o Si e Ge deve-se basicamente à diferença de suas concentrações intrínsecas. A menor concentração intrínseca do Si

faz com que a corrente de recombinação, gerada na região de depleção, seja representativa quando comparada às correntes de difusão geradas fora da região de depleção. Para o Ge a corrente de recombinação pode ser desprezada.

A corrente de saturação reversa, i_0 , é teóricamente independente da iluminação e do campo aplicado; contudo verifica-se experimentalmente que essa corrente aumenta quando polarizamos reversamente o fotodiodo. Esse aumento é justificado principalmente por dois fatores: (1) correntes de superfície; (2) correntes de geração na região de depleção [7], [9]. Acrescentamos que a corrente de saturação reversa, sendo uma função da concentração intrínseca do material semiconductor, das constantes de difusão, etc, varia apreciavelmente com a temperatura [7].

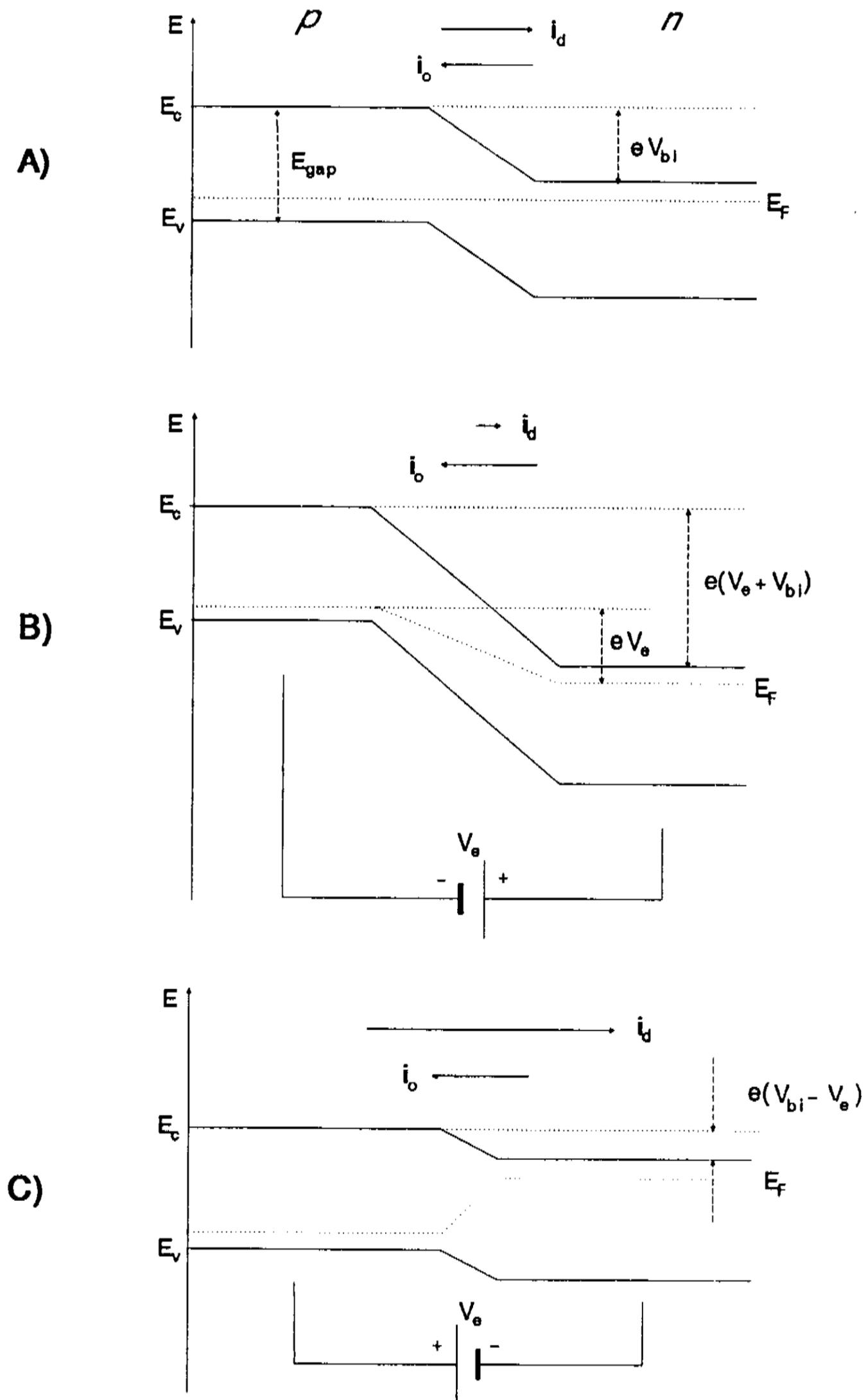


Figura 2.1 : Modelo de bandas de energia de uma junção p-n, ilustrando as correntes de difusão (i_d) e de saturação reversa (i_o) na ausência de iluminação: A) sem campo externo aplicado; B) com polarização reversa; C) com polarização direta.

Mecanismos de fotogeração de cargas

Discutimos anteriormente as propriedades elétricas básicas das junções $p-n$. Quando o fotodiodo é iluminado, fótons incidentes geram pares elétron-lacuna. Os mecanismos básicos de geração de cargas livres em junções $p-n$ estão ilustrados na figura (2.2). Em A, um fóton incidente é absorvido no lado p criando uma lacuna e um elétron livre. Se isso tem lugar a uma distância da região de depleção menor que o comprimento de difusão do elétron ele será arrastado pelo campo intrínseco da junção até o lado n . Um elétron atravessando a junção contribue com uma carga e na corrente gerada. Se o fóton é absorvido no lado n próximo à região de depleção, como em C, o buraco resultante vai difundir através da junção, contribuindo também com carga e à corrente. O fóton pode também ser absorvido na região de depleção, como em B. Nesse caso, tanto o elétron como o buraco criados serão arrastados através da junção em direções opostas. Como a soma dos caminhos percorridos pelas duas cargas é igual a largura da junção, a contribuição de carga no fluxo de corrente também é igual a e . Na prática, esse processo é o mais desejado por evitar o tempo de percurso dispendido pelas cargas criadas nos outros dois processos (A e C) até atingirem a região de depleção. Por esse motivo, fotodiodos frequentemente são construídos com estrutura $p-i-n$, na qual uma larga camada de semicondutor intrínseco é colocado entre as regiões p e n , fazendo com que a geração de pares ocorra com grande probabilidade nessa região. Essa estrutura permite a construção de fotodiodos mais rápidos e sensíveis.

Descrevemos o processo pelo qual os fótons incidentes no fotodiodo geram uma corrente fotoinduzida. Essa fotocorrente (i_{sc}) pode ser escrita como:

$$i_{sc} \equiv K_{sc} I \quad (2.3)$$

com K_{sc} o fator de conversão corrente-irradiância do fotodiodo para a fotocorrente i_{sc} . Usualmente verifica-se linearidade em pelo menos 7 décadas para fotodiodos de Si^[11].

A corrente líquida na saída do fotodiodo é a soma da corrente fotoinduzida com as correntes intrínsecas da junção, isto é:

$$i \cong i_o \left[\exp(V/\beta V_T) - 1 \right] - i_{sc} \quad (2.4)$$

Definindo a sensibilidade (ou resposta dinâmica) S como a derivada da corrente total i com respeito a irradiância I ($S \equiv di/dI$), considerando i_o independente da iluminação, i.é, $di_o/dI = 0$ e escrevendo $dV/dI = -\sigma S$ (σ constante), a sensibilidade S é obtida das equações (2.3) e (2.4) como:

$$S \equiv di/dI = - \frac{K_{sc} + I(dK_{sc}/dI)}{1 + (i_o \sigma / \beta V_T) \exp(V / \beta V_T)} \quad (2.5)$$

O sinal negativo expressa o fato da corrente fotogerada ser uma corrente reversa, i.é, cujo fluxo se faz do lado n para o lado p da junção. Notemos que $S = -K_{sc}$ em um fotodiodo operando na faixa de linearidade, isto é, quando $V = 0$ e K_{sc} é constante.

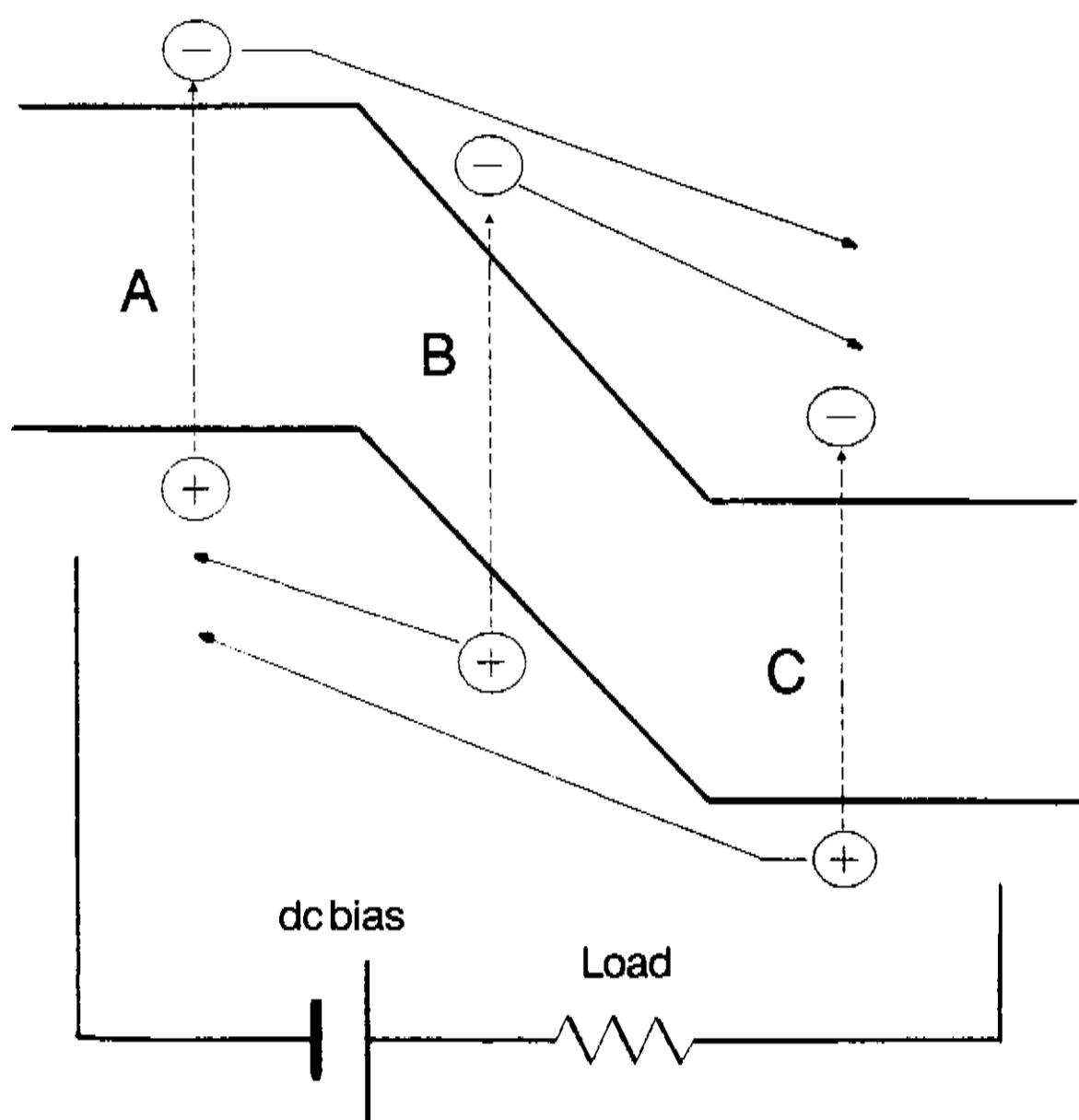


Figura 2.2 : Criação de pares elétron-lacuna através da absorção de fótons que contribuem para o fluxo de corrente em uma junção p-n.

Modos de operação / Fotovoltaico x Fotocondutor

Quando um fotodiodo é iluminado e uma conexão é feita entre seus terminais, aparece o fluxo de uma corrente durante o período de iluminação. Esse fenômeno é conhecido como efeito fotovoltaico, utilizado na operação de fotodiodos e de células solares. Nesse caso não há campo externo aplicado. Se um campo elétrico reverso é aplicado, o modo de operação é chamado fotocondutor.

Embora um fotodiodo possa ser operado em ambos os modos, os fabricantes desses dispositivos frequentemente otimizam suas características para serem operados em um ou outro modo. A decisão quanto ao modo a ser utilizado depende primeiramente do tempo de resposta requerido. A capacitância de uma junção p-n (C_j) é um fator que limita a resposta à frequência dos fotodiodos. Essa capacitância é análoga à capacitância de um capacitor de placas paralelas com a separação entre as placas controlada pela voltagem aplicada, i.é, $C_j \propto A/w$ (onde A é a área da junção e w sua largura). Aplicando um campo elétrico reverso aumentamos a largura da região de depleção^[12]. Assim, a capacitância da junção diminui ao se aplicar uma tensão externa, possibilitando respostas mais rápidas. Quando a velocidade não é uma questão fundamental, i.é, para frequências da ordem de algumas dezenas de kHz, os detetores desenhados para serem operados no modo fotovoltaico são preferíveis por possibilitarem melhor relação Sinal/Ruído. De fato, verificamos que no modo fotovoltaico, a corrente líquida que flui através da junção na ausência de iluminação é nula, ao passo que no modo fotocondutor essa corrente é igual a $-i_0$. Essa corrente é responsável por "offset" e "shot noise" e é ainda mais relevante se levarmos em consideração que i_0 aumenta consideravelmente com o campo aplicado.

Em geral, fotodiodos desenhados para operar no modo fotocondutor apresentam anel de guarda ("guard ring"), como na figura (2.3). A presença dessa estrutura deve-se à existência das correntes de superfície citadas anteriormente. O anel de guarda blindada a área ativa do detector, fazendo com que a corrente de superfície circule através desse anel. Entre o anel e a área ativa do fotodiodo existe uma impedância ("bias" dependente), que é tipicamente da ordem de alguns $M\Omega$ ^[11]. Quando o fotodiodo é operado com uma resistência de carga, essa impedância aparece no circuito em paralelo com a resistência de carga, fazendo com que se limite o valor da resistência que pode ser utilizada para que não haja fuga apreciável de fotocorrente para o anel de guarda. Este é um fator frequentemente ignorado e muito importante em se tratando da linearidade.

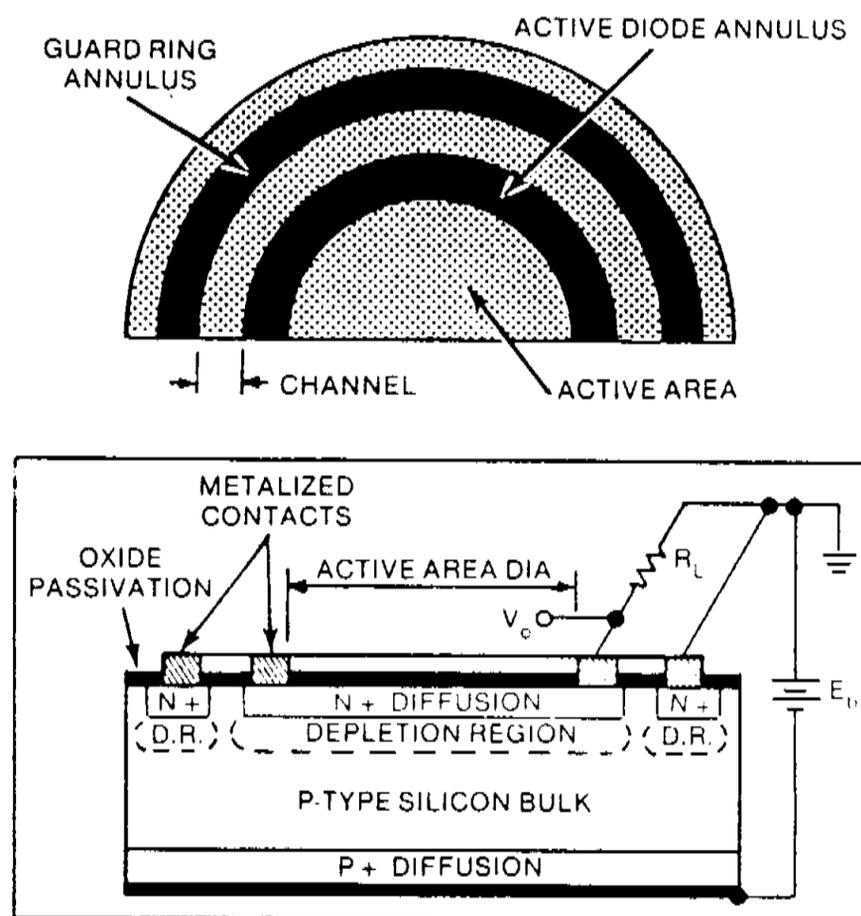


Figura 2.3 : Construção típica de fotodiodos de Si com estrutura p-i-n e "guard ring".^[11]

Resposta espectral

A dependência espectral da resposta de um fotodiodo é determinada basicamente pelas propriedades ópticas do material semiconductor. Embora esse tema não tenha sido investigado em nosso trabalho, incluímos uma breve discussão do assunto por considerá-lo muito importante.

Para detecção, a energia $h\nu$ do fóton incidente deve ser grande o suficiente para vencer a energia do gap (E_G) entre as bandas de transição envolvidas. Se o comprimento de onda máximo possível de ser detectado (λ_c) é expressado em μm e E_G em eV, então $\lambda_c = 1.24/E_G$. Na temperatura ambiente temos para o silício, $\lambda_c = 1.13 \mu\text{m}$ ($E_G = 1.1 \text{ eV}$) e para o germânio, $\lambda_c = 1.73 \mu\text{m}$ ($E_G = 0.72 \text{ eV}$). Por outro lado, se $h\nu \gg E_G$, a absorção, que em um semiconductor aumenta grandemente com a frequência, se dará muito próximo à face de entrada, fazendo com que as cargas geradas se recombinem antes de atingir a região de depleção^[13]. Apresentamos na figura (2.4) as curvas de resposta espectral de dois fotodiodos de Si, modelos *uv-100b* (fotovoltaico) e *sgd-100a* (fotocondutor), fabricados pela *EGG Photon Devices*, que foram utilizados em nossos experimentos.

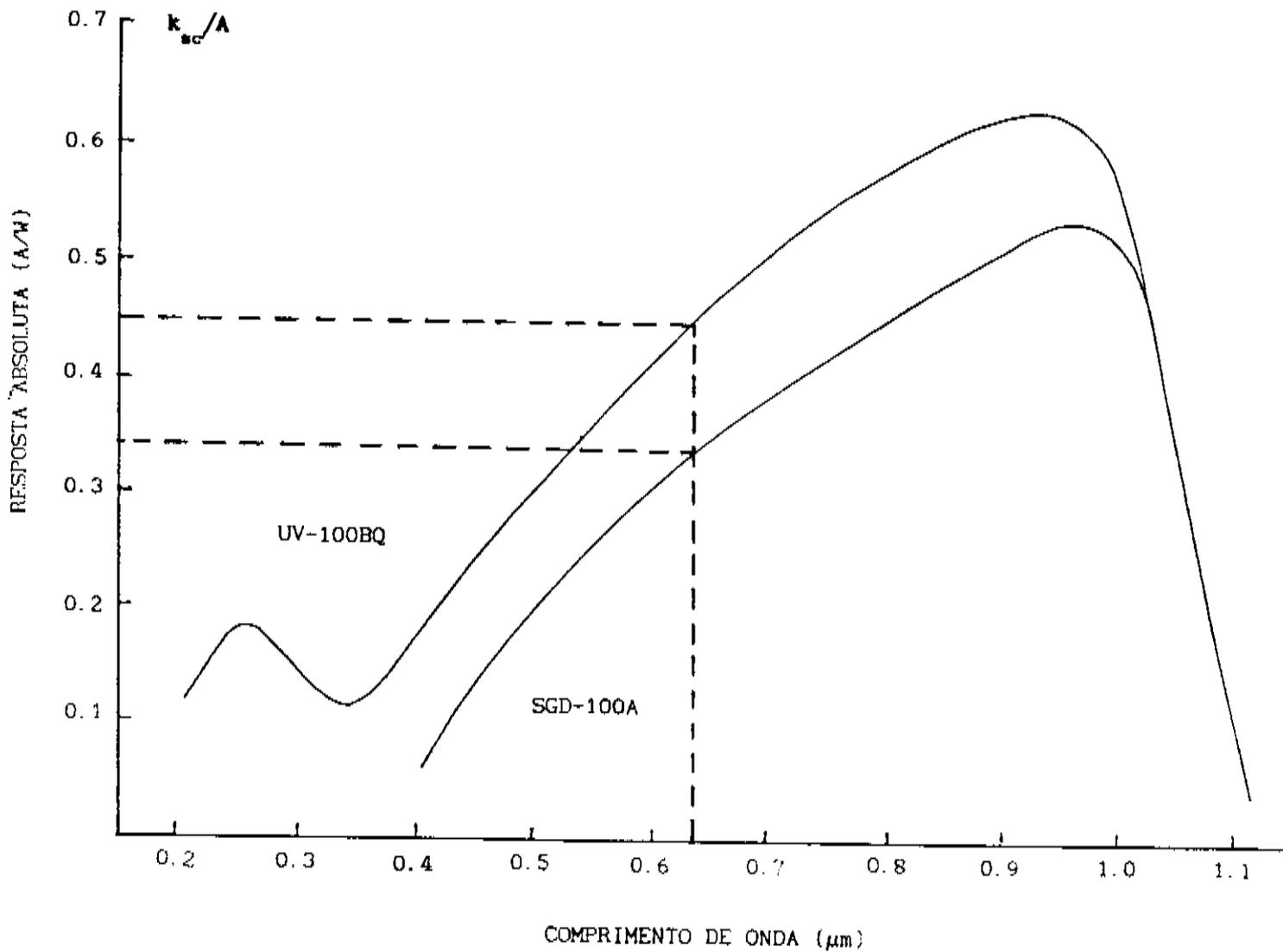


Figura 2.4 : Curvas da resposta espectral de dois fotodiodos de Si, modelos UV-100BQ (fotovoltaico) e SGD-100A (fotocondutor), fabricados pela EGG Photon Devices e utilizados em nossos experimentos^[11].

CONFIGURAÇÕES ELETRÔNICAS

Na figura (3.1) apresentamos as configurações eletrônicas básicas utilizadas na operação de fotodiodos (ou de fotodetetores em geral). Nos circuitos ilustrados, a corrente elétrica gerada pelo fotodiodo circula por uma resistência (R_L ou R_f), que determina a sensibilidade do dispositivo. São basicamente duas configurações, utilizadas para fotodiodos operados nos modos fotovoltaico (figuras 3.1A,C) e fotocondutor (figuras 3.1B,D).

Um procedimento simples para utilização dos fotodiodos consiste em medir a voltagem V_L desenvolvida através de uma resistência de carga R_L conectada em série (figuras 3.1A,B). No modo fotovoltaico (figura 3.1A), se desprezamos todas as impedâncias "parasitas" associadas ao fotodiodo (resistência de contato, capacitância da junção, etc.), temos uma voltagem direta nos seus terminais igual à queda de tensão na resistência de carga, i.é, $V = V_L$, com $V_L = -iR_L$. De acordo com nossa notação, a queda de tensão na resistência de carga se dá com polaridade oposta ao sentido da corrente, tal que para uma corrente fotoinduzida, $i < 0$, temos uma polarização direta nos terminais do fotodiodo, $V_L > 0$, daí o sinal negativo na expressão anterior. Notemos que a voltagem V_L , sendo proporcional à corrente i , somente é proporcional à irradiância de luz incidente I se o termo da exponencial na equação $i(V_L)$ [equação (2.4) com $V = V_L$] é suficientemente pequeno, tal que $\Delta i \cong -K_{sc} I$, isto é, a fotocorrente i_{sc} ao circular pela resistência de carga produz uma tensão que polariza diretamente o fotodiodo. Essa tensão causa uma queda na barreira de potencial da junção e conseqüentemente um fluxo de portadores majoritários que tendem a neutralizar o efeito produzido pela fotocorrente, diminuindo a corrente líquida produzida. Quando a resistência de carga é elevada, a tensão de saída V_L varia aproximadamente com o logaritmo da corrente fotoinduzida i_{sc} (e portanto da irradiância I). De fato, quando $R_L \rightarrow \infty$ (circuito aberto) a tensão de saída pode ser obtida fazendo-se $i \cong 0$ na equação (2.4), resultando em uma tensão V_L dada por:

$$V_L \cong \beta V_T \ln \left[(i_{sc} / i_o) + 1 \right] \quad (3.1)$$

Por esse motivo, fotodiodos operados no modo fotovoltaico são geralmente utilizados sob condição de curto-circuito. No modo fotocondutor (figura 3.1B), a voltagem V entre os terminais do fotodiodo fica escrita como $V = V_L + V_E$, onde V_L é a queda de tensão na resistência ($V_L > 0$) e V_E é a tensão reversa aplicada ($V_E < 0$). Na região de medida compreendida entre $V_L = 0$ e $|V_E| - |V_L| \gtrsim 0.1$ Volt, podemos desprezar o termo da exponencial na equação (2.4). Notemos que nessa configuração a faixa de linearidade depende da tensão reversa aplicada. Um fotodiodo operado com uma resistência de carga fixa, tensão reversa de 100 V e nível de ruído de 1 mV por exemplo, tem uma faixa teórica de linearidade de 5 décadas. Assim, para se obter maior faixa de linearidade deve-se utilizar uma tensão reversa elevada. Lembramos contudo, que polarizações elevadas aumentam consideravelmente o nível de ruído. Embora em alguns casos fotodiodos operados no modo fotocondutor operem satisfatoriamente do ponto de vista da linearidade, em geral, utiliza-se um outro circuito (descrito a seguir) com o uso de amplificadores operacionais.

A segunda configuração eletrônica está representada nas figuras (3.1C,D). Os amplificadores operacionais, quando usados como conversores corrente-tensão, criam a melhor solução para as limitações de linearidade impostas aos fotodiodos quando terminados por uma resistência de carga. Neste circuito, a entrada não-inversora do amplificador operacional é aterrada e a corrente i flui através da resistência de feedback R_f . Em geral, uma pequena capacitância (C_f) é requerida para corrigir a fase no feedback do operacional^{[11],[14]}. A voltagem V desenvolvida nos terminais do fotodiodo é igual a zero no caso fotovoltaico e igual à tensão de

polarização V_E no caso fotocondutor. A voltagem de saída V_O é proporcional à corrente i , sendo dada por $V_O = iR_f$. Em essência, o amplificador operacional quando usado como conversor corrente-tensão apresenta uma impedância de entrada desprezível, ideal para um medidor de corrente, com uma voltagem na saída proporcional à corrente de entrada [Apêndice]. É importante salientar que os amplificadores operacionais não possuem a mesma faixa dinâmica dos fotodiodos e portanto limitam a faixa de linearidade do detetor como um todo. Nessa configuração, se o fotodetetor apresenta um nível de ruído na saída de 1 mV e máxima voltagem possível de 13 V (± 15 V de alimentação), então sua faixa de operação está limitada em aproximadamente 4 décadas. Ainda mais, se desejamos uma relação S/N ≥ 10 , então temos uma faixa de operação de apenas 3 décadas. Para contornar esse problema, podemos construir o detetor contendo um conjunto de resistências de feedback, selecionadas através de uma chave. No modo fotovoltáico (figura 3.1C), a expressão para a corrente i é obtida fazendo-se $V = 0$ na equação (2.4). No modo fotocondutor (figura 3.1D), da mesma forma que no modo fotovoltáico, a tensão V nos terminais do fotodiodo independe da voltagem de saída V_O , com $V = V_E$ ($V_E < 0$). Se V_E é maior que pelo menos alguns décimos de volt, podemos desconsiderar os termo exponencial da equação (2.4). Notemos que nessa configuração fotodiodos com "guard ring" podem ser operados com uma diferença de potencial nula entre a área ativa e o anel de guarda, evitando a fuga de fotocorrente.

As propriedades dos amplificadores operacionais reais se aproximam muito das características ideais discutidas no Apêndice deste trabalho, contudo, pequenas diferenças podem ocorrer. De fato, mesmo para uma corrente nula na entrada do operacional, temos uma pequena voltagem na sua saída, determinada pela corrente de "bias" do operacional. Na prática, utiliza-se uma resistência variável para compensar essa pequena voltagem de "offset". A fonte de alimentação a ser utilizada depende das

características do operacional, variando usualmente entre 5 e 20 Volts. O uso de capacitores para filtragem da alimentação são imprescindíveis quando se deseja baixo nível de ruído, principalmente no caso da fonte ser também utilizada para polarizar o fotodiodo. Verificamos que capacitâncias da ordem de 10 μF produzem uma filtragem eficiente. Os amplificadores operacionais reais também apresentam fontes de ruído. Do ponto de vista da operação de fotodiodos, a melhor escolha são os operacionais tipo *FET*, que possuem baixa corrente de bias. Existem operacionais onde essas correntes são da ordem de femtoamperes (Burr-Brown OPA 128). Contudo, para resistências de feedback acima de algumas centenas de $k\Omega$, a maior fonte de ruído é produzida pela resistência de feedback, com uma voltagem RMS de ruído dada por $V_n = (4k_B T \Delta\nu R_f)^{1/2}$, com k_B a constante de Boltzmann, T a temperatura absoluta, $\Delta\nu$ a largura de banda e R_f a resistência de feedback. O valor da resistência de feedback é uma importante escolha a ser feita. Uma vez que a voltagem (RMS) de ruído é proporcional a $R_f^{1/2}$ e a voltagem do sinal proporcional a R_f , a relação Sinal/Ruído aumenta com $R_f^{1/2}$. Nesse caso, devemos utilizar o maior valor possível para R_f , verificando contudo que o produto iR_f seja menor que a voltagem de saturação do operacional.

O circuito elétrico equivalente a um fotodiodo real está esquematizado na figura (3.2). Nesse circuito D é um diodo ideal e i_p uma fonte de corrente ($i_p = i_{sc}$). A capacitância C_j é a capacitância da junção, R_j é chamada resistência de shunt e representa as fugas de corrente no fotodiodo (usualmente $R_j \approx 10^8 \Omega$)¹ e a resistência de série R_s representa as perdas ôhmicas na circulação da corrente ($R_s \approx 100 \Omega$). O fotodiodo real se aproxima do ideal quando C_j e R_s tendem a zero e R_j tende a infinito. Na grande maioria das aplicações, o fator que limita o tempo de resposta do

1

Em fotodiodos desenhados para operarem no modo fotocondutor, que apresentam guard ring, essa resistência (chamada "Channel resistance") depende da tensão de bias aplicada, sendo ordens de grandeza menor.

fotodetector (fotodiodo mais eletrônica) é a constante de tempo RC característica do circuito. Nessa situação, a largura de banda de operação do fotodetector (igual a sua frequência de corte) é dada por $1/(2\pi RC)$ ou $0.159/RC$. Nas figuras (3.1A,B), a constante de tempo característica é determinada pelo produto RC equivalente. Notemos que qualquer que seja a resistência de carga utilizada, a largura de banda está limitada em $1/(2\pi R_s C_j)$. Usualmente $R_j \gg R_L \gg R_s$, tal que com boa aproximação podemos considerar a resistência equivalente do circuito igual a resistência de carga R_L . Nas figuras (3.1C,D), a resposta à frequência é determinada pelas características do fotodiodo (R_s , R_j e C_j), do amplificador operacional ("gain-bandwidth product", "slew rate", etc.) e pela malha de feedback formada por R_f e C_f . O estudo teórico detalhado da resposta à frequência desse circuito foge ao escopo deste trabalho. Notemos contudo, que a malha de feedback limita a largura de banda em $1/[2\pi R_f (C_f + C_s)]$, com C_s a capacitância parasita da malha (não representada na figura). A capacitância C_s depende do cuidado no desenho e confecção do circuito, sendo usualmente da ordem de alguns pF. Assim, se temos por exemplo $R_f = 1M\Omega$, $C_f = 1$ pF e $C_s = 1$ pF, a largura de banda do fotodetector está limitada em 80 kHz, não importando quão rápidos sejam o fotodiodo e o operacional.

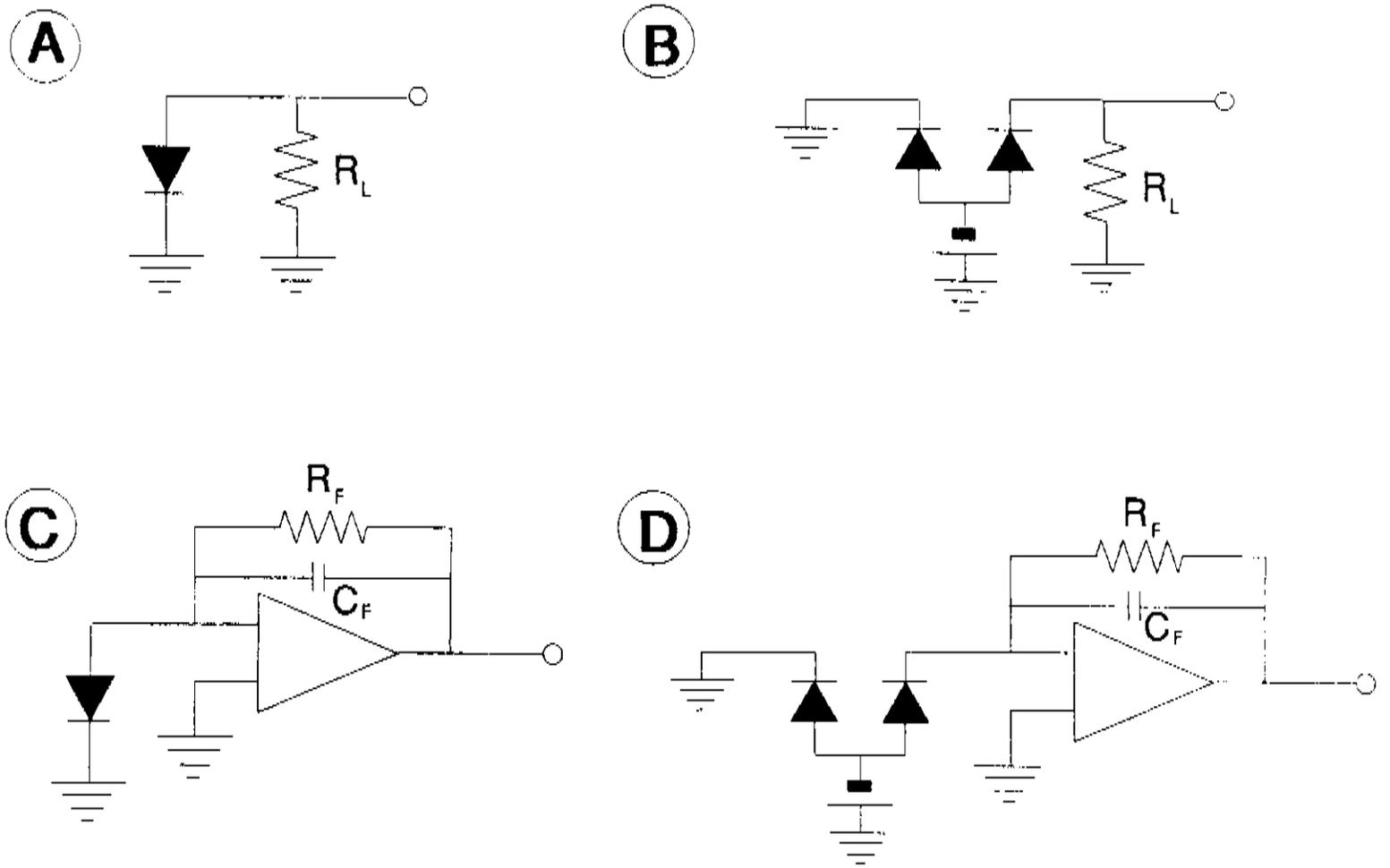


Figura 3.1 : Circuitos básicos utilizados na operação de fotodetetores.

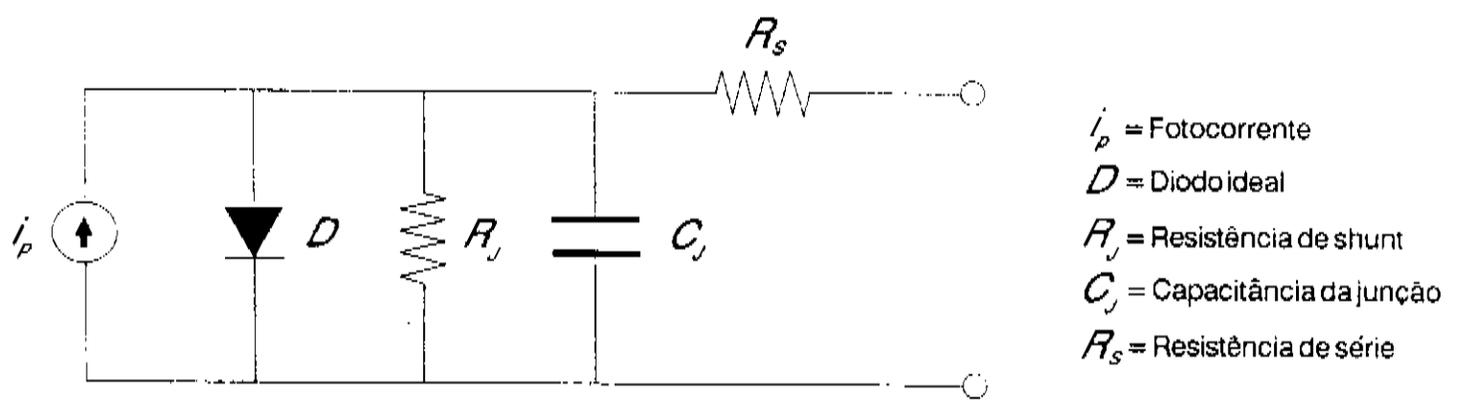


Figura 3.2 : Circuito equivalente para um fotodiodo real

LINEARIDADE / DESCRIÇÃO DO MÉTODO

Fundamentação teórica

A detecção de radiação óptica é frequentemente acompanhada pela conversão da energia radiante em um sinal elétrico. De maneira geral, uma corrente elétrica é gerada na saída do fotodetector, que é então transformada em um sinal de voltagem através de uma eletrônica apropriada. Um detector é dito linear se a sua voltagem de saída V_0 é proporcional a irradiância incidente I , i.é., $V_0 = K I$, onde K é uma constante. Duas observações são importantes: (1) Um detector é linear somente dentro de uma faixa de irradiância. Esta faixa deve ser determinada; (2) A faixa de linearidade do detector pode ser afetada por uma escolha inadequada da eletrônica para sua operação. Em muitos casos este é um fator fundamental.

Diversos métodos para medida de linearidade foram sendo desenvolvidos e aperfeiçoados ao longo dos anos. Um resumo detalhado de vários testes de linearidade é apresentado por Sanders^[5]. Um método bastante difundido é o chamado método de superposição^[15]. Neste método, a radiação vinda de uma fonte estabilizada é direcionada para o detector através de duas aberturas e o sinal \mathcal{P}_{12} é medido. Uma das aberturas é então fechada e o sinal, digamos \mathcal{P}_1 , é medido. Fechando esta abertura e abrindo a outra medimos o sinal \mathcal{P}_2 . Se o detector é linear nesta faixa, temos $\mathcal{P}_{12} = \mathcal{P}_1 + \mathcal{P}_2$. O maior inconveniente deste método consiste em se construir uma placa especial, contendo um conjunto de aberturas de diferentes tamanhos, visando cobrir uma larga faixa de radiação, além da necessidade de uma fonte luminosa bastante estável. Em outro método, conhecido como "Bourguer's Law", a variação da irradiância luminosa que chega ao detector é feita por filtros de transmitância conhecida. Se dois filtros a e b tem transmitâncias T_a e T_b respectivamente, então a transmitância dos dois filtros colocados um em frente ao outro em um feixe óptico é dada por T_a

T_b . Sabendo-se a transmitância de um conjunto de filtros é possível combiná-los para produzir várias transmitâncias. Contudo, a variação da transmitância dos filtros causada por variações de temperatura, idade, limpeza, etc, bem como reflexões múltiplas do feixe, tornam esse método pouco preciso. Edwards e Jeffries^[16] usam um detetor linear como referência, a partir do qual se comparam as saídas deste com a saída do detetor em estudo. A desvantagem óbvia deste método está na necessidade de se comprovar através de outro método a linearidade do detetor referência. Os métodos acima citados constituem um pequeno conjunto dentre os métodos mais conhecidos. O método utilizado em nosso trabalho se destaca pela sua simplicidade e precisão. Ele foi idealizado por H.J.Hung em 1971 e uma discussão detalhada pode ser encontrada no texto de Sanders.

Consideremos um fotodetetor de área ativa A iluminado uniformemente com uma fonte monocromática de radiação de irradiância I e comprimento de onda λ . A corrente i gerada pelo detetor está relacionada com a irradiância incidente I pelo fator de conversão K como:

$$i \equiv K I, \quad K = K(i, I, \nu, \lambda, \dots) \quad (4.1)$$

Ressaltamos que, em geral, o comportamento de K não é determinado exclusivamente pelas características intrínsecas do detetor, dependendo fortemente da eletrônica utilizada na operação deste.

Se a irradiância I sofre uma pequena variação δI ($I_0 \Rightarrow I = I_0 + \delta I$), expandindo a corrente i em série de Taylor temos:

$$i = KI_0 + (di/dI)|_0 \delta I + 1/2(d^2i/dI^2)|_0 \delta I^2 + \dots \quad (4.2)$$

Substituindo di/dI pela sensibilidade (ou resposta dinâmica) S temos:

$$i = KI_0 + S|_0 \delta I + 1/2(dS/dI)|_0 \delta I^2 + \dots, \quad (S \equiv di/dI) \quad (4.3)$$

com $S = K + I(dK/dI)$. Notemos que a sensibilidade S tem a mesma dimensão do fator de conversão K , sendo igual a K dentro da faixa de linearidade do detetor, pois nessa condição temos $dK/dI = 0$. Podemos representar graficamente o comportamento de S e K através da curva corrente-irradiância típica de fotodiodos ilustrada na figura (4.1)^[15]. A irradiância incidente e a corrente de saída estão em escala logarítmica. Para uma faixa de irradiância, a relação é linear (K, S constantes), mas acima de um certo valor a corrente de saída atinge um nível de saturação. Na região de linearidade do detetor (fotodiodo mais eletrônica associada), onde $0 < I < I_p$, observamos pelas definições que $K = S = \text{tg}(\varphi)$. Num ponto "Q" arbitrário, situado na região onde $I > I_p$, temos $K_Q = \text{tg}(\varphi_k)$ e $S_Q = \text{tg}(\varphi_s)$. Notemos que na região de não-linearidade, a resposta AC (S) varia mais rapidamente que a resposta DC (K), como pode ser observado qualitativamente pelas variações angulares $\Delta\varphi_k$ e $\Delta\varphi_s$, com $\Delta\varphi_s > \Delta\varphi_k$. Isso ocorre devido ao fato da resposta DC ter seu valor num dado ponto dependente do seu valor em todos os pontos anteriores, ao passo que o valor da sensibilidade depende apenas do comportamento da corrente na vizinhança do ponto de medida.

Os resultados anteriores sugerem a possibilidade de se determinar a faixa de linearidade de um detetor a partir da sua sensibilidade. Consideremos a variação de irradiância δI uma onda quadrada de frequência ν e amplitude δI_0 (δI_0 pequeno), como a produzida por um chopper em um feixe laser. A componente AC desse feixe pode ser decomposta em série de Fourier como uma soma de harmônicos tal que:

$$\delta I_{ac} = (4\delta I_o / \pi) \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \text{sen}[(2n+1)2\pi\nu t + \phi] \quad (4.4)$$

Esse sinal óptico é composto por harmônicos ímpares de amplitude decrescente com a frequência. Se somarmos a esse feixe AC um feixe laser DC (sem coerência temporal com o primeiro) de irradiância I_o , com $I_o \gg \delta I_o$, podemos aproximar a corrente na saída do detetor por:

$$i_o \cong K|_o I_o + \delta I_o^\nu S|_o \text{sen}(2\pi\nu t + \phi) \quad (4.5)$$

com a resposta DC (K) e a sensibilidade (S) calculadas no ponto determinado pela irradiância I_o ($\delta I_o^\nu \cong 4\delta I_o / \pi$). Se a voltagem de saída do detetor (V_o) é proporcional a corrente i (como nas configurações eletrônicas apresentadas no capítulo 3), podemos introduzir essa voltagem em um amplificador lock-in sintonizado na frequência ν e obter uma tensão na saída do lock-in (V_L^ν) que é proporcional a amplitude do sinal óptico AC, e portanto proporcional a sensibilidade S . Podemos escrever:

$$V_L^\nu = k_L^\nu \delta I_o^\nu S|_o, \quad \text{com } k_L^\nu \text{ constante} \quad (4.6)$$

Mantendo a irradiância δI_o do feixe AC constante e variando a irradiância de fundo I_o a partir de zero, qualquer variação no sinal do lock-in, indica um desvio de linearidade na resposta do detetor.

A maior vantagem deste método (baseado na medida da derivada da curva corrente-irradiância), sobre os métodos de medida DC, reside no fato de não necessitarmos conhecer a forma pela qual varia a irradiância incidente no detetor. Os métodos de medida de linearidade que envolvem

sinais DC frequentemente necessitam o conhecimento da relação das irradiâncias incidentes no detetor entre suas medidas, i.é, precisamos conhecer o fluxo incidente I_1 relativo a outro I_2 e comparar as saídas i_1 e i_2 . Isto obviamente representa uma fonte de erros e introduz a necessidade de um grande número de medidas. Podemos acrescentar ainda, que as medidas de sinais alternados são menos susceptíveis aos possíveis "offsets" do sinal de saída do detetor, decorrentes de variações de temperatura, voltagem de alimentação, etc.

Em termos operacionais, um meio de se caracterizar a faixa de linearidade de um detetor é fornecer a voltagem de saída a partir da qual este não opera linearmente. Nesse método, essa voltagem pode ser facilmente determinada monitorando simultaneamente o sinal do lock-in e a voltagem DC do detetor com um osciloscópio por exemplo. Desse modo, podemos caracterizar a resposta dinâmica do detetor com relação a sua voltagem de saída V_o . Notemos que a componente AC da voltagem V_o é desprezível em comparação com a componente DC pois na condição de não-linearidade $I_o \gg \delta I_o$. Para apresentação dos dados, podemos graficar a sensibilidade normalizada (em relação a seu valor na faixa de linearidade) em função da voltagem DC de saída do detetor. Na faixa de linearidade temos $S_N \equiv -S / K_{sc} = 1$ (S_N adimensional). Um procedimento experimental adequado para medida de S_N consiste, inicialmente, em se tomar uma média do sinal de saída do lock-in com $I_o = 0$. Nessa condição temos:

$$\overline{V_L^V}(I_o = 0) = \overline{k_L^V \delta I_o^V S(I_o = 0)} = - \overline{k_L^V \delta I_o^V} K_{sc} = \text{constante} \quad (4.7)$$

Chamando essa média \overline{V}_{sc} , podemos escrever:

$$S_N = V_L^V / \bar{V}_{sc} = - S / K_{sc} \quad (4.8)$$

Nesta forma de apresentação, o valor da sensibilidade normalizada pode ser obtido diretamente a partir da leitura do sinal de saída do lock-in.

Geralmente, os catálogos que acompanham os fotodetetores fornecem o valor do fator de conversão linear corrente-irradiância (K_{sc}). Quando o fotodiodo opera em condição de linearidade, onde temos $i = i_{sc} = K_{sc} I$, é possível sabermos a irradiância incidente a partir da sua voltagem de saída. Para isso, precisamos conhecer apenas a configuração eletrônica utilizada na sua operação para calcular a corrente i que circula no dispositivo.

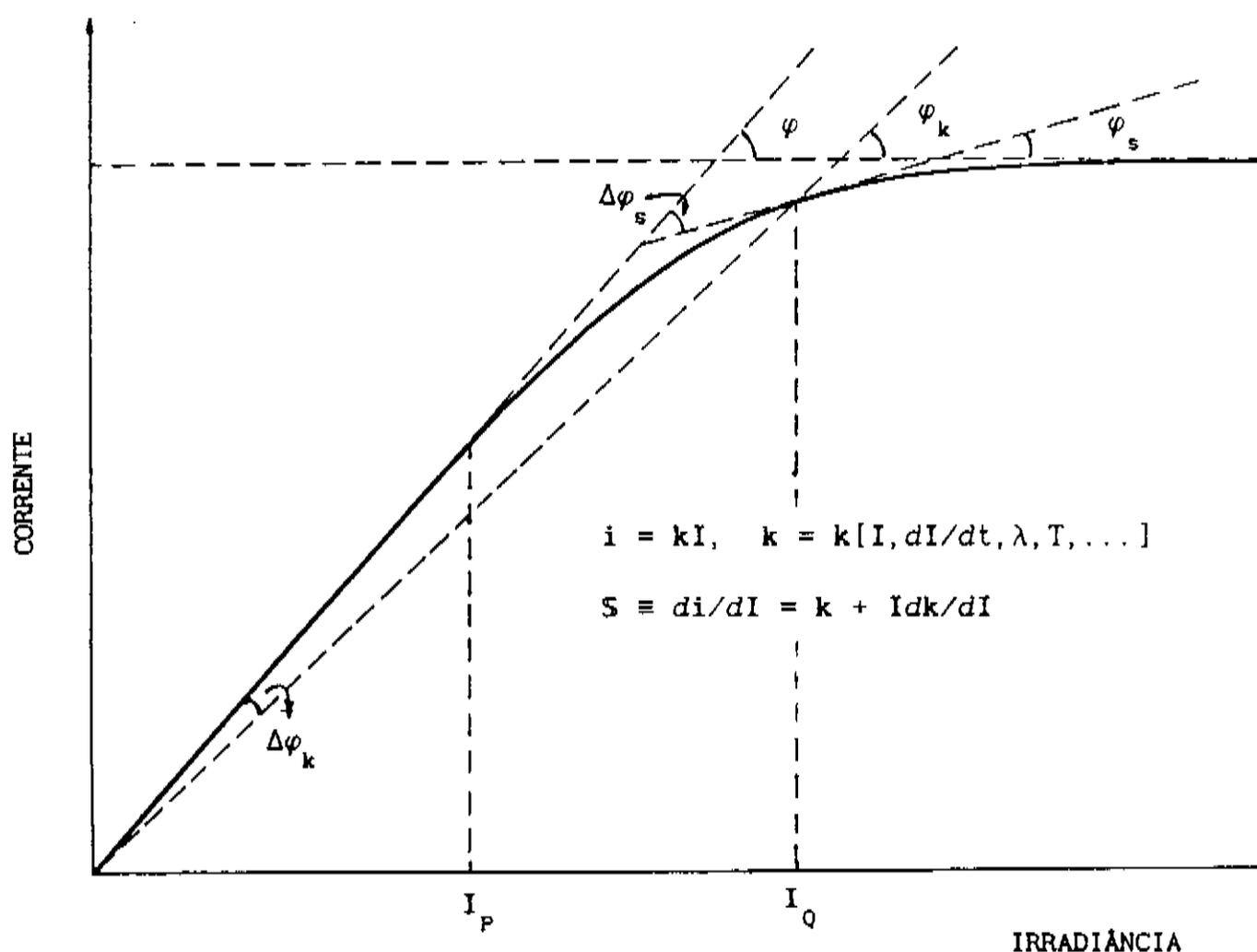


Figura 4.1 : Curva corrente-irradiância típica de fotodiodos de Si. Para intensidades elevadas a corrente atinge o valor de saturação.

Montagem

A figura (4.2) ilustra a montagem utilizada em nossos experimentos. Um laser He-Ne de baixa potência é usado como fonte do sinal óptico AC de frequência ν . Idealmente, este laser deveria ser de irradiância estabilizada. Nosso laser contudo, apresentava variações de irradiância apreciáveis, mesmo em pequenos intervalos de tempo, o que introduziu a necessidade de seu controle para posterior correção das medidas. Para isso, utilizamos um segundo detetor (D_c), composto por um fotodiodo em uma configuração eletrônica (com o uso de amplificadores operacionais como conversores corrente-tensão) que mostrou-se, como veremos adiante, linear em toda faixa de trabalho. Esse não é um fator fundamental aqui, uma vez que os desvios de irradiância observados foram sempre menores que 5% e a irradiância incidente no detetor de controle foi sempre muito pequena, o que permitiria que se aproximasse as correções de forma linear mesmo que D_c não utilizasse uma configuração ideal do ponto de vista de linearidade. A forma como foi feita essa correção é discutida mais adiante. Na prática, mesmo para lasers considerados de baixa potência (< 1 mW), a irradiância do feixe AC na saída do laser é bastante elevada em virtude de sua pequena área. Por simplicidade, utilizamos este feixe direto, i.é, sem expansão¹. Assim, a irradiância desse feixe deve ser consideravelmente diminuída pelo filtro F_2 . O polarizador P_2 permite o ajuste fino da

1

Considerando que o perfil de intensidade do feixe laser é gaussiano e que a área ativa dos fotodiodos que utilizamos em nossos experimentos era menor que o diâmetro do feixe, nos certificamos de que possíveis desvios angulares do feixe laser, ainda que pequenos, não estivessem produzindo variações na intensidade luminosa que chega aos fotodiodos de controle e de estudo. Isso foi feito observando que o sinal do feixe AC medido no lock-in (apos correção com sinal do detetor de controle), na ausência de iluminação de fundo, permaneceu constante durante um longo intervalo tempo.

irradiância luminosa AC que chega ao detetor (D) e mantém uma polarização fixa do feixe laser, assegurando uma relação constante entre as irradiâncias dos feixes refletido e transmitido por BS. Um segundo laser He-Ne de maior potência (50 mW) é utilizado como fonte de luz de fundo. A irradiância deste laser não precisa ser controlada. Antes de incidir no detetor, este feixe é filtrado e colimado (SF), produzindo uma iluminação uniforme em toda área ativa do detetor D. O polarizador P_1 é mantido fixo (polarização vertical) e a variação da irradiância deste feixe é feita rodando-se a sua polarização de saída com auxílio do rotador de polarização P_R acoplado à saída do laser de 50 mW. Desse modo, a irradiância de fundo pode ser variada desde zero até um valor máximo (quando a polarização de saída do feixe é vertical). A irradiância máxima é limitada pelo filtro F, escolhido de acordo com as características de saturação do detetor em estudo.

A monitoração dos sinais gerados pelos detetores de estudo e de controle está representada esquematicamente na figura (4.3). A voltagem de saída do detetor em estudo (V_0) é introduzida em um amplificador lock-in e um osciloscópio digital. A voltagem de saída do lock-in (V_L^V) e do detetor de controle (V_0^C , com $V_0^C = k^C \delta I_0$) são também conectados ao osciloscópio. O osciloscópio digital é então programado para gerar um sinal R, calculado digitalmente ponto a ponto, tal que $R = V_L^V / V_0^C$, com R adimensional. Nesse sentido, tomamos um sinal que independe das variações da irradiância do laser usado como fonte do feixe AC de referência. No início do experimento, com o feixe laser de maior potência bloqueado, fazemos um grande número de medidas de R. O valor médio desse sinal, digamos \bar{R}_{sc} , é obtido para o detetor operando em condição de linearidade. Esse valor médio é então armazenado no osciloscópio digital. O osciloscópio digital é reprogramado para fornecer um sinal normalizado R_N tal que:

$$R_N = R / \bar{R}_{sc} = - \frac{k_L^V \delta I_o^V S / k^C \delta I_o^C}{k_L^V \delta I_o^V K_{sc} / k^C \delta I_o^C} = - \frac{S}{K_{sc}} = S_N \quad (4.9)$$

com S_N a sensibilidade normalizada. A leitura da voltagem V_o é feita diretamente no osciloscópio.

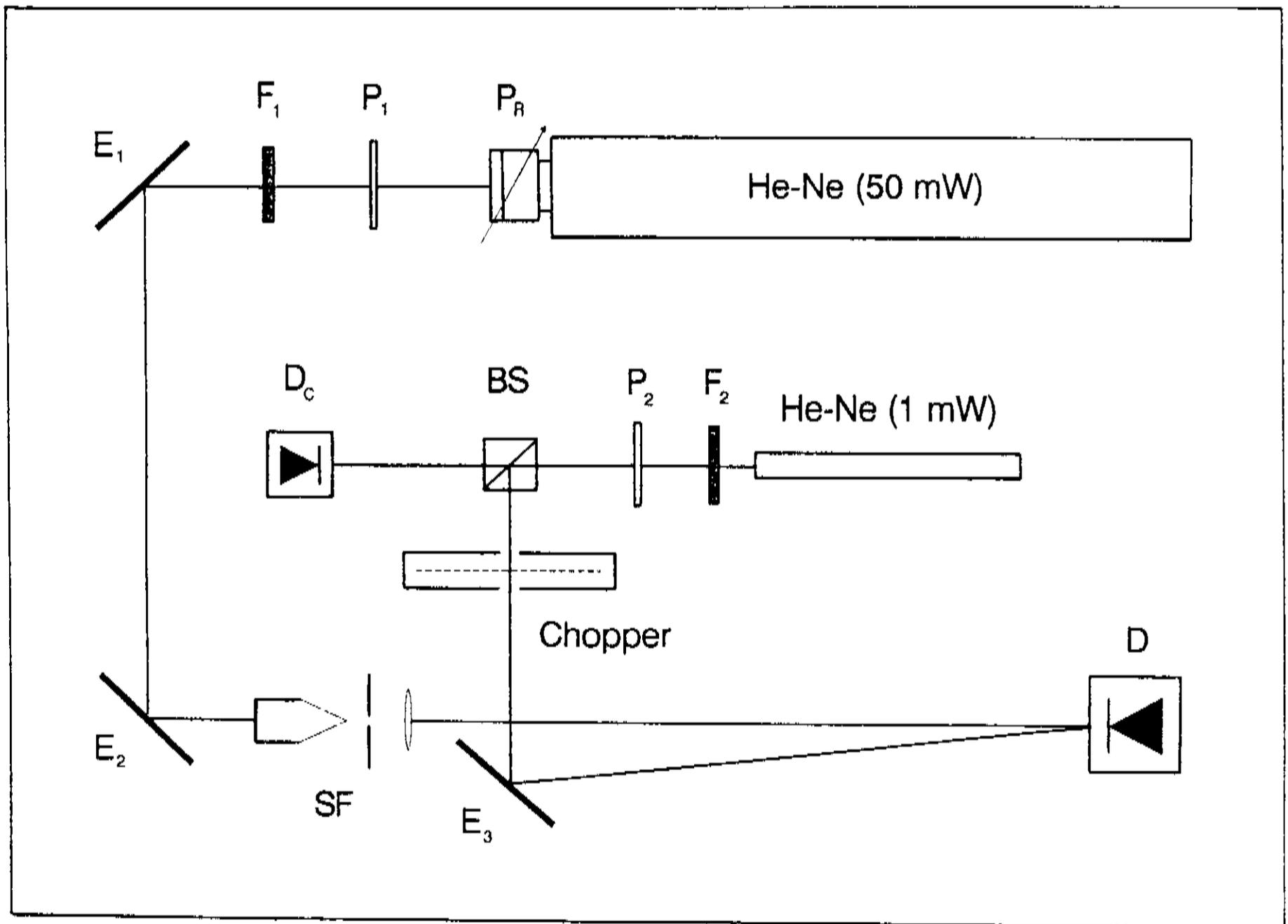


Figura 4.2 : Diagrama esquemático da montagem utilizada em nossos experimentos.

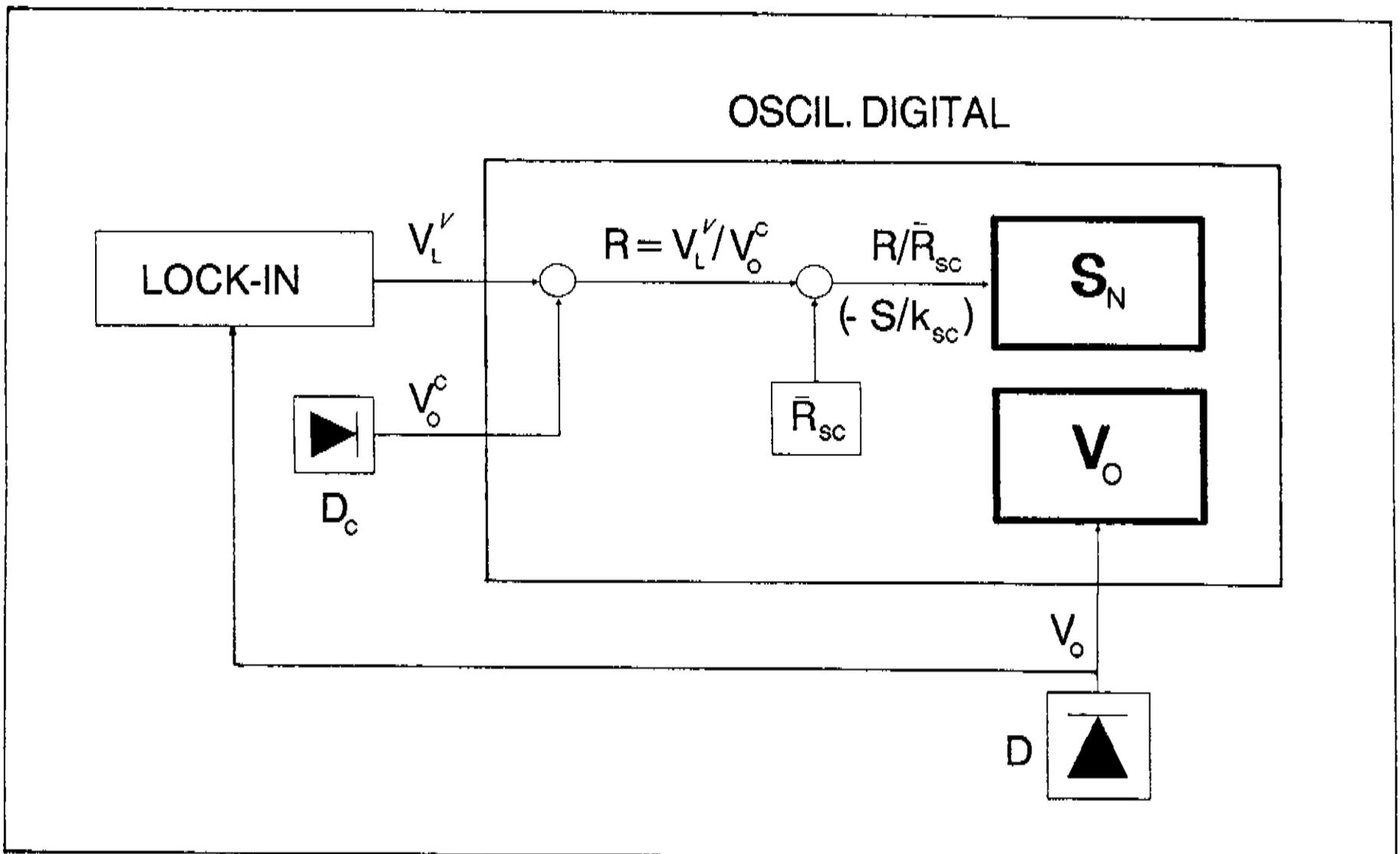
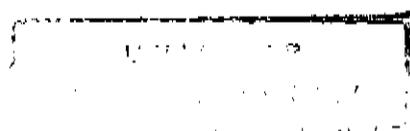


Figura 4.3 : Manipulação dos sinais gerados pelo "lock-in" (V_L^v), detetores de estudo (D) e de controle (D_c).

Resultados experimentais

Neste trabalho estudamos dois fotodiodos de Si, tipo *p-i-n*, modelos UV-100BQ (fotovoltaico) e SGD-100A (fotocondutor), fabricados pela EGG Photon Devices, operados nas configurações eletrônicas discutidas no capítulo (3). Em nosso experimento utilizamos um osciloscópio digital Tektronix, modelo 11201A, e um amplificador lock-in digital EGG PARK, modelo 5301A. O laser He-Ne, modelo HNA-188S de 50 mW de potência, foi fabricado na antiga Alemanha Oriental e o laser de 1 mW, modelo 145-02 é da Spectra Physics. A frequência gerada pelo chopper foi de 150 Hz. Idealmente esta frequência deveria ser maior, pois na região de DC até aproximadamente 1 kHz temos maior nível de ruído ("excess noise" $\propto 1/\nu$) e menor estabilidade dos aparelhos de medida; contudo nosso chopper não permitiu que operássemos em frequências maiores. Utilizamos o filtro de entrada do lock-in no modo "passa-banda", com fator de qualidade $Q = 50$. A constante de tempo (TC) do filtro "passa-baixa" foi de 100 ms, com 12 dB/octave "roll-off". Para uma onda quadrada, o tempo de variação do sinal de 0 a 95% do valor de fundo é de $4.8TC$, ou aproximadamente 0.5 segundo. A variação da irradiância do feixe de maior potência foi feita lentamente, compatível com o tempo de resposta do filtro "passa-baixa" do lock-in.

Os resultados experimentais correspondentes a cada particular configuração estão representados nas figuras (4.4A,B), (4.5), (4.6) e (4.7). A primeira configuração estudada está esquematizada na figura (4.4). Para operações em baixas frequências, podemos utilizar o detetor conectado diretamente ao instrumento de medida (osciloscópio, lock-in, etc) sem necessidade do amplificador operacional. Estudamos seu desempenho com três diferentes resistências de carga: A) $R_L = 1 \text{ M}\Omega$, B) $R_L = 100 \text{ k}\Omega$ e C) $R_L = 10 \text{ k}\Omega$. As irradiâncias do feixe AC foram respectivamente: A) $\cong 50 \text{ nW/cm}^2$, B) \cong



0.5 $\mu\text{W}/\text{cm}^2$ e C) $\cong 5 \mu\text{W}/\text{cm}^2$. Para determinar a irradiância na faixa de linearidade do detetor a partir da sua tensão de saída podemos utilizar o fator de conversão linear fornecido pelo fabricante como sendo 0.34 A/W para o modelo SGD-100A e 0.45 A/W para o UV-100BQ (ver figura 2.4). Contudo, para uma descrição mais completa utilizamos um optômetro calibrado que nos permitiu acompanhar a irradiância do feixe DC mesmo fora da região de linearidade do detetor estudado. A irradiância DC foi variada desde zero até um valor máximo: A) $I_{\text{max}} \cong 40 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ ($V_0 \cong 285 \text{ mV}$), B) $I_{\text{max}} \cong 400 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ ($V_0 \cong 350 \text{ mV}$) e C) $I_{\text{max}} \cong 4 \text{ mW}/\text{cm}^2$ ($V_0 \cong 425 \text{ mV}$). Como previsto teóricamente, a faixa de linearidade desta configuração depende fortemente da tensão desenvolvida na resistência de carga. Tomando como referência a irradiância onde observamos variação de 10% na sensibilidade ($S_N = 0.9$), temos: A) $V_0^{10\%} \cong 150 \text{ mV}$, com $I_{10\%} \cong 8 \mu\text{W}/\text{cm}^2$, B) $V_0^{10\%} \cong 215 \text{ mV}$, com $I_{10\%} \cong 100 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ e C) $V_0^{10\%} \cong 280 \text{ mV}$, com $I_{10\%} \cong 1.2 \text{ mW}/\text{cm}^2$.

Os dados obtidos nos permite fazer uma estimativa de parâmetros intrínsecos do fotodiodo, como β e a corrente de saturação reversa i_0 (equação 2.4). Considerando que o fator de conversão da fotocorrente (K_{sc}) seja constante até a irradiâncias da ordem de $5 \text{ mW}/\text{cm}^2$ (o que foi verificado em outra configuração, discutida adiante) e admitindo por simplicidade que β e i_0 não variem significativamente entre as curvas correspondentes às três resistências de carga utilizadas, temos que o termo $(i_0 \sigma / \beta V_T) \exp(V / \beta V_T)$ da equação (2.5), com $\sigma = R_L$, é igual a 0.11 para $S_N = 0.9$ ($S_N \cong -S / K_{sc}$). Tomando duas curvas "1" e "2", com resistências R_L^1 e R_L^2 e voltagens medidas para $S_N = 0.9$, V_0^1 e V_0^2 ($V_0^{10\%}$), temos $(i_0 R_L^1 / \beta V_T) \exp(V_0^1 / \beta V_T) = (i_0 R_L^2 / \beta V_T) \exp(V_0^2 / \beta V_T) = 0.11$. Resolvendo, temos $\beta = (V_0^2 - V_0^1) / V_T \ln(R_L^1 / R_L^2)$. Utilizando os resultados experimentais acima, com $V_T = 26 \text{ mV}$, obtemos $\beta \cong 1.09$ e $i_0 \cong 1.5 \times 10^{-11} \text{ A}$. A figura (4.4B) ilustra a curva teórica (tracejada) obtida da equação (2.5), com os valores calculados acima, mostrando boa concordância com os resultados

experimentais.

No circuito da figura (4.5), analogamente ao caso anterior, o amplificador operacional pode ser ignorado se trabalhamos em baixas frequências (contudo, frequentemente utiliza-se este circuito para operação em altas frequências). Caracterizamos seu comportamento para resistências de carga: A) $R_L = 1 \text{ M}\Omega$, B) $R_L = 100 \text{ k}\Omega$ e C) $R_L = 10 \text{ k}\Omega$. As irradiâncias do feixe AC foram respectivamente: A) $\cong 1 \text{ }\mu\text{W/cm}^2$, B) $\cong 10 \text{ }\mu\text{W/cm}^2$ e C) $\cong 100 \text{ }\mu\text{W/cm}^2$. A irradiância máxima do feixe DC foi: A) $I_{\text{max}} \cong 1.6 \text{ mW/cm}^2$ ($V_0 \cong 8.5 \text{ V}$), B) $I_{\text{max}} \cong 6.4 \text{ mW/cm}^2$ ($V_0 \cong 9 \text{ V}$) e C) $I_{\text{max}} \cong 25 \text{ mW/cm}^2$ ($V_0 \cong 5.0 \text{ V}$). Os resultados ilustram a importância da resistência de carga nesta configuração. De fato, como discutimos no capítulo (2), (Modos de operação), a impedância existente entre os pinos A e G do fotodiodo (que pode ser considerada resistiva para baixas frequências), depende da tensão existente entre eles. Notemos que essa impedância aparece em paralelo com a resistência de carga, fazendo com que parte da corrente fuja para a terra através do anel de guarda. Quando operamos com altas resistências de carga, temos maior fuga de corrente. Os resultados indicam que quando a tensão desenvolvida em R_L se aproxima da tensão de bias, a impedância (R_C na figura 4.5) tende a zero. As voltagens e irradiâncias onde observamos variação de 10% na sensibilidade ($S_R = 0.9$), foram: A) $V_0^{10\%} \cong 2 \text{ V}$ ($I_{10\%} \cong 200 \text{ }\mu\text{W/cm}^2$), B) $V_0^{10\%} \cong 4.5 \text{ V}$ ($I_{10\%} \cong 3 \text{ mW/cm}^2$) e C) $V_0^{10\%} > 5 \text{ V}$ ($I_{10\%} > 25 \text{ mW/cm}^2$).

Nas figuras (4.6) e (4.7) temos os resultados para os modelos *UV-100BQ* e *SGD-100A* operados com um amplificador operacional como conversor corrente-tensão. Nessas figuras temos: A) $R_L = 1 \text{ M}\Omega$, B) $R_L = 100 \text{ k}\Omega$. As irradiâncias apresentadas nos eixos horizontais foram obtidas a partir do fator de conversão (K_{sc}) fornecido pelo fabricante dos fotodiodos. As irradiâncias do feixe AC foram: A) $3 \text{ }\mu\text{W/cm}^2$ e B) $30 \text{ }\mu\text{W/cm}^2$. Os resultados enfatizam a virtude dos amplificadores operacionais como medidores de

corrente. Nessa configuração, os fotodiodos apresentaram comportamento linear mesmo quando operados com alta sensibilidade. Essa configuração é então ideal para trabalhos que envolvem sinais de baixa irradiância. Em todos os casos a dispersão dos pontos foi sempre menor que 1% e a regressão linear (traçadas nas figuras) indica um desvio máximo de 0.2%.

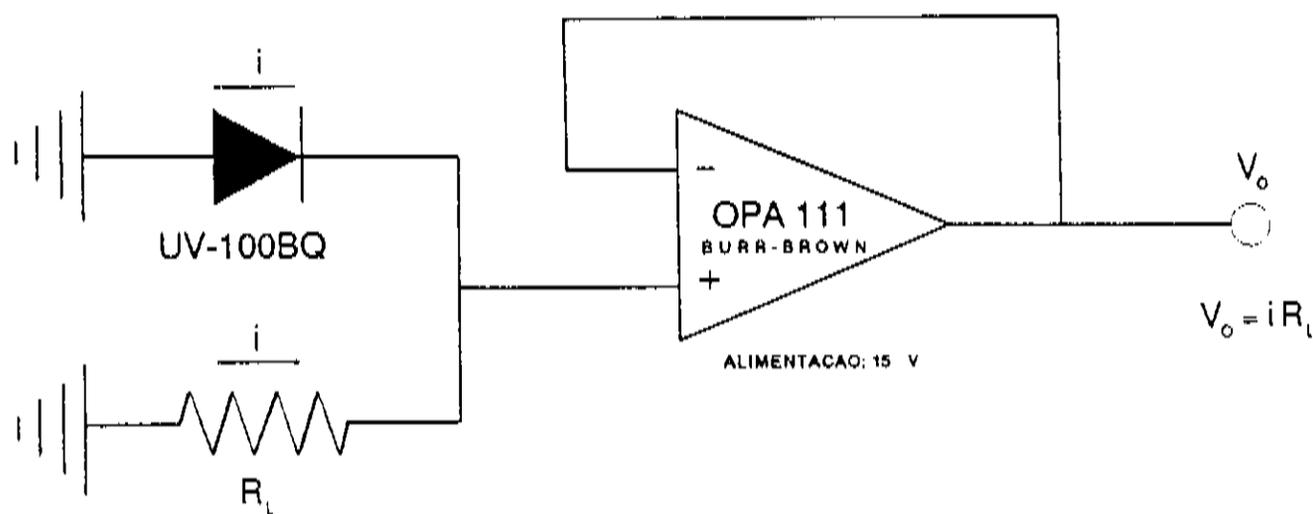
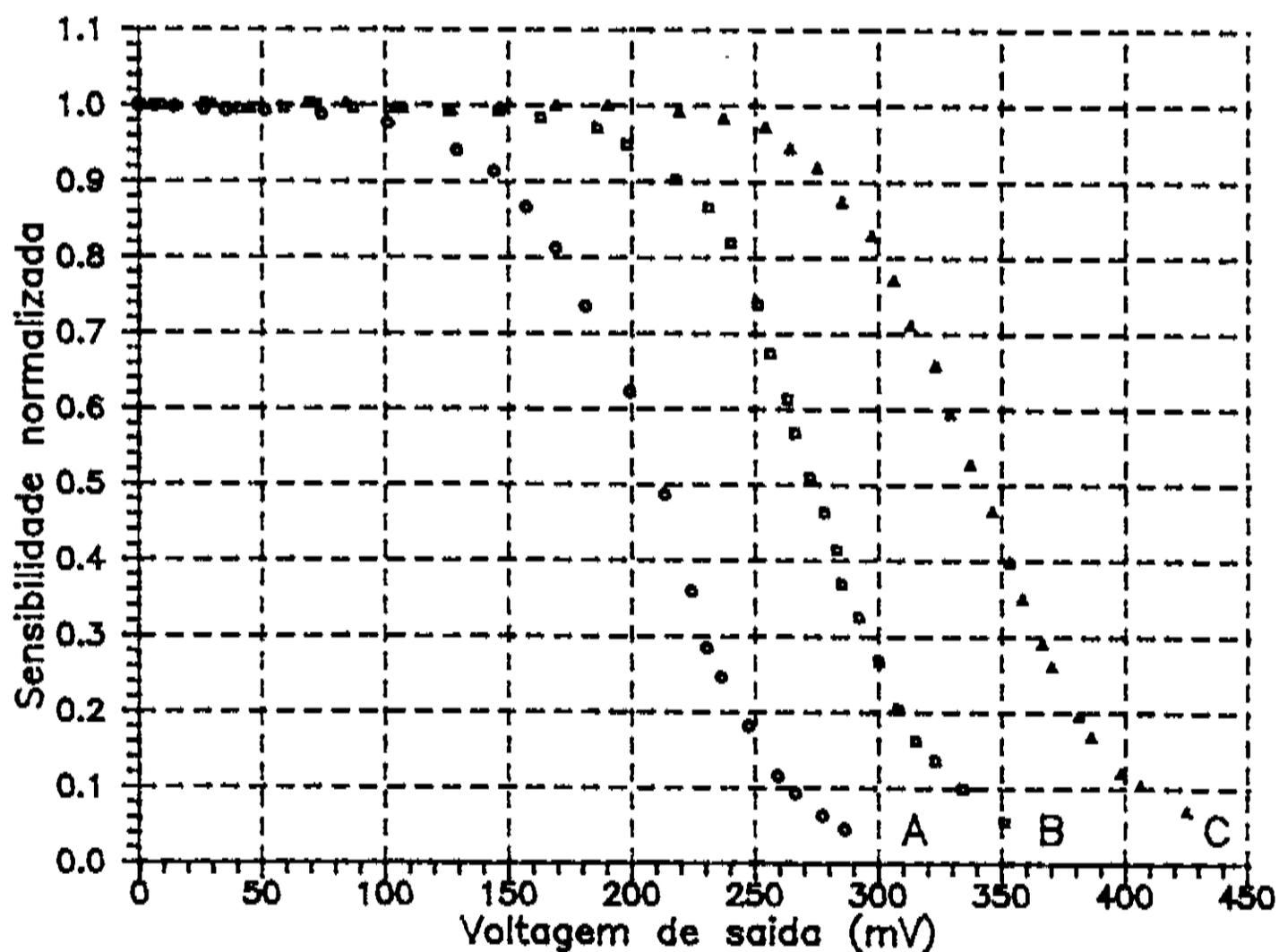
A) $R_L=1$ M Ω mB) $R_L=100$ k Ω mC) $R_L=10$ k Ω m

Figura 4.4A : Resultados experimentais para um fotodiodo de Si, modelo UV-100BQ, operado com resistência de carga R_L .

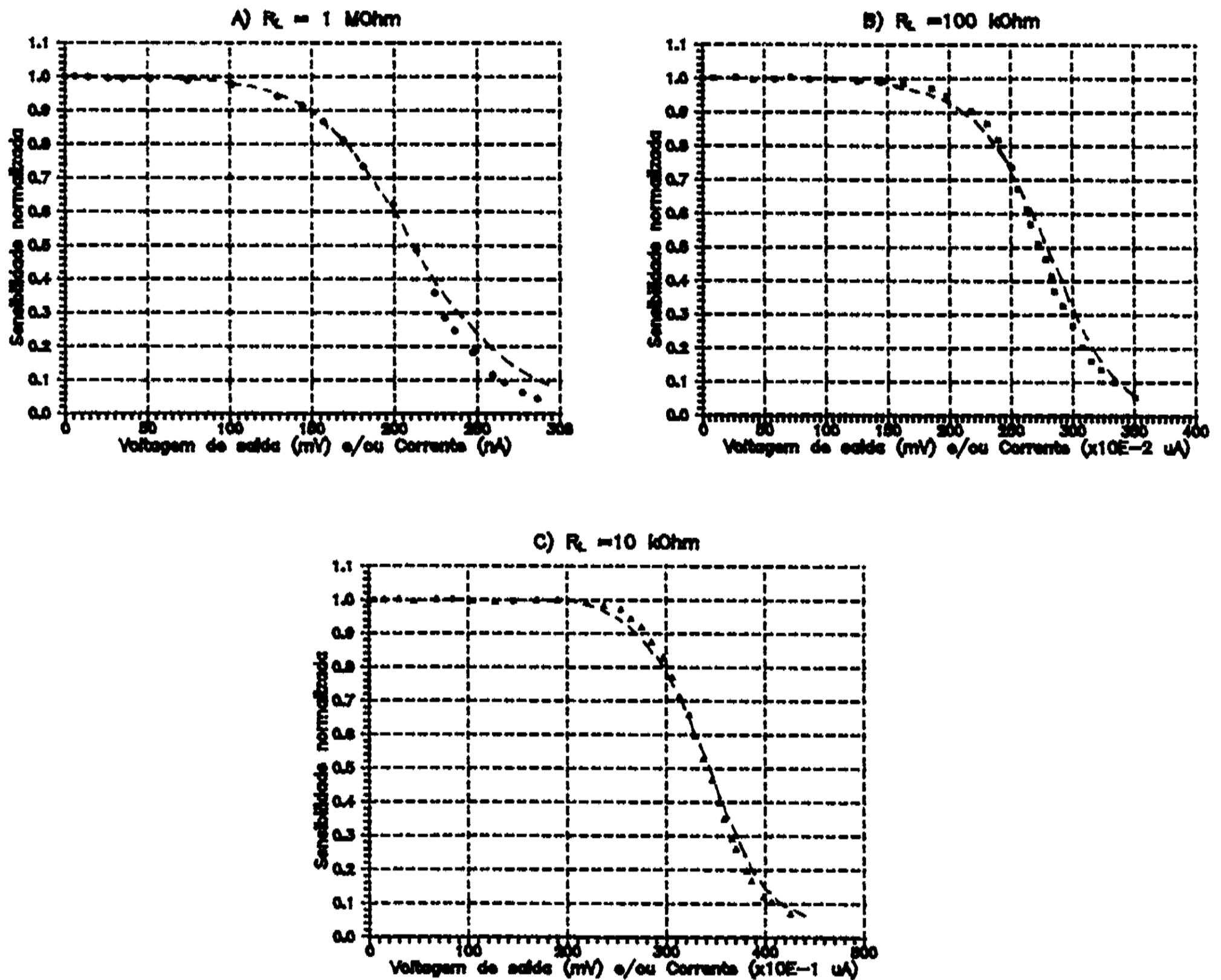
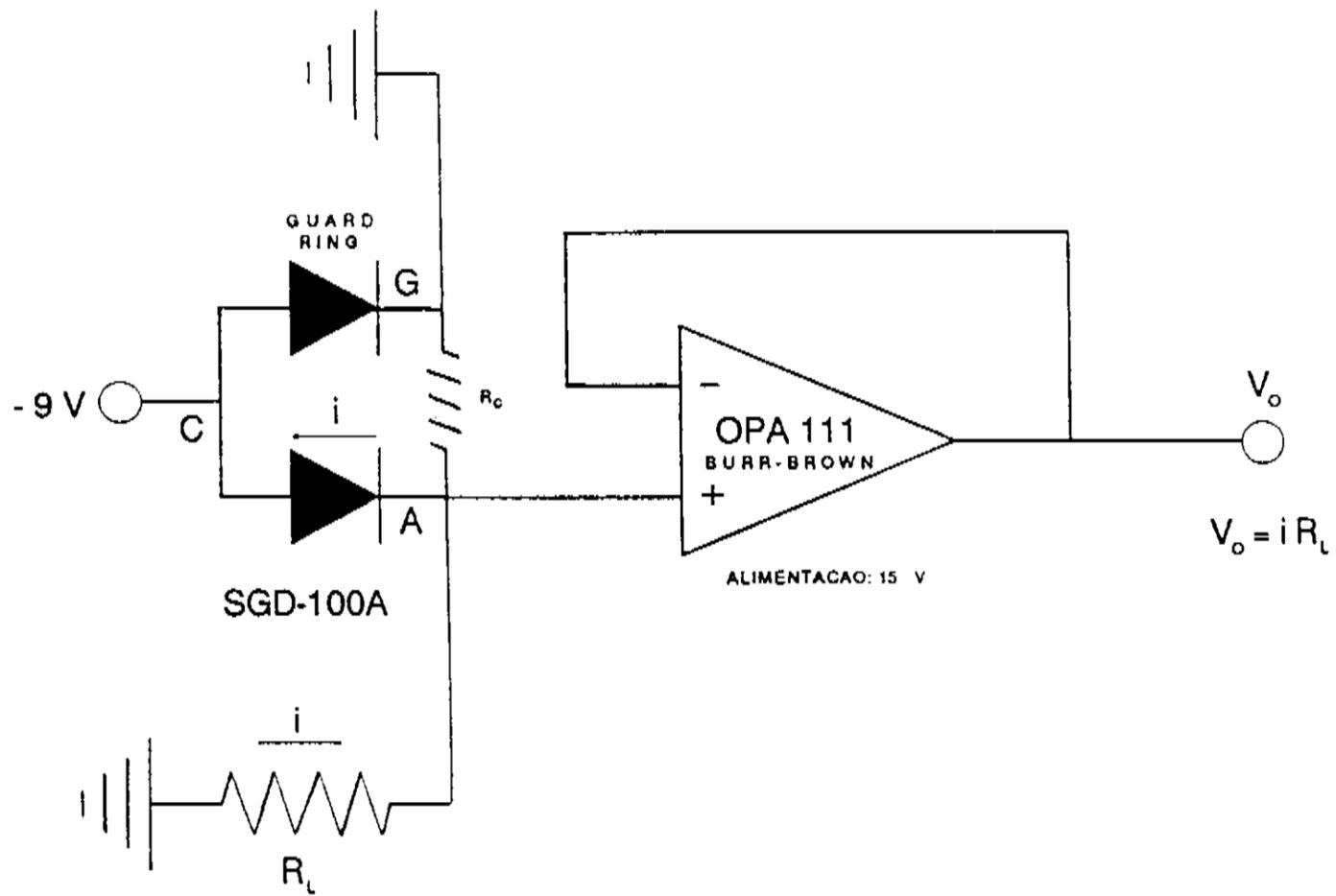


Figura 4.4B : Resultados experimentais da figura (4.4A), ilustrando o desvio qualitativo entre os dados experimentais (pontos) e os resultados teóricos (curva tracejada) para $\beta = 1.09$ e $i_0 = 15 \text{ pA}$.



A) $R_L=1\text{ M}\Omega$ B) $R_L=100\text{ k}\Omega$ C) $R_L=10\text{ k}\Omega$

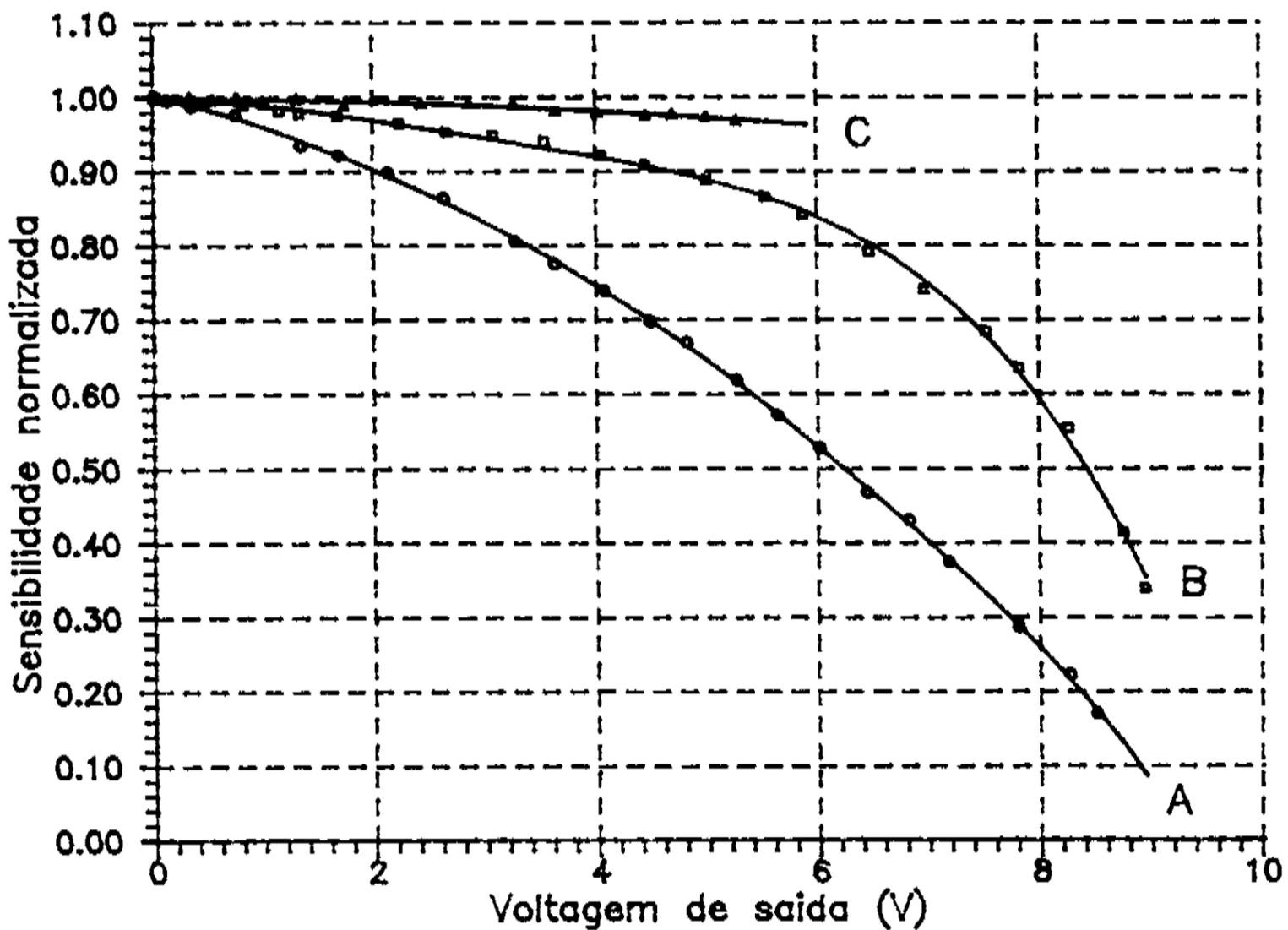


Figura 4.5 : Resultados experimentais para um fotodiodo de Si, modelo SGD-100A, operado com resistência de carga R_L .

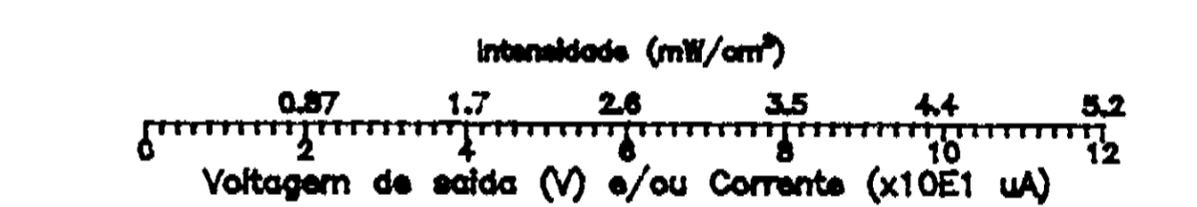
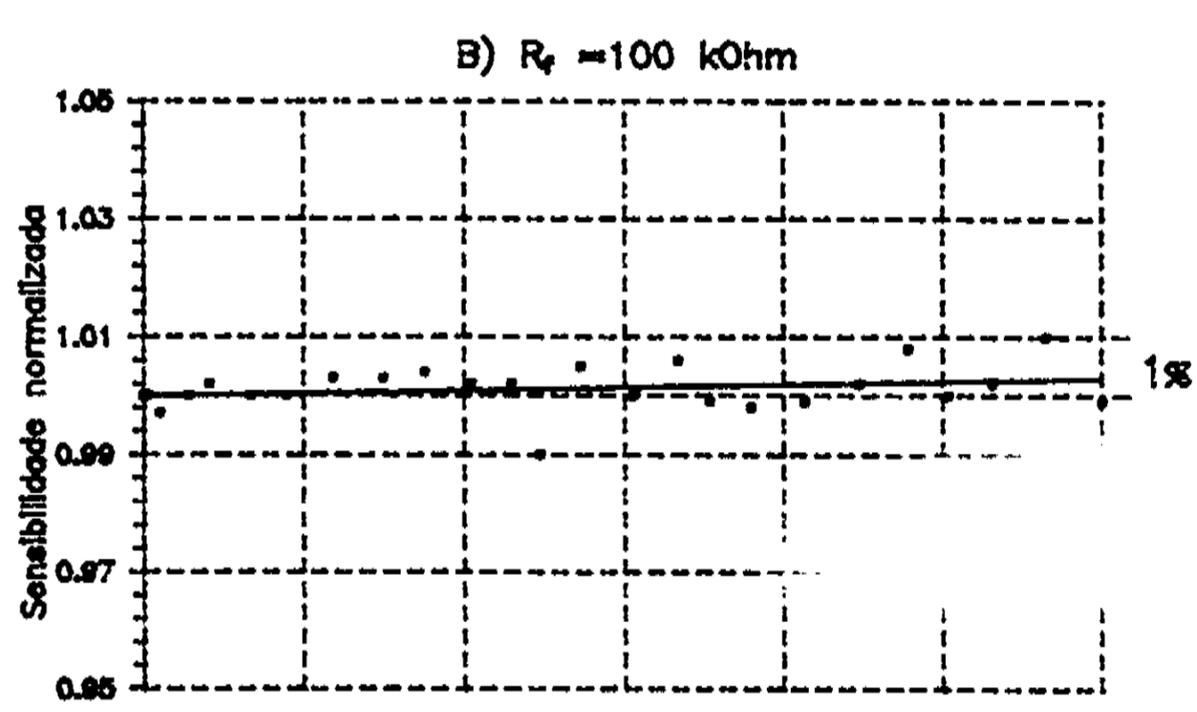
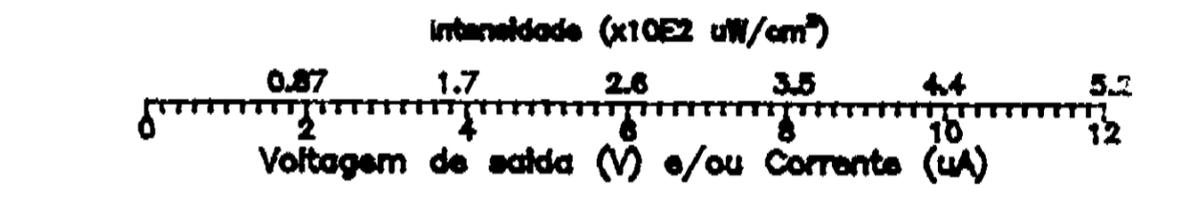
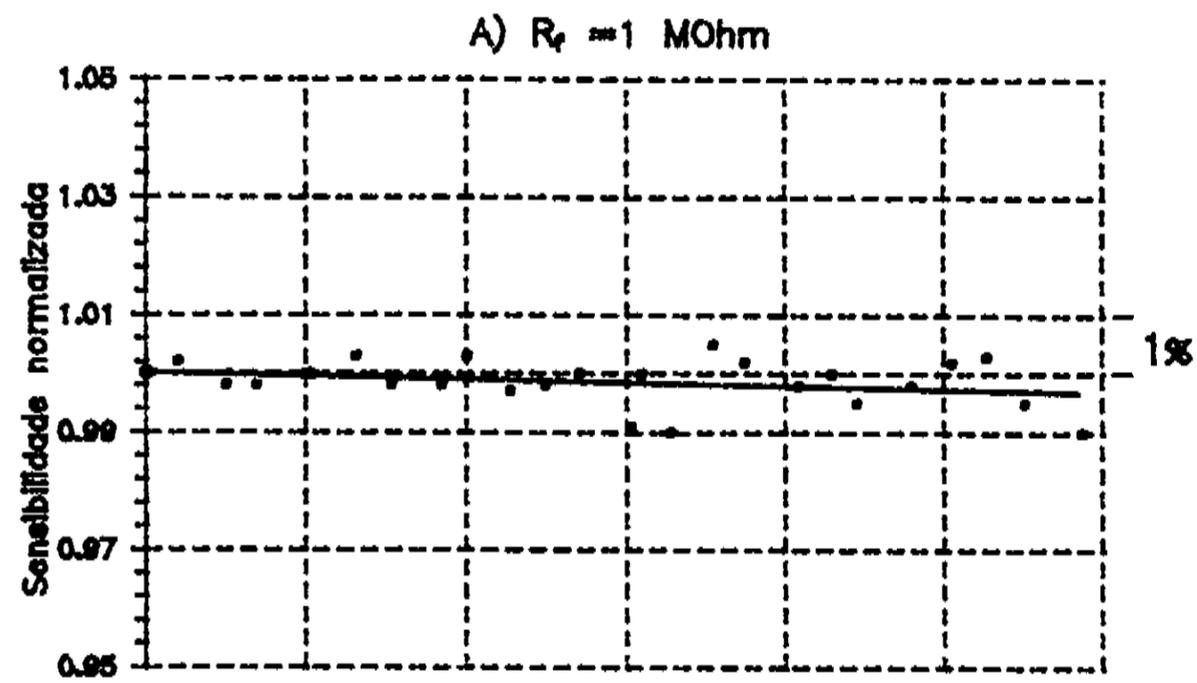
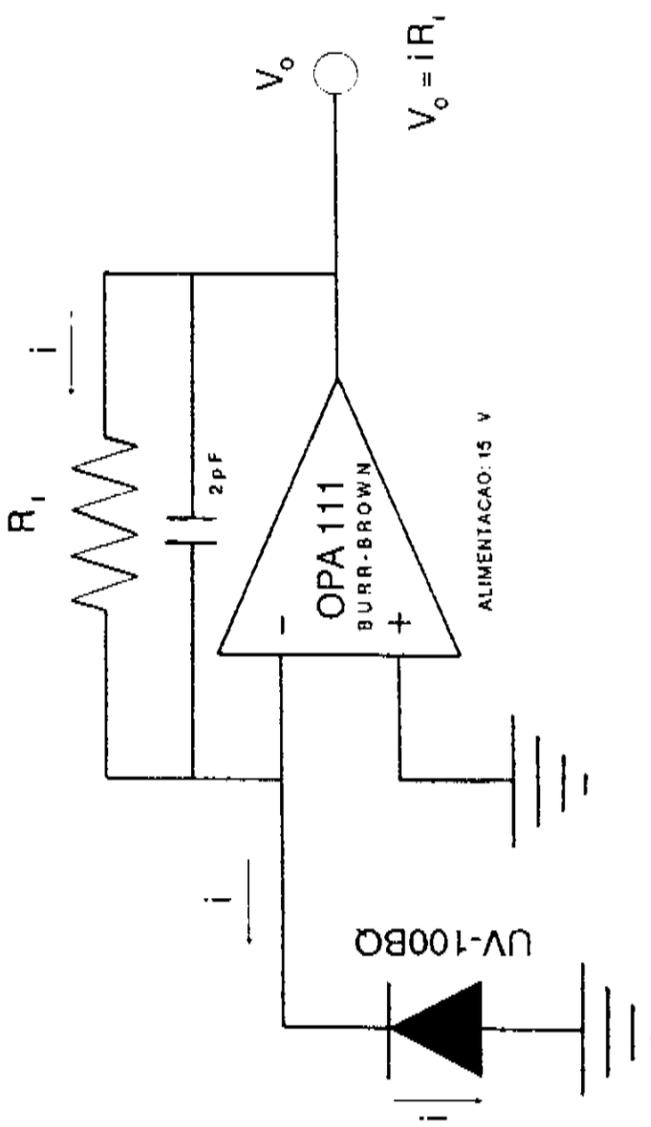


Figura 4.6 : Resultados experimentais para um fotodiodo de Si, modelo UV-100BQ, operado com um amplificador operacional como conversor corrente-tensão.

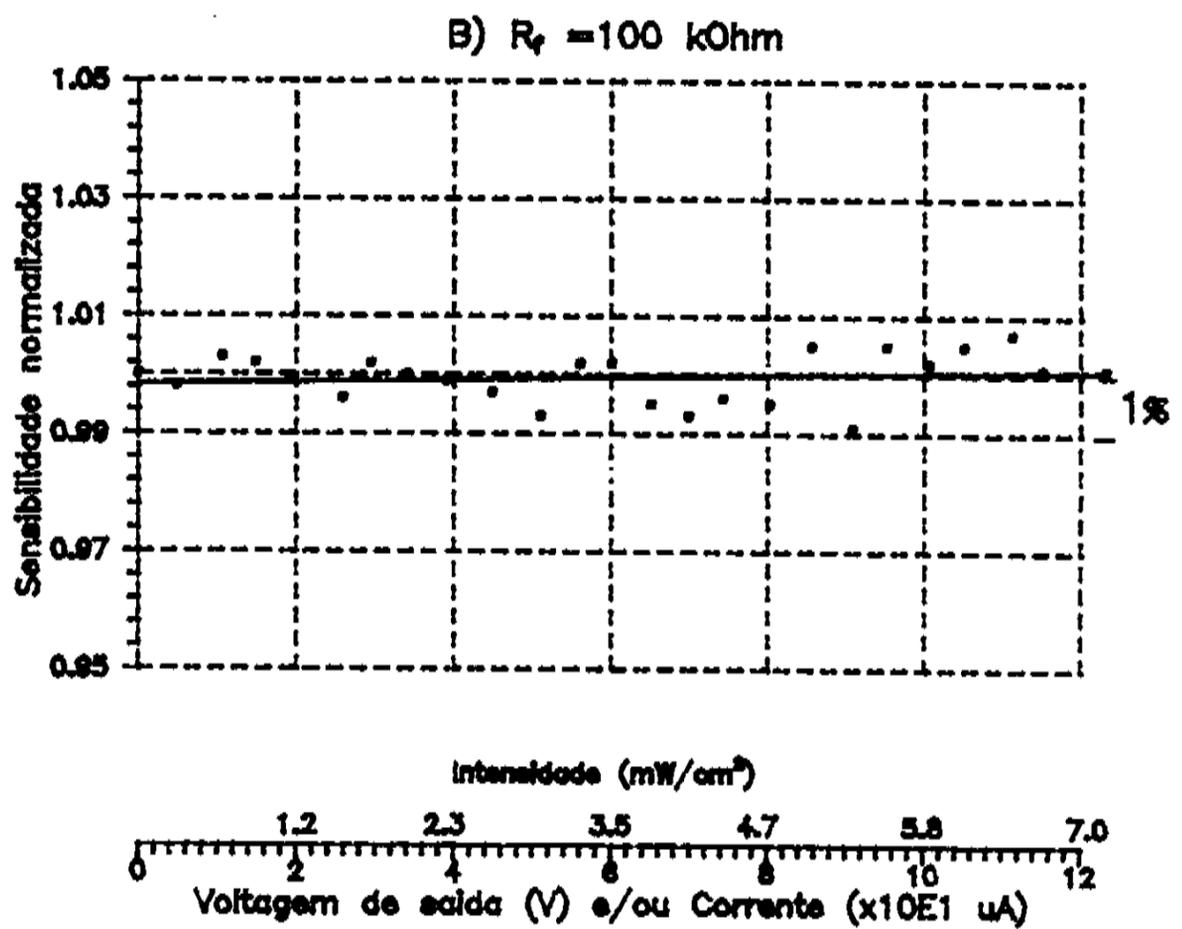
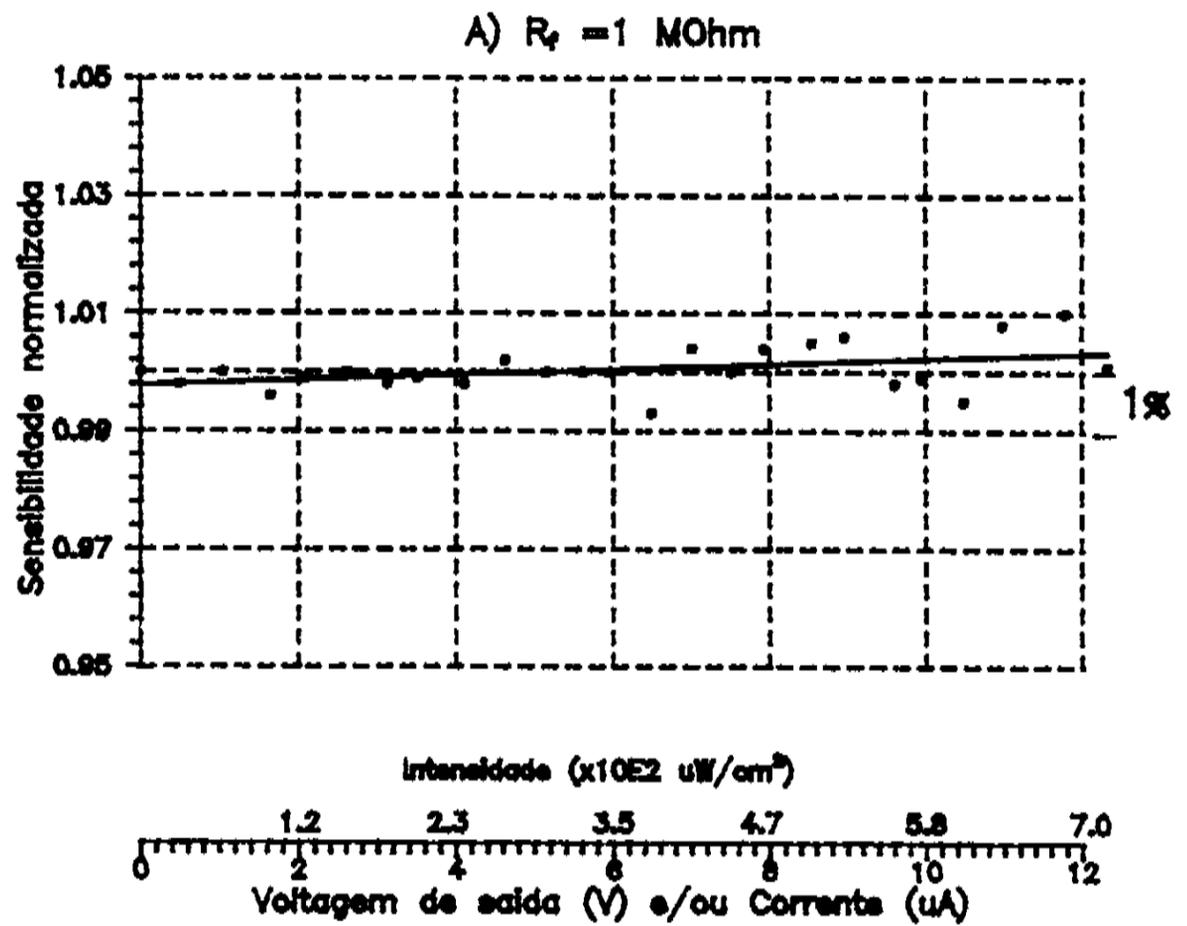
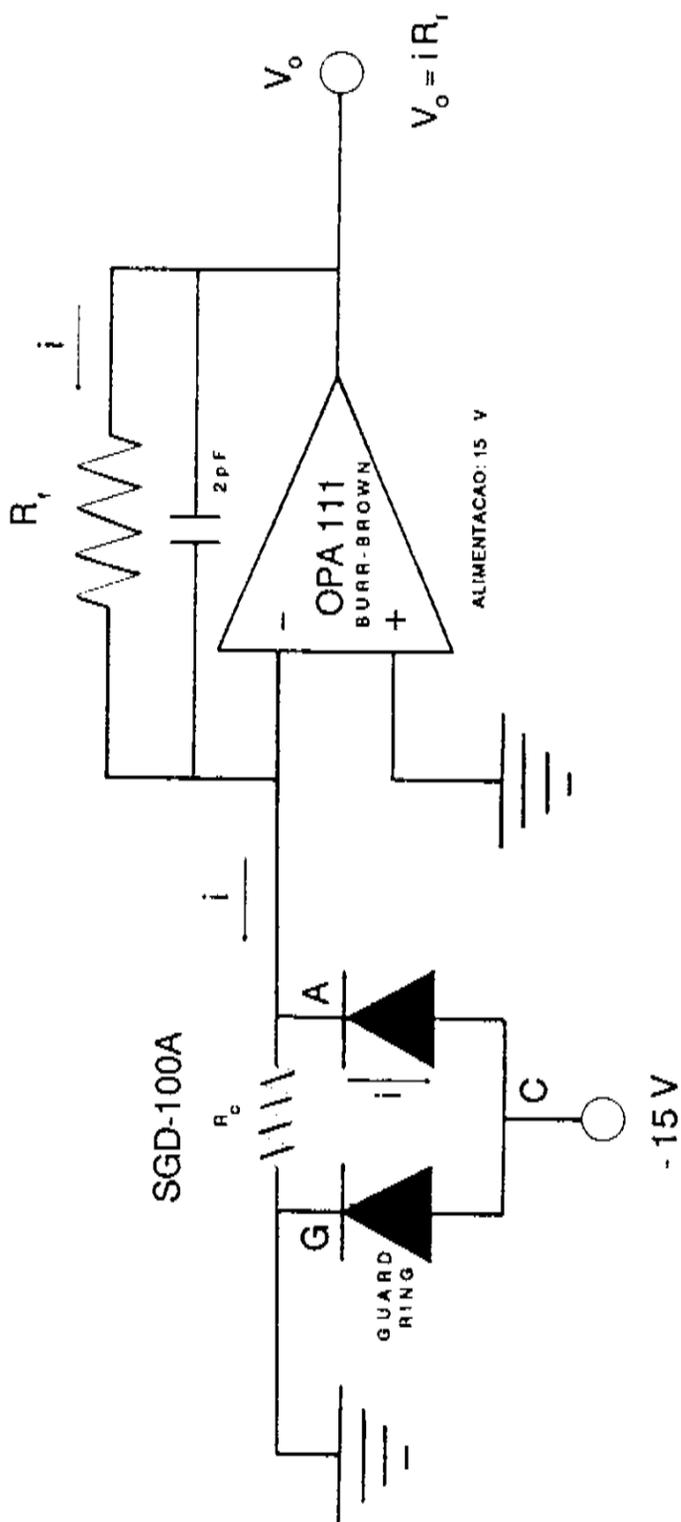


Figura 4.7 : Resultados experimentais para um fotodiodo de Si, modelo SGD-100A, operado com um amplificador operacional como conversor corrente-tensão.

RESPOSTA À FREQUÊNCIA / DESCRIÇÃO DO MÉTODO

Fundamentação teórica / Velocimetria Doppler

Para medida da resposta à frequência de fotodetetores é necessária a modulação da intensidade da luz. O método de modulação de intensidade luminosa aqui apresentado combina as propriedades da interferometria ao efeito Doppler. O efeito Doppler é um fenômeno bem conhecido^[17] e frequentemente observado em nossa vida diária através das ondas sonoras. Ele estabelece que se uma fonte de ondas e um detetor estão em movimento relativo, então a frequência das ondas medida pelo detetor é uma função da velocidade relativa entre este e a fonte. Podemos perceber facilmente esse fato quando ouvimos o som produzido por um veículo que se aproxima (ou se afasta) em alta velocidade. Esse efeito foi primeiramente estudado em ondas acústicas por J. C. Doppler em 1842, mas foi Fizeau, em 1848, o primeiro a estender esse conceito às ondas de luz.

A descrição moderna do efeito Doppler para as ondas luminosas é feita a partir das transformações de Lorentz. Uma vez que a velocidade da luz no vácuo é sempre igual a c , qualquer variação da frequência (ν) está associada a uma variação do comprimento de onda (λ) tal que sempre se verifique a relação $\lambda\nu = c$ ($\nu = \omega/2\pi$ e $\lambda = 2\pi/k$). Tomemos uma onda eletromagnética plana, com dependência espaço-temporal escrita no seu sistema de coordenadas na forma $\exp[j(kz - \omega t)]$. Um observador em repouso com relação a esse sistema vê uma onda com frequência angular $\omega = ck$ se movendo na direção z . Se o observador se move com velocidade u em relação ao sistema de coordenadas da fonte, podemos calcular a frequência angular ω' e o número de onda angular k' vistos pelo observador aplicando as transformações de Lorentz: $z = \gamma(z' + ut')$ e $t = \gamma[t' + (uz'/c^2)]$, com $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ (u positivo se a fonte e o observador se afastam, negativo c.c). Substituindo z e t no argumento da exponencial acima e rearranjando

os termos chegamos a:

$$\exp j \left[\left(k\gamma - \frac{k\gamma u}{c} \right) z' - \left(\omega\gamma - \frac{\omega\gamma u}{c} \right) t' \right] \quad (5.1)$$

que deve ser idêntica à expressão $\exp \left[j(k'z' - \omega't') \right]$, pois se trata da mesma onda e portanto:

$$k' = \gamma k \left(1 - \frac{u}{c} \right), \quad \omega' = \gamma \omega \left(1 - \frac{u}{c} \right) \quad (5.2)$$

Notemos que $\omega'/k' = \omega/k = c$. As equações acima são as transformações Doppler relativísticas de k e ω entre dois sistemas com velocidade relativa u . Quando usamos fontes monocromáticas, o efeito Doppler pode ser observado mesmo para velocidades muito pequenas^[17]. Se as velocidades envolvidas são tais que u^2/c^2 seja desprezível ($\gamma \cong 1$) temos as aproximações clássicas:

$$k' \cong k [1 - (u/c)], \quad \omega' \cong \omega [1 - (u/c)] \quad (5.3)$$

Definindo $\Delta\lambda \equiv \lambda - \lambda'$ e $\Delta\nu \equiv \nu - \nu'$, temos:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cong \frac{\Delta\nu}{\nu} \cong \frac{u}{c} \quad (5.4)$$

Um experimento simples que nos permite observar o efeito Doppler em baixas velocidades pode ser feito com auxílio de um interferômetro de Michelson em que um dos espelhos se move com velocidade u na direção de incidência do feixe laser, como na figura (5.1) (assumimos u positivo se o espelho se move no sentido $-z$). O espelho, por ser uma fonte secundária se movendo com velocidade u em relação à fonte primária de luz, produz um

efeito Doppler que corresponde ao dobro da sua velocidade ($2u$). Podemos calcular o resultado da interferência desses feixes a partir dos campos elétricos E_R e E_S escritos como:

$$E_R = E_R^0 \exp [j(kz - \omega t - \varphi_R)] \quad (5.5)$$

$$E_S = E_S^0 \exp [j(k'z - \omega' t - \varphi_S)]$$

Nas expressões acima, k' e ω' são descritos pelas equações (5.3) com $u = 2u$ e as fases φ_R e φ_S são constantes adimensionais escolhidas tais que na origem do sistema de coordenadas ($z = t = 0$) temos $E_R = E_R^0 \exp(-j\varphi_R)$ e $E_S = E_S^0 \exp(-j\varphi_S)$. O campo elétrico total E ($E = E_R + E_S$) fica dado por:

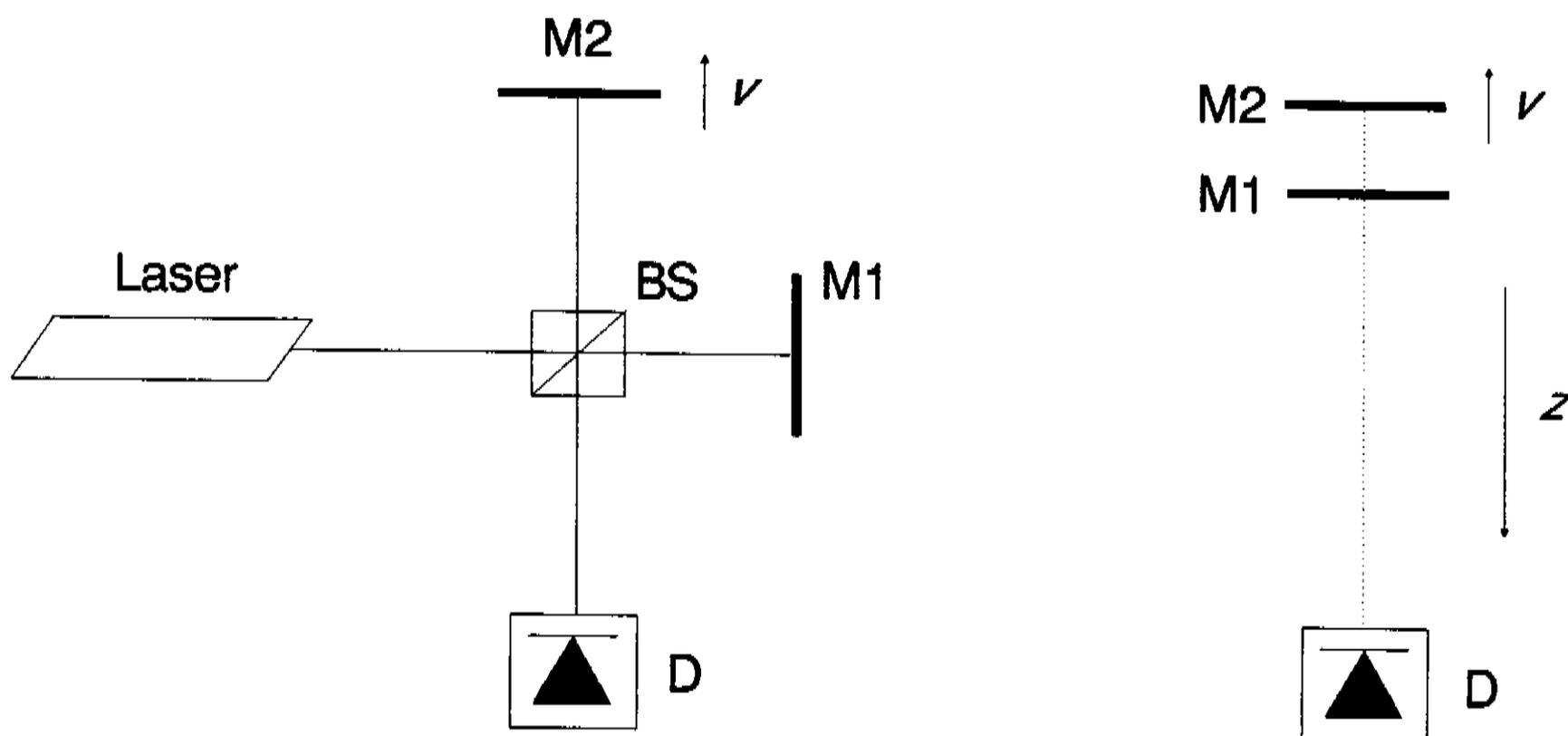


Figura 5.1 : O movimento do espelho em um interferômetro de Michelson altera ligeiramente a frequência da luz em um dos braços do interferômetro, produzindo um batimento na interferência dos feixes.

$$E = \exp [j(kz - \omega t - \varphi_R)] \left[E_R^o + E_S^o \exp [-j(k_D z - \omega_D t - \varphi)] \right] \quad (5.6)$$

com:

$k_D \equiv k (2u/c)$, o número de onda angular Doppler;

$\omega_D \equiv \omega (2u/c)$, a frequência angular Doppler;

$\varphi \equiv \varphi_R - \varphi_S$, a diferença de fase entre os feixes em $z = t = 0$.

Assumindo por simplicidade as polarizações dos feixes R e S lineares e paralelas, o termo de interferência da irradiância I incidente no detetor (proporcional ao módulo quadrado do campo elétrico total E) pode ser escrito na sua forma tradicional como:

$$I_{RS} = 2(I_R I_S)^{1/2} \cos(\psi) \quad \text{com, } \psi \equiv k_D z - \omega_D t - \varphi \quad (5.7)$$

onde I_R e I_S são as irradiâncias dos feixes R e S. A fase ψ definida acima representa uma onda que se propaga com velocidade $u_G = \omega_D/k_D = c$ (conhecida como velocidade de grupo) e comprimento de onda $\lambda_G = 2\pi/k_D = \lambda(c/2u) \cong \lambda^2/\Delta\lambda$. Se posicionamos o detetor em um ponto arbitrário $z = z_F$, vamos observar a variação da irradiância I incidente como consequência da variação temporal da fase ψ (eq.5.7). A frequência angular dessa variação é dada por $d\psi/dt$, e portanto igual em valor absoluto à frequência angular Doppler (ω_D) gerada pelo movimento do espelho. Assim, concluímos que a frequência ν_D ($\nu_D \equiv \omega_D/2\pi = - (2/\lambda) u$) com que varia a irradiância I_{RS} é proporcional a velocidade u do espelho. A fase ψ no plano do detetor ($z = z_F$) pode então ser escrita como:

$$\psi(z_F, t) = \phi_0 + \phi(t) = \phi_0 + \int \frac{d\phi}{dt} dt = \phi_0 - \frac{4\pi}{\lambda} \int u dt = \phi_0 - \frac{4\pi}{\lambda} \Delta z \quad (5.8)$$

com $\phi_0 \equiv k_D z_F - \phi$, uma constante inicial e Δz a distância percorrida pelo espelho no intervalo de tempo t considerado. Notemos que o termo $(4\pi/\lambda)\Delta z$ é exatamente a variação de fase calculada a partir da variação do caminho óptico sofrido pelo feixe S. Isto mostra a analogia entre a interpretação Doppler (onde supomos que as ondas que interferem possuem frequências ligeiramente diferentes, produzindo um batimento no sinal óptico), com a interpretação da variação do caminho óptico, que assume que não há mudança na frequência da luz e explica a variação na fase ψ como consequência da variação do caminho óptico do feixe S ocasionado pelo deslocamento do espelho. Embora as duas interpretações forneçam o mesmo resultado, alguns pesquisadores sustentam que a interpretação Doppler é a mais adequada para explicar o fenômeno físico em questão^[18].

Os resultados anteriores fundamentam um método de geração de sinais ópticos de intensidade variável, onde a frequência do sinal óptico produzido é proporcional à velocidade de um espelho que se move em um interferômetro. Na prática contudo, pequenos desvios angulares da superfície do espelho durante seu movimento ("tilt") alteram o espaçamento das franjas de interferência, fazendo com que a variação da irradiância incidente no detetor não corresponda à descrição desenvolvida anteriormente. Se as frentes de onda são aproximadamente planas, um desvio angular de apenas 1° por exemplo, produz franjas com espaçamento aproximado de $30 \mu\text{m}$. Assim, se a área ativa do detetor utilizado é tal que seu diâmetro é maior que alguns centésimos de μm , nenhum sinal será observado como consequência do movimento das franjas. Nesse sentido, o uso de superfícies refletoras necessita moduladores especiais nem sempre

disponíveis^[19]. Um meio de se contornar este problema é utilizarmos em lugar do espelho uma superfície rugosa, tal qual a membrana de um alto falante, que pode ser pintada de branco para aumentar a intensidade de luz espalhada. Isso representa uma solução viável e extremamente atraente, pois além de minimizar os problemas advindos do "tilt" da superfície, dispensa o uso de moduladores especiais ao utilizar-se de alto falantes, que são moduladores muito baratos e de fácil obtenção.

Superfícies rugosas tem sido vastamente utilizadas em metrologia, como por exemplo no estudo de vibrações^{[20],[21]}. A grande maioria das superfícies, sintéticas ou naturais, são extremamente rugosas na escala do comprimento de onda da luz ($\approx 0.5 \mu\text{m}$). Quando uma superfície rugosa é iluminada com luz coerente, a luz espalhada pela superfície apresenta um aspecto granular, de aparência caótica e desordenada, chamada speckle (fig. 5.2). A intensidade de luz em um dado ponto do espaço resulta da interferência de um grande número de ondas coerentes geradas por centros espalhadores microscópicos da superfície. Esses centros podem ser considerados como um conjunto randômico de microlentes positivas e negativas de abertura numérica e distância focal variadas. A diferença de caminho óptico entre essas ondas em um dado ponto do espaço pode ser de muitos comprimentos de onda, dependendo da rugosidade da superfície, da área iluminada e do ponto de observação. Assim, o padrão speckle consiste de "spots" muito brilhantes onde a interferência das múltiplas frentes de onda é altamente construtiva, "spots" escuros onde a interferência é altamente destrutiva e "spots" com irradiância intermediária entre esses dois extremos.

Devido a nossa "ignorância" quanto a geometria da superfície, as propriedades fundamentais do speckle são descritas estatisticamente. Com boa aproximação, todas as superfícies com nível de rugosidade maior ou igual ao comprimento de onda da luz produzem a mesma distribuição

estatística de intensidade e fase. A intensidade dos speckles tem uma distribuição de probabilidade exponencial negativa e a fase tem distribuição uniforme entre 0 e 2π rads^[22]. O diâmetro médio dos speckles ("spots") é determinado pela área iluminada da superfície e pela distância de observação, isto é, pela abertura angular da área iluminada vista do ponto de observação. Quanto maior a distância de observação, menor a diferença de curvatura entre as múltiplas frentes de onda geradas por cada "microlente" da superfície e portanto maior o diâmetro médio dos speckles. Se num ponto do espaço a área iluminada do objeto subtende um pequeno ângulo θ ($\theta \cong d/D$, com d a área iluminada da superfície e D a distância da região iluminada ao ponto de observação), então o diâmetro médio dos speckles (d_s) é da ordem de λ/θ ^[23]. Em realidade, cada speckle é uma estrutura tridimensional, parecida a um cigarro, com diâmetro médio λ/θ e comprimento da ordem de λ/θ^2 ^[24]. A invariância temporal do speckle (relativamente a superfície) permite que este seja utilizado em interferometria. O deslocamento da superfície iluminada provoca igual deslocamento no padrão speckle. Assim, a idéia básica em interferometria com speckle reside na correlação espacial existente entre padrões speckle gerados pela mesma superfície quando esta se desloca.

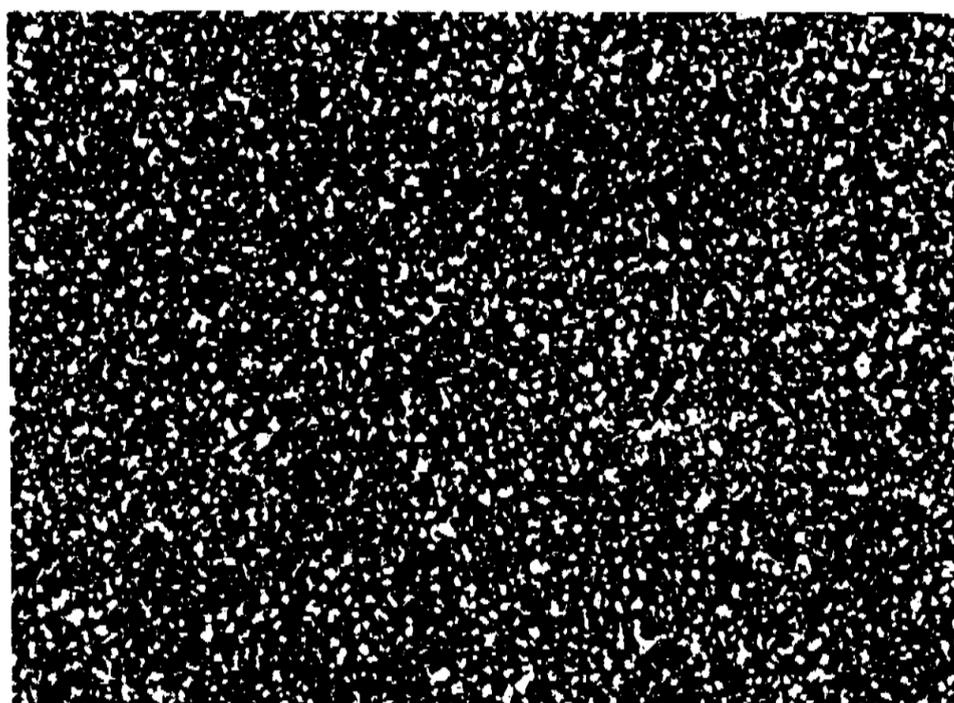


Figura 5.2 : Padrão speckle produzido pela iluminação de uma pequena área de uma superfície rugosa^[22].

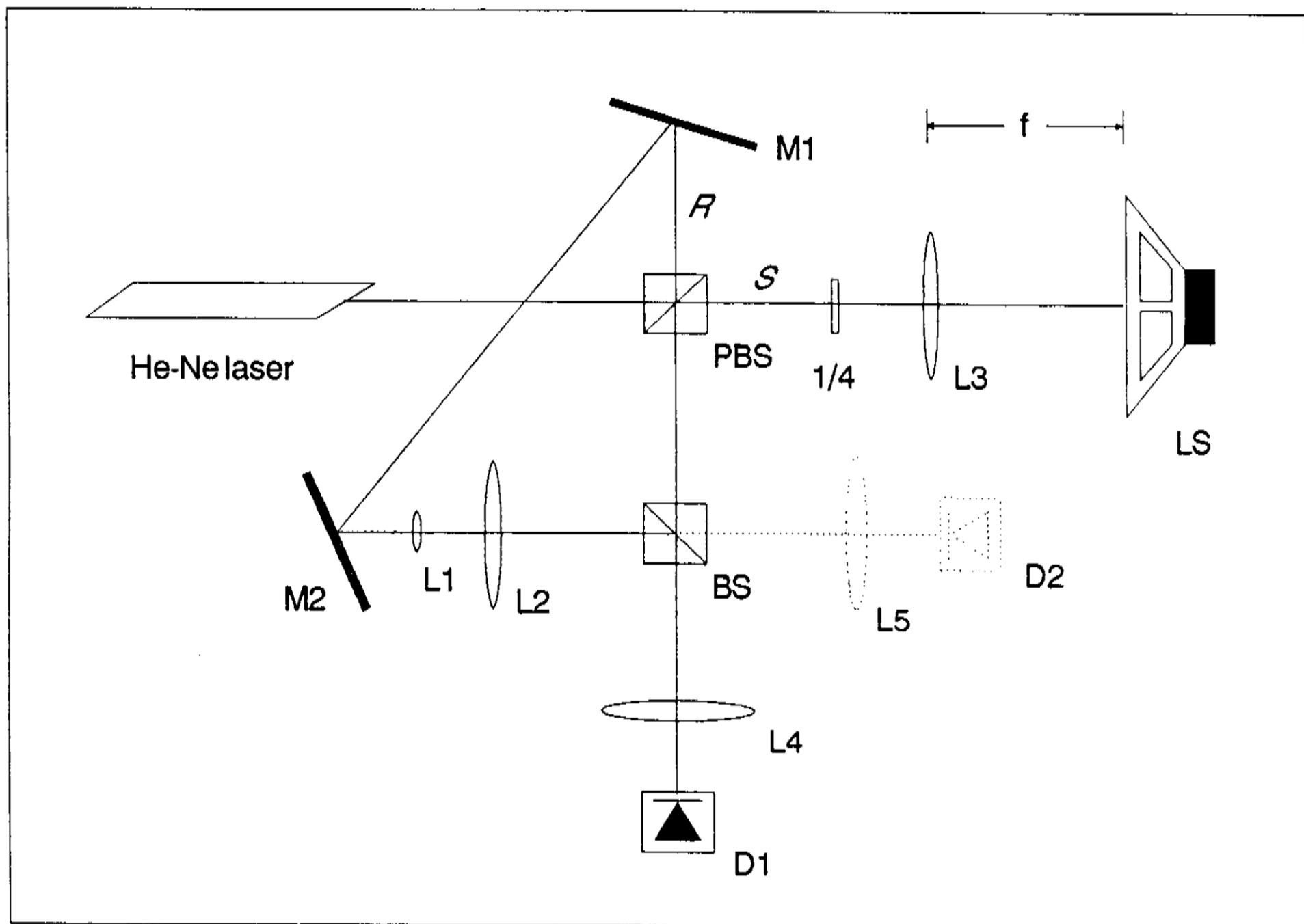
Montagem Óptica / Sinal de saída

Figura 5.3 : Esquema da montagem utilizada para medida da resposta à frequência de fotodetetores.

A montagem utilizada em nossos experimentos está esquematizada na figura (5.3). O feixe laser é dividido por um "Polarizer Beam Splitter" (PBS), que é um divisor de feixe com a propriedade de transmitir ao longo de cada direção feixes com polarizações ortogonais, isto é, na direção do feixe S ele transmite a componente do campo elétrico da luz com polarização

vertical e reflete a componente horizontal e na direção do feixe R vale a situação inversa. Essa propriedade permite fácil distribuição de irradiância nas direções R e S através do controle da polarização do feixe na saída do laser He-Ne. A lente L_3 focaliza o feixe S sobre a membrana do alto falante no sentido de iluminar uma pequena região desta, com condições de vibração bem definidas. A luz espalhada pela membrana é coletada pela mesma lente L_3 . A lâmina quarto de onda roda a polarização do feixe S espalhado em relação ao feixe S incidente, fazendo com que o feixe espalhado seja refletido pelo divisor (PBS) e interfira com o feixe referência no segundo divisor de feixe (BS). As lentes L_1 e L_2 formam um conjunto que expande o feixe referência permitindo o ajuste da curvatura de sua frente de onda. A imagem do padrão de interferência é projetada por L_4 sobre a área ativa do detetor D_1 . Um segundo detetor D_2 pode ser utilizado para comparação dos sinais de saída dos dois detetores.

O aspecto do padrão produzido pela interferência dos feixes referência e espalhado depende, entre outros fatores, das curvaturas das frentes de onda que interferem. A frente de onda produzida pela iluminação de uma pequena área da membrana é aproximadamente circular quando observada a um distância grande em comparação com o diâmetro da área iluminada. Após ser coletada pela lente L_3 a frente de onda do feixe espalhado pode ser considerada plana. A figura (5.4A) ilustra o padrão speckle na saída do divisor BS (feixe referência bloqueado) com aproximadamente 10 speckles brilhantes coletados pela pupila de observação. O diâmetro dos speckles coletados é da ordem do raio do feixe laser que incide em L_3 . De fato, se a membrana está posicionada no foco da lente L_3 , o diâmetro (d) da região iluminada é aproximadamente escrito como $d \cong \lambda f/a$, com f a distância focal da lente e a o raio do feixe laser. O diâmetro médio (d_s) dos speckles é dado por $d_s \cong \lambda D/d$, com D igual a f , ou seja $d_s \cong a$ independentemente da distância focal da lente. Na figura (5.4B) temos a interferência do padrão

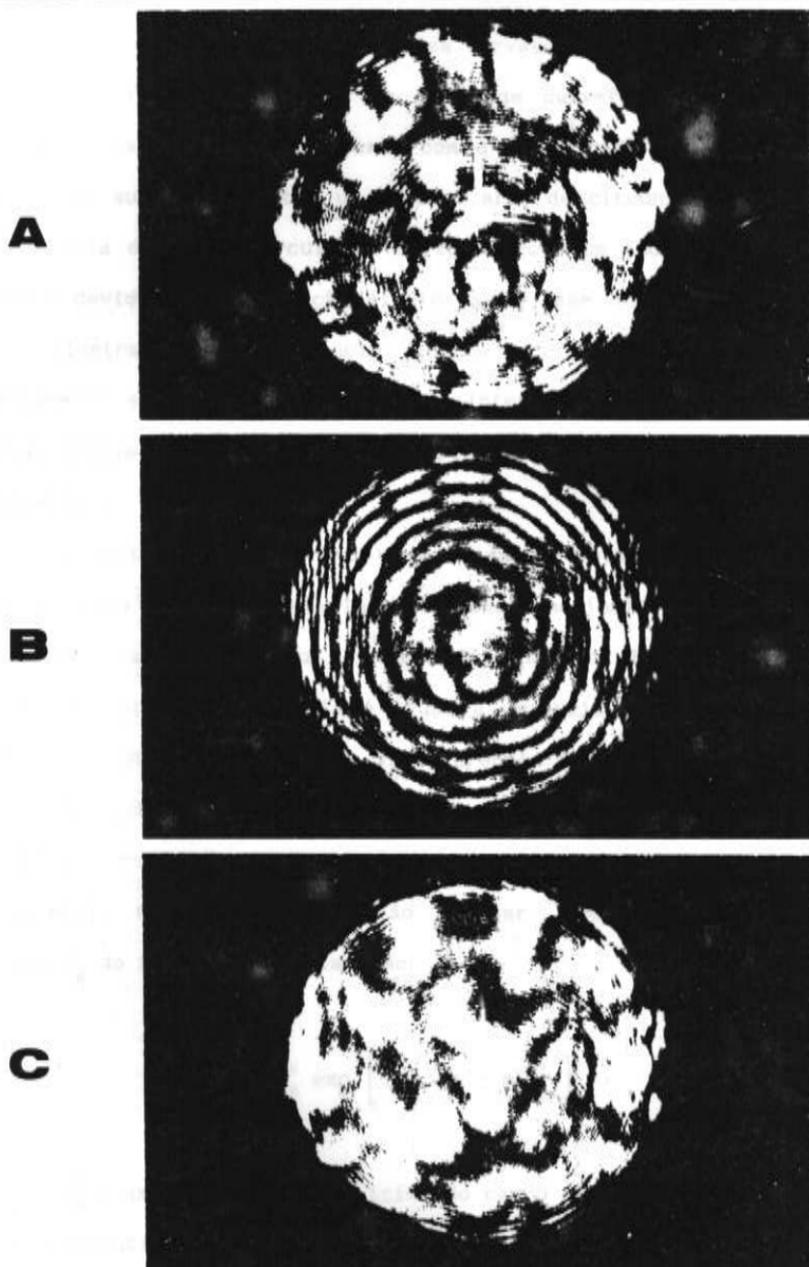


Figura 5.4 : A) Feixe espalhado pela membrana na saída do divisor de feixe BS (feixe referência bloqueado); B) Padrão de interferência dos feixes referência e espalhado quando as curvaturas das frentes de onda são ligeiramente diferentes; C) Idem a B), mas com as curvaturas das frentes de onda bem ajustadas.

speckle com o feixe referência quando as curvaturas das frentes de onda são ligeiramente diferentes (contudo os eixos de curvatura estão alinhados). Podemos observar que, ao interferir com o feixe referência, cada speckle contribui em sua extensão com um pequeno arco de circunferência, o que dá uma aparência de anéis circulares à figura como um todo. Esses anéis são quebrados devido a distribuição aleatória da fase dos speckles. A figura (5.4C) ilustra a interferência quando as frentes de onda estão perfeitamente ajustadas. Os padrões de interferência de maior frequência espacial nessas figuras devem-se às múltiplas reflexões dos feixes e podem ser ignoradas.

A voltagem (ou corrente) de saída do detetor D_1 (D_2) pode ser calculada a partir da potência luminosa total que incide em sua área ativa. Considerando que a lente faz a imagem do padrão de interferência sobre a área do detetor, essa potência é igual a potência luminosa do padrão na saída do divisor BS. No caso da interferência da figura (5.4C), temos as frentes de onda planas e bem ajustadas. Assumindo que os feixes que interferem possuem polarização linear e paralela, podemos descrever sua interferência utilizando a notação escalar. Podemos escrever o campo elétrico E_R do feixe referência como:

$$E_R = E_R^0 \exp \left[j \left(\omega t + \phi_R^0 \right) \right] \quad (5.9)$$

com E_R^0 , ϕ_R^0 a amplitude e fase inicial do campo elétrico E_R respectivamente e ω a frequência angular da luz laser (E_R^0 , ϕ_R^0 e ω constantes). Quando a membrana do alto falante está em repouso, podemos escrever o campo elétrico do n-ésimo speckle como:

$$E_{S_n} = E_{S_n}^{\circ} \exp \left[j \left(\omega t + \phi_{S_n}^{\circ} \right) \right] \quad (5.10)$$

onde $E_{S_n}^{\circ}$ e $\phi_{S_n}^{\circ}$ são a amplitude e fase inicial médias do n-ésimo speckle respectivamente^[25]. De fato, a variação de intensidade e fase na extensão do speckle é bastante suave, o que pode ser confirmado qualitativamente pela observação do padrão de interferência da figura (5.4B), onde cada speckle contribui com um arco de circunferência bem definido em sua extensão (para uma análise que trata a distribuição de fase e amplitude do speckle ver a referência [23], cap. 2). Se a membrana do alto falante oscila, a fase total (ψ) do speckle, fica modulada pelo deslocamento da membrana (ver equação 5.8). Assim temos:

$$\psi = \left[\left(\omega t + \phi_{S_n}^{\circ} \right) + \phi(t) \right], \quad \phi(t) = \frac{4\pi}{\lambda} \int u(t) dt = \frac{4\pi}{\lambda} \Delta z(t) \quad (5.11)$$

onde $u(t)$ é a velocidade da membrana e $\Delta z(t)$ seu deslocamento em relação à sua posição de equilíbrio (ω constante). O campo elétrico do n-ésimo speckle fica então dado por:

$$E_{S_n}(t) = E_{S_n}^{\circ} \exp [j \phi(t)] \exp \left[j \left(\omega t + \phi_{S_n}^{\circ} \right) \right] \quad (5.12)$$

e a irradiância I_n na região ocupada pelo speckle fica:

$$I_n = I_R + I_{S_n} + 2(I_R I_{S_n})^{1/2} \cos \left[(\phi_R^{\circ} - \phi_{S_n}^{\circ}) - \phi(t) \right] \quad (5.13)$$

com I_R e I_{S_n} as irradiâncias do feixe referência e do n-ésimo speckle

respectivamente. A potência luminosa P_n na extensão do speckle é obtida multiplicando-se a irradiância I_n pela área A_{Sn} do speckle. A potência luminosa total P do padrão de interferência é a soma das potências P_n de todos os N speckles do padrão:

$$P = \sum_{n=1}^N P_n = \sum_{n=1}^N A_{Sn} I_n = P_{DC} + P_{AC} \quad (5.14)$$

com $P_{AC} = 2 I_R^{1/2} \sum A_{Sn} I_{Sn}^{1/2} \cos \left[(\phi_R^0 - \phi_{Sn}^0) - \phi(t) \right]$ um termo modulado pela fase $\phi(t)$ e $P_{DC} = \sum A_{Sn} I_n + \sum A_{Sn} I_R$ um termo constante. A potência alternada P_{AC} acima é idêntica a:

$$P_{AC} = \text{Re} \left\{ \mathcal{P}_{res} \exp [-j \phi(t)] \right\} \quad (5.15)$$

com \mathcal{P}_{res} um número complexo (fasor) definido como:

$$\mathcal{P}_{res} = |\mathcal{P}_{res}| \exp(j \phi_{res}) \equiv 2 I_R^{1/2} \sum_{n=1}^N A_{Sn} I_{Sn}^{1/2} \exp [j (\phi_R^0 - \phi_{Sn}^0)] \quad (5.16)$$

A somatória acima pode ser vista no plano complexo como uma soma de N fasores de amplitudes $2A_{Sn} (I_R I_{Sn})^{1/2}$ e fases $(\phi_R^0 - \phi_{Sn}^0)$, (figura 5.5). A amplitude e fase de cada fasor são estatisticamente independentes entre si e entre as amplitudes e fases de todos os outros fasores. O fasor resultante \mathcal{P}_{res} tem a fase ϕ_{res} determinada pela relação entre as partes imaginária e real da somatória na equação acima, isto é:

$$\operatorname{tg}(\phi_{\text{res}}) = \frac{\sum_{n=1}^N A_{\text{Sn}} I_{\text{Sn}}^{1/2} \operatorname{sen}(\phi_{\text{R}}^{\circ} - \phi_{\text{Sn}}^{\circ})}{\sum_{n=1}^N A_{\text{Sn}} I_{\text{Sn}}^{1/2} \cos(\phi_{\text{R}}^{\circ} - \phi_{\text{Sn}}^{\circ})} \quad (5.17)$$

A amplitude de \mathcal{P}_{res} é obtida fazendo-se $|\mathcal{P}_{\text{res}}|^2 = \mathcal{P}_{\text{res}} \mathcal{P}_{\text{res}}^*$. Assim temos:

$$|\mathcal{P}_{\text{res}}| = 2 I_{\text{R}}^{1/2} \left\{ \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N A_{\text{Sn}} A_{\text{Sm}} (I_{\text{Sn}} I_{\text{Sm}})^{1/2} \cos(\phi_{\text{Sn}}^{\circ} - \phi_{\text{Sm}}^{\circ}) \right\}^{1/2} \quad (5.18)$$

A potência modulada pela fase $\phi(t)$, \mathcal{P}_{AC} (equação 5.15), pode então ser escrita como:

$$\mathcal{P}_{\text{AC}} = |\mathcal{P}_{\text{res}}| \cos[\phi(t) - \phi_{\text{res}}] \quad (5.19)$$

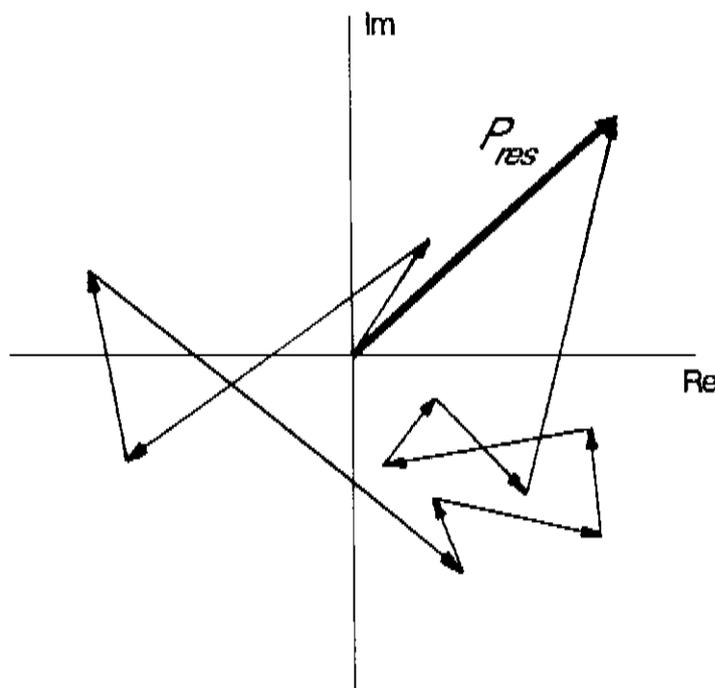


Figura 5.5 : Soma de fasores no plano complexo

com a fase e amplitude resultantes, ϕ_{res} e $|\mathcal{P}_{res}|$, dados pelas equações (5.17) e (5.18) respectivamente. O resultado acima não deixa de causar certa surpresa ao indicar que o padrão gerado pela interferência de um feixe referência com um feixe espalhado, constituído por N speckles, fornece um resultado similar ao produzido pela interferência de ondas de intensidade e fase uniformes. Do ponto de vista da medida do sinal modulado por $\phi(t)$ é interessante que a amplitude do fasor resultante, $|\mathcal{P}_{res}|$, seja o maior possível. Notemos que um conjunto de speckles onde temos muitas combinações de fases tais que $(\phi_{Sn}^o - \phi_{Sm}^o) = (2q + 1)\pi$, com q inteiro, podem levar a problemas devido ao baixo valor de $|\mathcal{P}_{res}|$ (eq. 5.18). No plano complexo esses speckles são representados como fasores defasados de π . Uma vez que a distribuição de intensidade e fase dos speckles é uma questão estatística, o mesmo se aplica ao conjunto de valores que $|\mathcal{P}_{res}|$ pode assumir. Esses valores podem variar desde zero até um valor máximo (quando todos os speckles tem a mesma fase). Na prática, sempre podemos encontrar um conjunto de speckles tal que $|\mathcal{P}_{res}|$ seja suficientemente grande, para alguma região no centro da membrana.

Se os speckles coletados pelo detetor não mudam em fase e amplitude durante o movimento da membrana, então a amplitude e fase do fasor resultante, $|\mathcal{P}_{res}|$ e ϕ_{res} , são constantes no tempo e a frequência angular do sinal óptico, dada por $d[\phi(t)]/dt$, é proporcional a velocidade da membrana (eq. 5.7). Contudo, grandes amplitudes de oscilação da membrana alteram as características espaciais dos speckles, causando uma variação temporal em $|\mathcal{P}_{res}|$ e ϕ_{res} que adiciona termos espúrios ao sinal óptico produzido. Essas alterações podem ter várias causas, como variações da região e área iluminada da membrana e o descasamento das frentes de onda que interferem. As alterações causadas pelo deslocamento da membrana na direção do feixe incidente podem ser desprezadas se limitarmos esse deslocamento à faixa de Rayleigh (Δ) da lente L_3 ^{[23],[26]}. Essa faixa é

determinada pela abertura da pupila de observação e pela distância focal da lente e equivale a um deslocamento que produz uma variação de caminho de $\lambda/4$ na borda da pupila. Segundo esse critério devemos ter uma amplitude de oscilação (z_A) da membrana, tal que, $z_A \leq \Delta$, ou $z_A \leq (\lambda/2)(f/\ell)^2$, com f a distância focal da lente e ℓ o diâmetro da pupila. Assim, se temos por exemplo $f/\ell = 10$, com $\lambda = 0.63$, devemos ter $z_A \leq 30 \mu\text{m}$ e se $f/\ell = 20$, $z_A \leq 120 \mu\text{m}$. Mesmo trabalhando dentro da faixa de Rayleigh da lente L_3 podemos ter variações em $|\mathcal{P}_{\text{res}}|$ e ϕ_{res} devido ao "tilt" da superfície. Se a região iluminada não se altera microscopicamente durante a medida, qualquer movimento lateral ou de rotação dessa região da membrana introduz idêntica alteração na posição dos speckles, isto é, os speckles vão se mover em sincronia com a membrana. Assim, se as frentes de onda estão bem ajustadas e o "tilt" da superfície não for excessivo, apenas os speckles nas bordas da pupila vão ser trocados e conseqüentemente o valor de $|\mathcal{P}_{\text{res}}|$ e ϕ_{res} , determinado pela soma dos termos de interferência do feixe referência com todos os speckles, vai permanecer praticamente constante. Desse ponto de vista é interessante termos um grande conjunto de speckles coletados. Contudo, um maior número de speckles coletados implica em maior abertura da pupila (ℓ maior) e menor faixa de Rayleigh. Para uma pupila com diâmetro fixo (que pode ser determinado por algum componente da montagem), lentes com maior distância focal aumentam a faixa de Rayleigh, mas diminuem o ângulo sólido do feixe espalhado que é coletado, diminuindo a intensidade média dos speckles.

Procedimento de medida

A voltagem (ou corrente) de saída do detetor depende da potência luminosa total P incidente. Como vimos, essa potência pode ser decomposta em um termo DC (P_{DC}) e um termo AC (P_{AC}) que depende do movimento da região iluminada da membrana. A potência P_{DC} contribui com uma voltagem DC (V_{DC} constante). A voltagem AC por sua vez pode ser escrita como $V_{AC} = K(\nu_D) P_{AC}$, com $K(\nu_D)$ o fator de conversão do detetor ($[K] = \text{Volt/Watt}$), onde enfatizamos sua dependência com a frequência (ν_D) do sinal óptico incidente. Assim temos:

$$V_{AC} = K(\nu_D) |P_{res}| \cos [\phi(t) - \phi_{res}] \quad (5.20)$$

Se $|P_{res}|$ e ϕ_{res} são constantes durante a medida, a frequência Doppler do sinal é dada por $\nu_D = (1/2\pi)d[\phi(t)]/dt = (2/\lambda)u(t)$, com $u(t)$ a velocidade da membrana. Nosso objetivo é determinar a evolução de $K(\nu_D)$ com ν_D . Para uma membrana oscilando harmonicamente com frequência f e amplitude z_A [$\Delta z = z_A \sin(2\pi ft)$], temos $u(t) = d(\Delta z)/dt = 2\pi z_A f \cos(2\pi ft)$. Nesse caso, definindo $\phi_A \equiv (4\pi/\lambda)z_A$ (ϕ_A adimensional) podemos escrever:

$$\begin{aligned} \phi(t) &= \phi_A \sin(2\pi ft) \\ \nu_D(t) &= \phi_A f \cos(2\pi ft) \end{aligned}$$

$$\phi_A \equiv (4\pi/\lambda)z_A \quad (5.21)$$

Se a amplitude de oscilação da membrana (z_A) é grande quando comparada ao comprimento de onda λ ($z_A \gg \lambda/4$), o sinal V_{AC} passa por máximos e mínimos

muitas vezes durante o deslocamento da membrana entre uma extremidade ($\Delta z = -z_A$) e outra ($\Delta z = z_A$). Podemos assumir que nesse pequeno intervalo de tempo, de meio período de oscilação, as perturbações térmicas da montagem produzem efeitos desprezíveis na variação de caminho óptico dos feixes (ϕ_{res} constante), tal que todas as variações em V_{AC} se devem exclusivamente ao movimento da membrana e ao comportamento de $K(\nu_D)$. A aparência típica do sinal V_{AC} (obtido diretamente na tela de um osciloscópio) para uma oscilação completa da membrana é mostrada na figura (5.6), onde as setas maiores apontam as posições onde a velocidade da membrana é zero (frequência Doppler zero) e as setas menores apontam as posições onde a velocidade é máxima (frequência Doppler máxima, $\nu_D^{max} = \phi_A f$). O "envelope" do sinal V_{AC} permite a medida da resposta à frequência de $K(\nu_D)$ na faixa de frequências entre $\nu_D = 0$ e $\nu_D = \phi_A f$. A frequência de corte (ν_{3dB}) do detetor pode ser facilmente determinada observando a frequência em que o valor de $K(\nu_D)$ cai a 70.7% (- 3 dB) do seu valor em $\nu_D = 0$. Essa curva fornece também informação acêrca do movimento real da membrana. Note que cada ciclo completo do sinal V_{AC} corresponde a um deslocamento de $\lambda/2$ da membrana. Uma boa estimativa do valor de ϕ_A pode ser obtida contando-se o número de vezes em que V_{AC} troca o sinal. O intervalo de tempo correspondente a um período de oscilação, como ilustrado na figura (5.6), fornece f .

A fase total (ψ) do sinal V_{AC} ($\psi = \phi(t) - \phi_{res} = (4\pi/\lambda)\Delta z(t) - \phi_{res}$) nos extremos de oscilação da membrana ($\nu_D = 0$) é dada por $\psi_A = \pm \phi_A - \phi_{res}$. As variações de caminho óptico nos braços do interferômetro (decorrentes de perturbações térmicas, correntes de ar, etc) são desprezíveis em pequenos intervalos de tempo, mas relevantes em intervalos de tempo da ordem de alguns segundos (dependendo da estabilidade da montagem). Essas variações alteram o valor da fase resultante ϕ_{res} (eq. 5.17) e conseqüentemente a fase ψ_A . Assim, a distância dos pontos de

frequência Doppler zero com relação ao eixo de simetria horizontal da figura (5.6) se altera com o tempo. Um bom método para medida de $\mathcal{K}(\nu_D)$ consiste em registrar o sinal V_{AC} quando temos ψ_A múltiplo de π nas posições extremas da membrana (fig. 5.7). Isso pode ser feito agindo sobre a voltagem aplicada ao alto falante e aguardando que as variações de caminho óptico nos braços da montagem produzam uma variação na fase ϕ_{res} que leve ψ_A à condição desejada. Na figura (5.7), calculamos $f \cong 370$ Hz, $\phi_A \cong 25.5\pi$ ($z_A \cong 3.8 \mu\text{m}$). Assim a frequência máxima do sinal $\nu_D^{\text{max}} \cong 30$ kHz. Através dessas curvas podemos construir um gráfico completo da resposta de um particular detetor em função da frequência como apresentado na figura (5.7A), onde plotamos a resposta normalizada em função da frequência/frequência de corte.

Uma condição fundamental para uma medida precisa da evolução de $\mathcal{K}(\nu_D)$ com ν_D é termos $|\mathcal{P}_{res}|$ constante durante a medida. Discutimos anteriormente as condições teóricas que devem ser obedecidas para tal. Experimentalmente, essa condição pode ser verificada através da simetria das curvas nas figuras (5.6) e (5.7). Uma vez que $|\mathcal{P}_{res}|$ depende das intensidades e fases relativas do conjunto de speckles coletados, a alteração desses speckles muito dificilmente levaria a uma amplitude resultante ($|\mathcal{P}_{res}|$) idêntica nos dois lados ($\Delta z > 0$ e $\Delta z < 0$) de oscilação da membrana. A figura (5.8) ilustra o sinal V_{AC} quando deslocamos o eixo de movimento da membrana em aproximadamente 45° (relativamente à direção de incidência do feixe laser) e a fazemos oscilar com grande amplitude. A assimetria da figura se deve a variação da amplitude do fasor resultante $|\mathcal{P}_{res}|$.

O desenvolvimento matemático acima supõe uma oscilação harmônica da membrana. Embora essa condição facilite os cálculos, ela não é essencial no método que propomos. Na realidade, qualquer sinal óptico de frequência variável pode ser utilizado. Notemos que o movimento real da membrana pode

ser determinado através da evolução da frequência média do sinal V_{AC} , que pode ser medida precisamente ciclo a ciclo com auxílio de um osciloscópio digital.

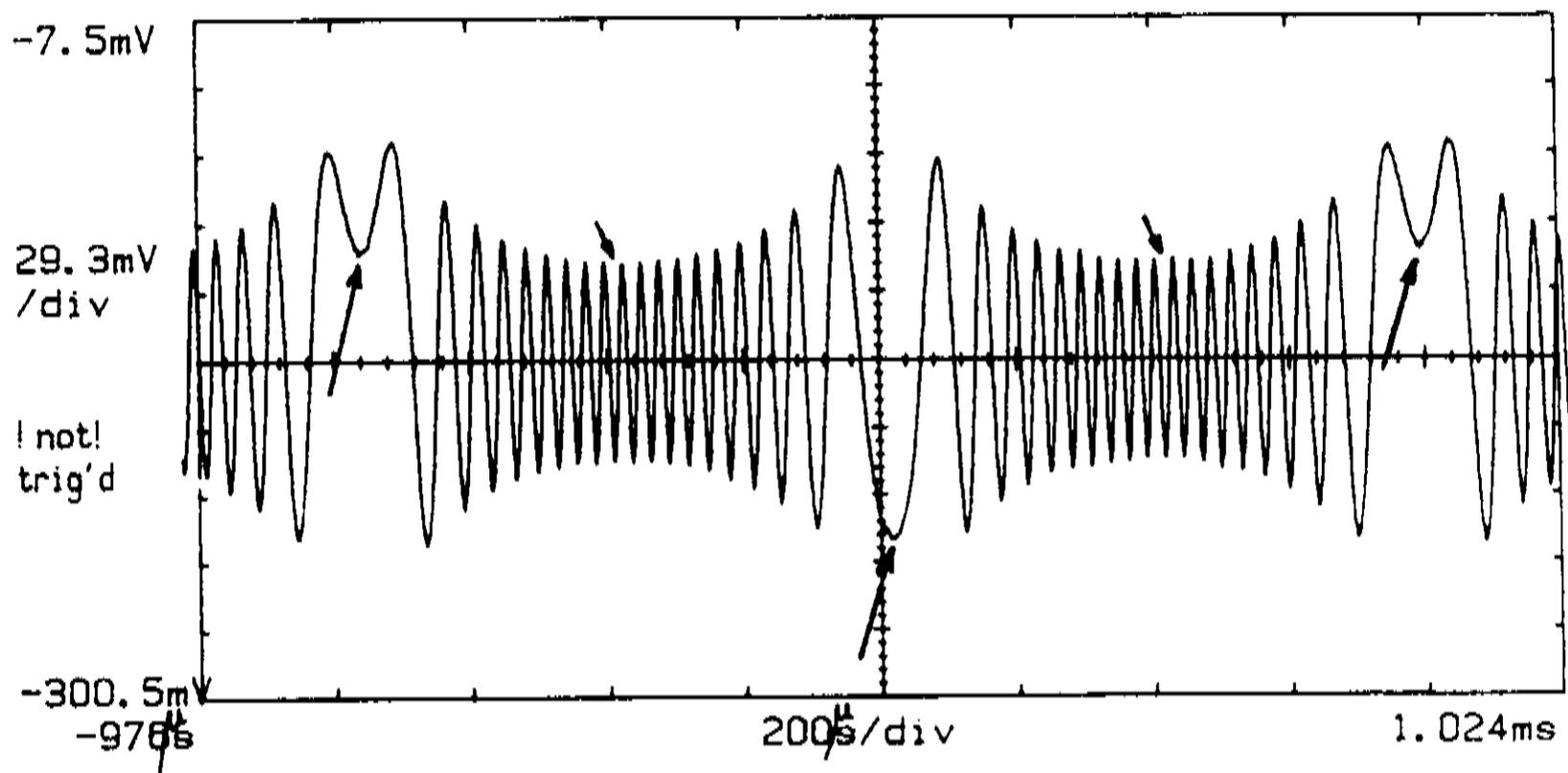


Figura 5.6 : Sinal V_{AC} típico para uma oscilação completa da membrana.

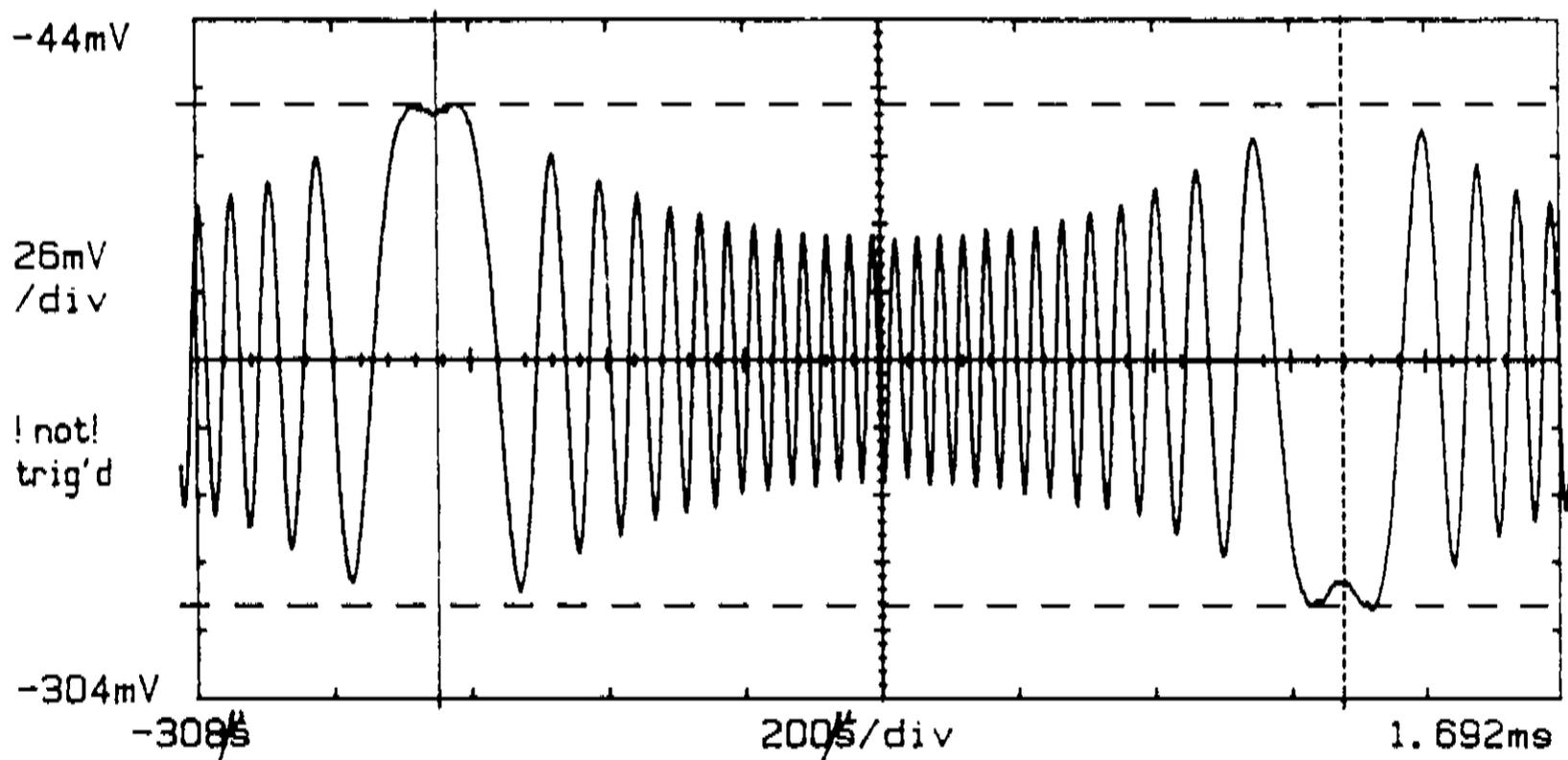


Figura 5.7 : Sinal V_{AC} ajustado para ter valores máximos (ou mínimos) nos extremos de oscilação da membrana.

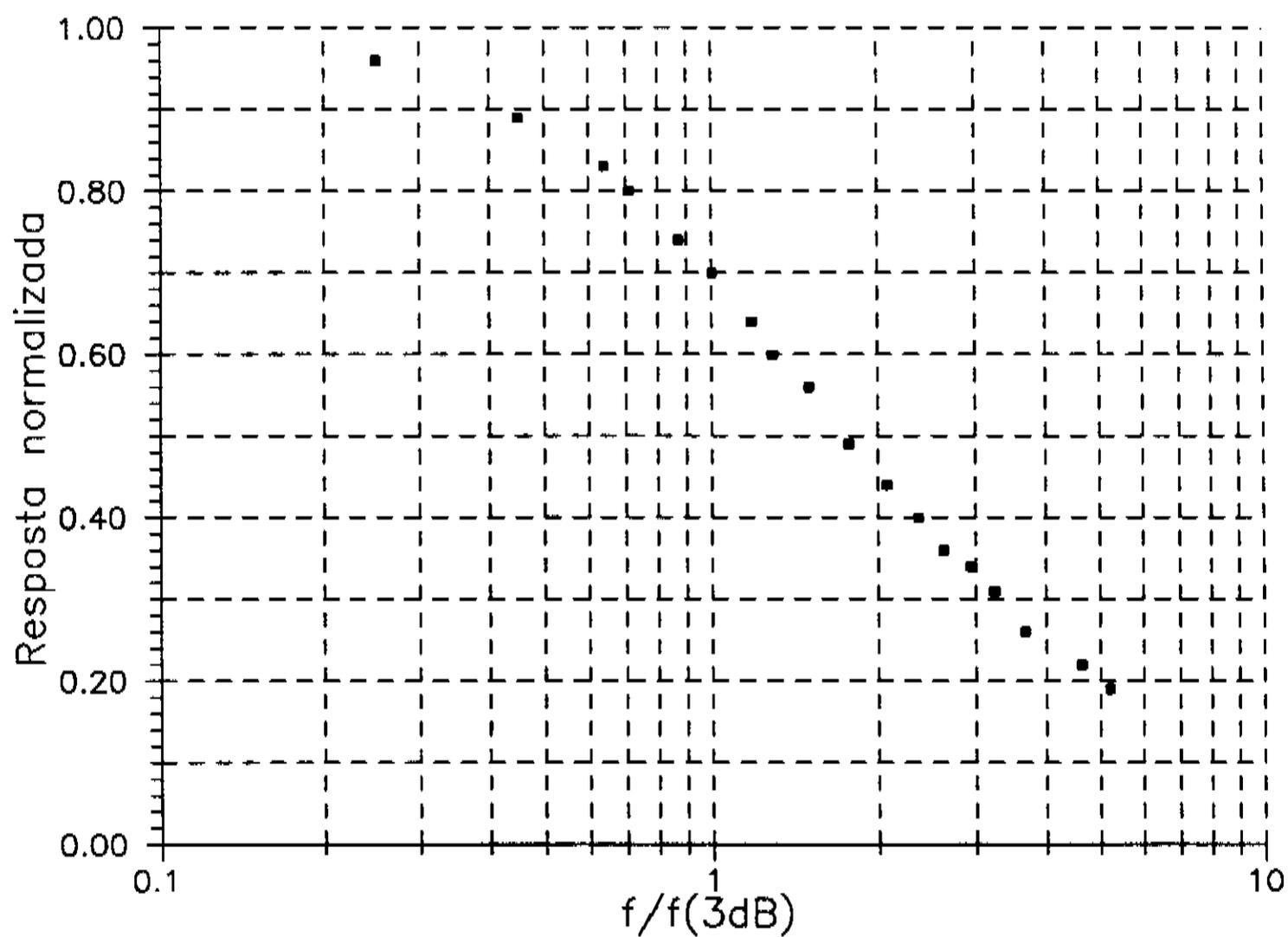


Figura 5.7A: Curva típica de caracterização da resposta à frequência de um fotodetector.

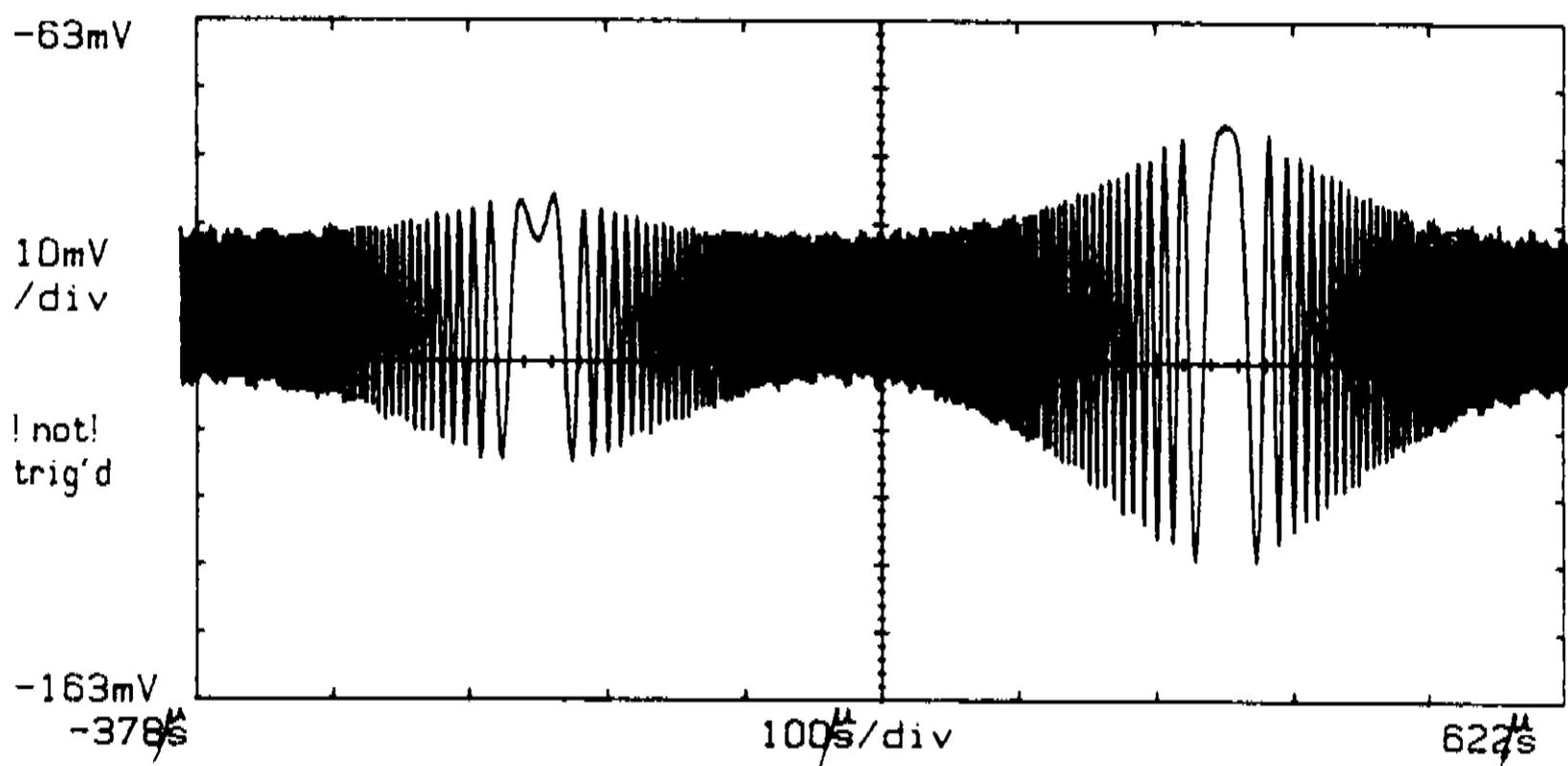


Figura 5.8 : Sinal V_{AC} quando deslocamos o eixo de movimento da membrana. A assimetria da figura ilustra as variações em $|P_{res}|$.

Resultados experimentais

Ilustramos o método apresentado medindo a resposta à frequência de um fotodiodo de Si, tipo *p-i-n*, modelo *SGD-100A* (*EGG Photon devices*), com área ativa de 5.1 mm^2 , quando operado nas duas configurações eletrônicas tratadas no capítulo (3) deste trabalho. Algumas características da construção desse fotodiodo foram discutidas no capítulo (2) (ver figura 2.3). Utilizamos um osciloscópio digital (*Tektronix*, modelo 11201A), com impedância de entrada $1\text{M}\Omega$ e largura de banda (BW) 20 MHz. A pupila de entrada da montagem tem diâmetro de 1 cm, limitado pelo divisor de feixe (PBS). Duas lentes (L_3) foram utilizadas, com distâncias focais de 10 e 20 cm, com aproximadamente 10 speckles coletados pela pupila. A potência máxima do feixe laser é de 50 mW, mas em nossas medidas utilizamos a potência do feixe entre 1 e 5 mW. Como moduladores utilizamos dois alto falantes, um de baixa potência (2W) e frequência principal de ressonância de 880 Hz e outro de maior potência (50W) e frequência de ressonância de 1150 Hz.

A forma mais simples de operação de um fotodiodo consiste em ligarmos em série uma resistência de carga e medirmos a queda de tensão na resistência. Nessa configuração, alta resistência de carga é requerida se desejamos alta sensibilidade. Polarizando reversamente o fotodiodo com uma tensão de 50 V e utilizando uma resistência de carga de $1 \text{ M}\Omega$, comparamos a resposta do detetor quando conectado diretamente ao osciloscópio através de um cabo coaxial de impedância 50Ω (figura 5.9A), com a resposta do mesmo detetor quando intermediada por um operacional em configuração não invertida (figura 5.9B). O operacional nessa configuração trabalha com ganho um e impedância de entrada infinita, "isolando" o detetor. No primeiro caso, devido à rápida queda na resposta (determinada pela alta

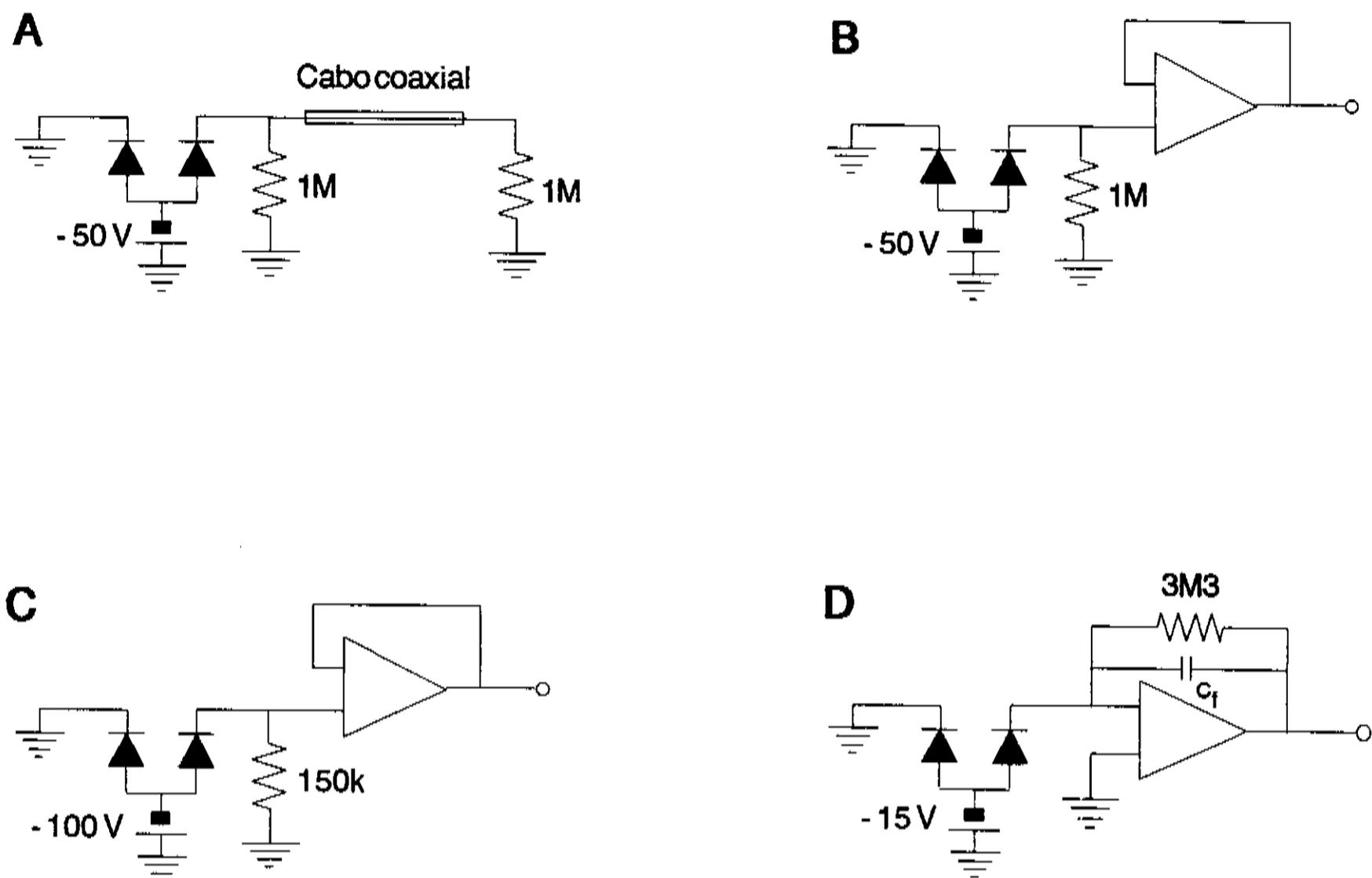


Figura 5.9 : Configurações eletrônicas testadas na operação de um fotodiodo de Si, modelo *SGD-100A* (fotocondutor).

capacitância do cabo coaxial), utilizamos uma menor frequência de oscilação da membrana ($f \cong 95$ Hz), com $z_A \cong 2.2 \mu\text{m}$ ($\phi_A \cong 14\pi$) e a frequência Doppler variando entre zero e $\nu_D^{\text{max}} = \phi_A f \cong 4.2$ kHz. No segundo caso utilizamos $f \cong 880$ Hz, $z_A \cong 3.0 \mu\text{m}$ ($\phi_A \cong 19\pi$) e portanto a frequência Doppler entre 0 e 53 kHz. Um parâmetro de comparação da resposta dos detectores nas figuras (5.9A) e (5.9B) é a relação entre suas frequências de corte. A frequência de corte no circuito da figura (5.9A) foi de $\nu_D^{3\text{dB}} \cong 1.6$ kHz e no da figura (5.9B), $\nu_D^{3\text{dB}} \cong 22$ kHz. Notemos que a sensibilidade dos detectores não é mesma nos dois casos. Na figura (5.9A) a resistência de carga equivalente é de 500 k Ω , levando a uma menor sensibilidade. As capacitâncias equivalentes

dos circuitos podem ser calculadas a partir das frequências de corte ν_D^{3dB} . Os valores medidos estão em boa concordância com os valores esperados, confirmando a utilidade do método apresentado. De fato, a frequência de corte $\nu_D^{3dB} \cong 1.6$ kHz do circuito da figura (5.9A), leva a uma capacitância total de 200 pF, que está na ordem de grandeza esperada para os 2 metros de cabo coaxial usado na conexão do detetor ao osciloscópio. A capacitância da junção do fotodiodo é suposta ser de 6 pF para uma tensão reversa de 50V (segundo os dados técnicos disponíveis no catálogo do fabricante), em boa concordância com os 7 pF computados através da frequência de corte $\nu_D^{3dB} \cong 22$ kHz do circuito na figura (5.9B), onde devemos levar em conta as capacitâncias parasitas do circuito (sempre presentes) e a incerteza nos dados do fabricante.

Um exemplo de aplicação desta técnica numa faixa de frequência mais elevada está representada na figura (5.10A), que ilustra a resposta do detetor (5.9C). Estimamos $\phi_A \cong 78\pi$, e a frequência de oscilação da membrana $f \cong 1155$ Hz, com o produto $\phi_A f \cong 283$ kHz. No quadro (5.10B) temos ampliada a janela ("window") da figura (5.10A). A frequência máxima do sinal calculada pelo osciloscópio foi de 285 kHz (ciclo entre as barras verticais no centro da figura), reforçando a hipótese de oscilação harmônica da membrana. A frequência de corte do detetor foi medida em 176 kHz, que leva a uma capacitância da junção (somada à capacitâncias parasitas) de 6 pF.

Em todos os circuitos mencionados acima, a resposta à frequência é governada pela constante de tempo RC característica. Nesses circuitos, a queda na sensibilidade está associada a um atraso de fase na resposta. O atraso de fase teórico para um sinal de frequência igual à frequência de corte do detetor é de 45° . Pudemos confirmar essa previsão utilizando dois detetores (ver esquema da montagem óptica), um dos quais com resposta plana na faixa de frequência da medida. Inicialmente, medimos a frequência de corte de um fotodiodo UV-100BQ (fotovoltaico), também da EGG Photon

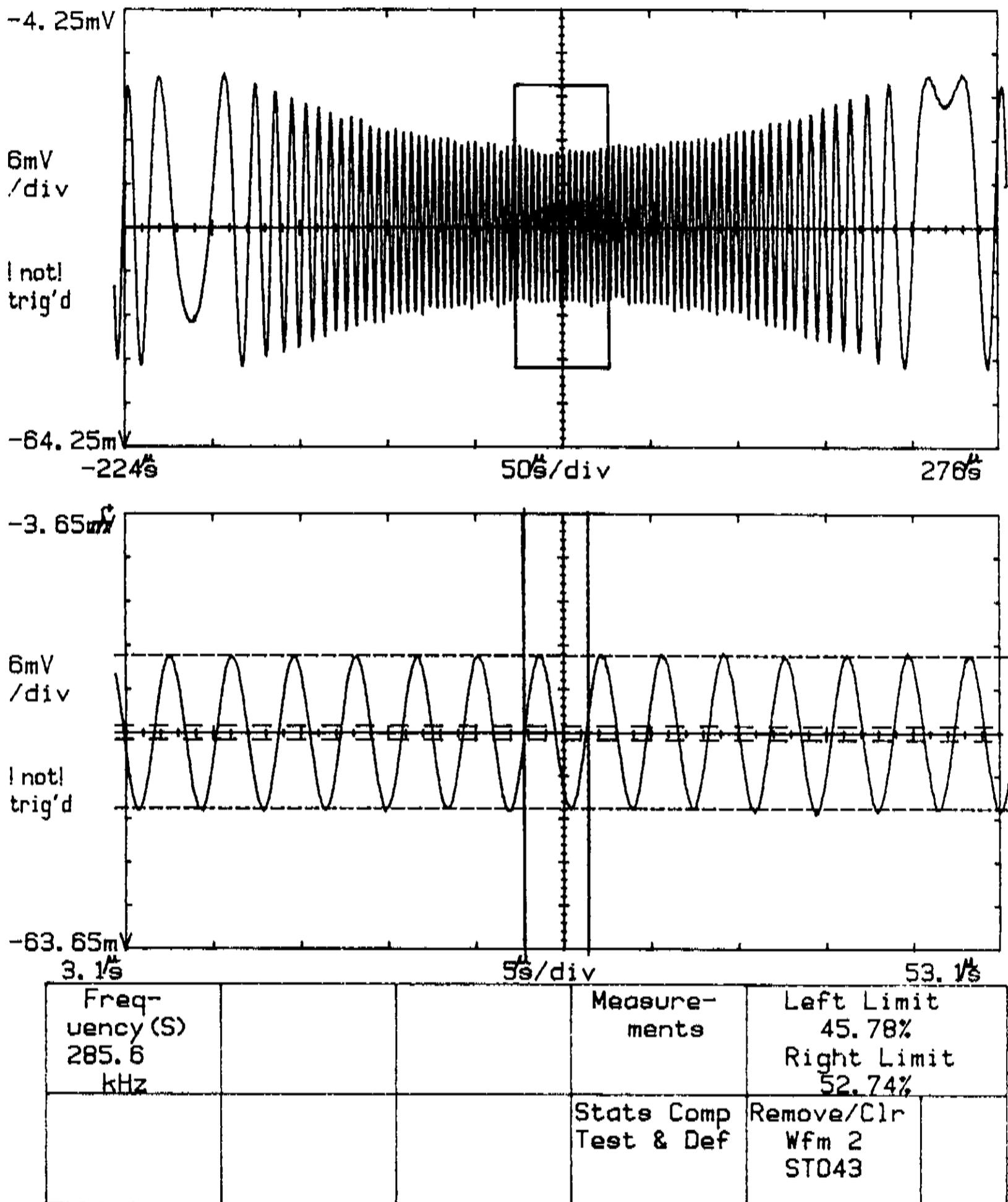


Figura 5.10 : Exemplo de aplicação do método em maiores frequências: A) Resposta do detetor (5.9C) ilustrado em meio ciclo de oscilação da membrana; B) Janela ampliada do quadro acima.

devices, num circuito análogo ao da figura (5.9C), com resistência de carga 220 k Ω . Para esse detetor (D_1) tivemos $\nu_D^{3dB} \cong 5.0$ kHz. A capacitância equivalente do circuito é então de 145 pF (os dados do fabricante para esse fotodiodo fornecem uma capacitância da junção de 150 pF). Utilizamos como detetor referência (D_2), o modelo da figura (5.9C), caracterizado no parágrafo acima. A figura (5.11) ilustra o sinal de saída dos dois detetores. O sinal de menor amplitude corresponde à D_2 e o de maior amplitude à D_1 (modelo fotovoltaico). Para registro da figura (5.11), agimos sobre a tensão aplicada ao alto falante para termos a frequência média de um ciclo (medida pelo osciloscópio digital) igual a frequência de corte de D_1 (5 kHz). A frequência instantânea $\nu_D(t) = \nu_D^{3dB}$ ocorre aproximadamente no meio do ciclo, onde medimos a diferença de fase entre os sinais de D_1 e D_2 . As barras verticais cheias na figura indicam a posição do ciclo completo, com frequência média 4.994 kHz, e as tracejadas a posição de medida da diferença de fase, com valor de 47.08°.

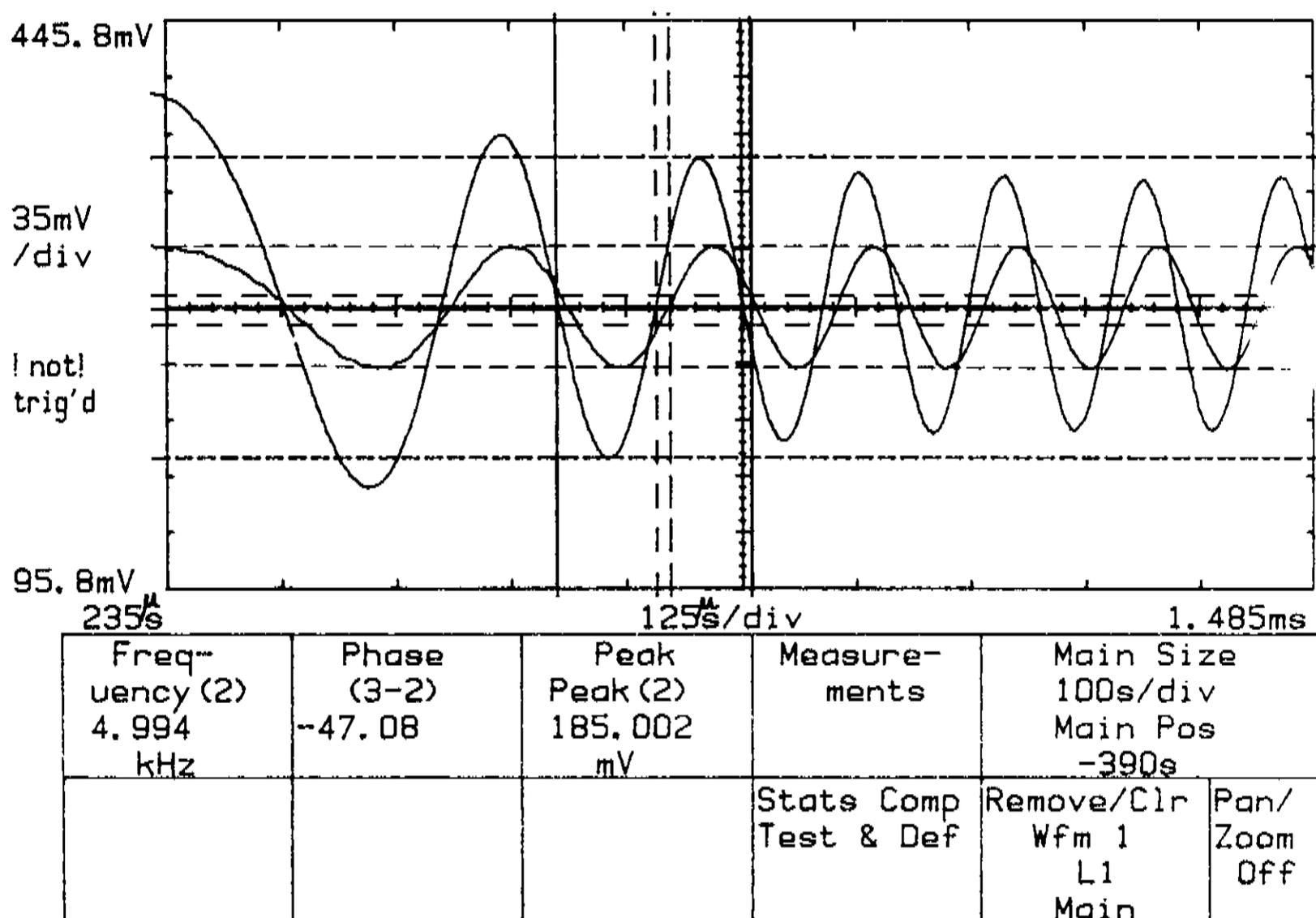


Figura 5.11 : Medida do atraso de fase na resposta de um detetor.

Os casos citados anteriormente ilustram a boa correspondência entre a previsão teórica e os resultados experimentais para os detetores (5.9A,B,C). Um exemplo onde a curva da resposta à frequência é distinta das anteriores está ilustrado na figura (5.12A). Essa curva corresponde ao sinal do modelo *SGD-100A*, no circuito (5.9D), quando tiramos o capacitor de feedback C_F ($C_F = 0$). O fenômeno de aumento da resposta observado nessa figura é conhecido como "gain peaking". A causa desse aumento está relacionada com o atraso de fase no feedback do operacional. Esse atraso depende, entre outros, da capacitância da junção do fotodiodo. Fotodiodos com maiores capacitâncias levam a menores frequências de pico. Confirmamos essa hipótese medindo a frequência de pico dos dois fotodiodos, *SGD-100A* e *UV-100BQ* (substituídos no mesmo circuito). O modelo fotocondutor apresentou frequência de pico 57 kHz e o fotovoltaico 34 kHz. Em casos extremos, esse atraso de fase pode chegar a 180° , fazendo com que o feedback passe a ser positivo, causando oscilação. A solução para esse problema é adicionar uma pequena capacitância em paralelo com a resistência de feedback. A figura (5.12B) ilustra o sinal de saída do detetor (circuito 5.9D) quando adicionamos uma capacitância de 1 pF ($C_F = 1$ pF). Essa capacitância pode ser aumentada se desejamos limitar a largura de banda do detetor.

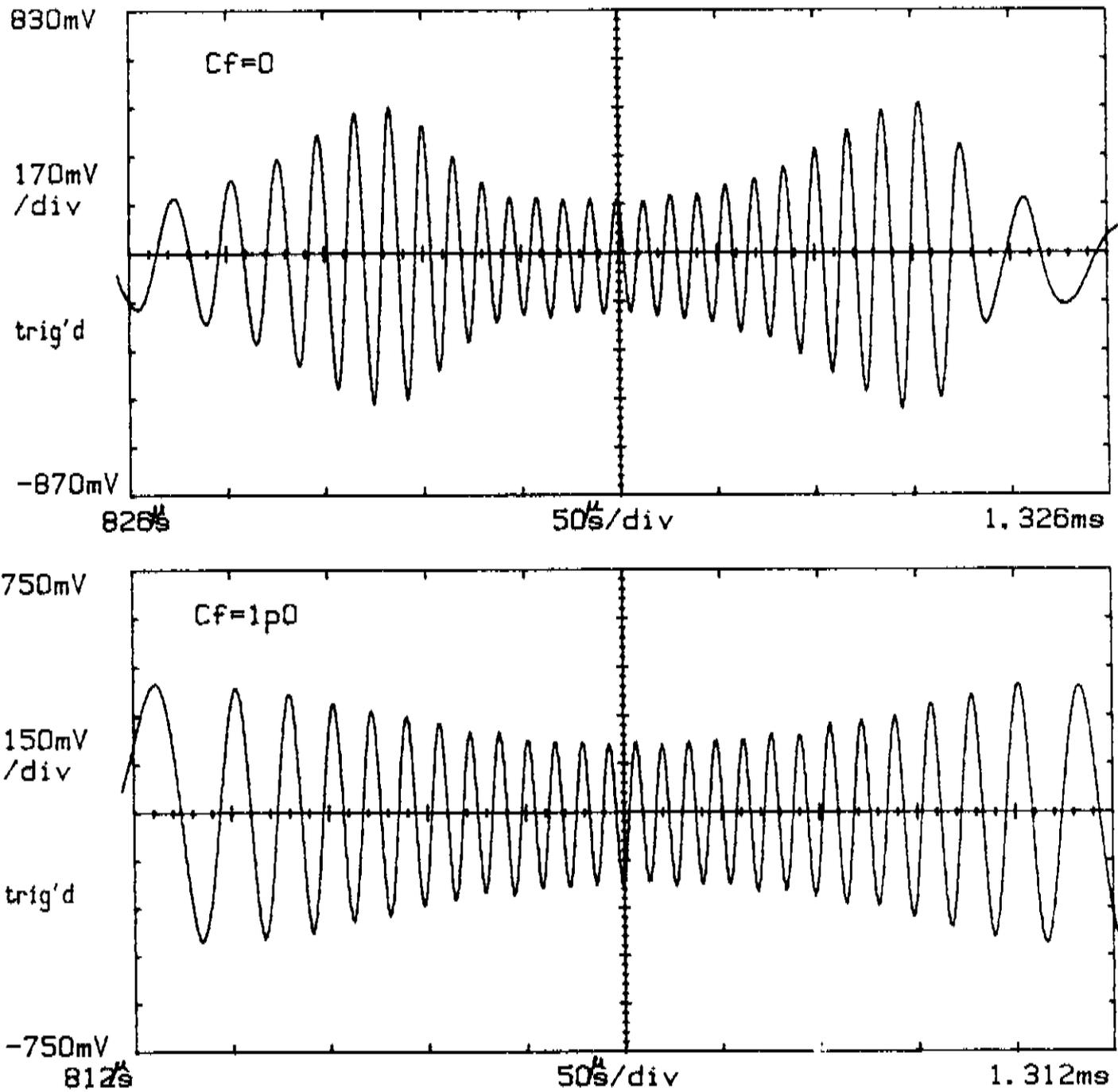


Figura 5.12 : Resposta do detetor (5.9D) com A) $C_f = 0$ e B) $C_f = 1$ pF.

CONCLUSÕES

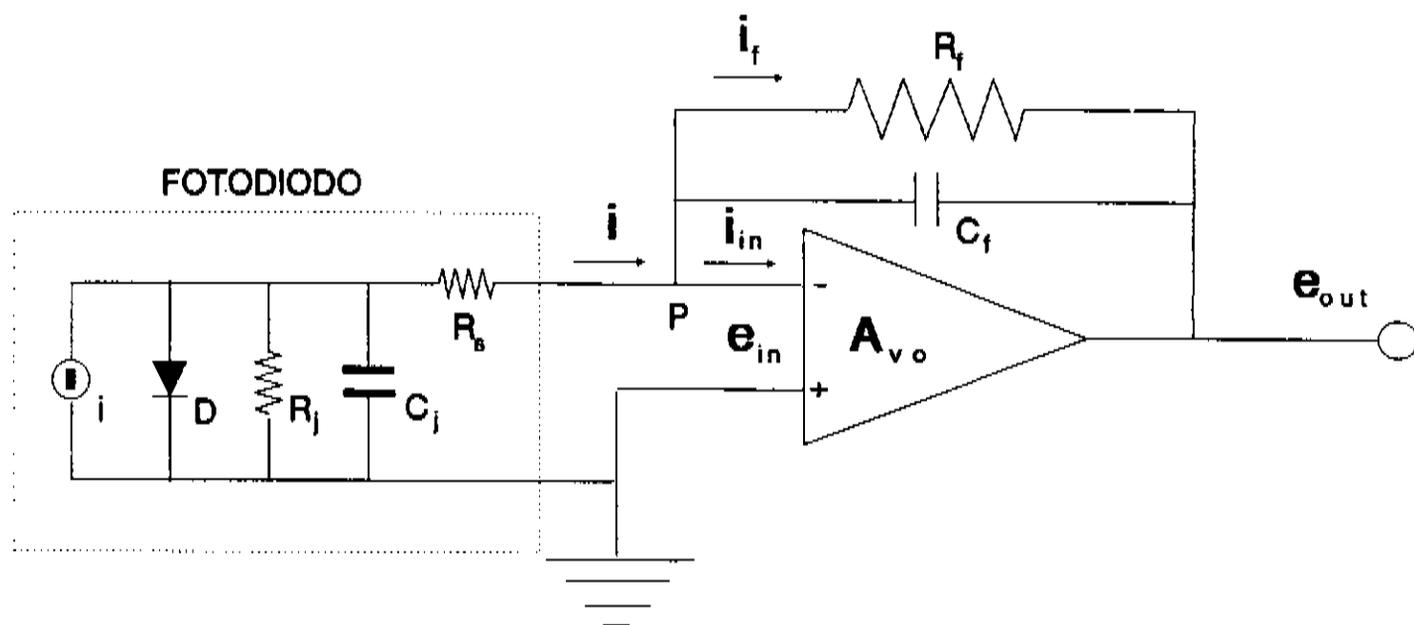
O resultado prático deste trabalho foi um melhor conhecimento do comportamento dos sistemas de detecção de luz, o que permitiu sua utilização otimizada. As técnicas de medida apresentadas se destacam pela sua simplicidade, permitindo fácil e precisa determinação da faixa de linearidade e largura de banda de fotodetetores. Aplicamos essas técnicas ao estudo de fotodiodos e mostramos a enorme influência da eletrônica associada a este no comportamento global do detetor. À luz desses resultados, praticamente todos os detetores utilizados no Laboratório foram modificados segundo as necessidades de cada usuário.

Particular atenção foi dada ao método de medida da resposta à frequência, onde podemos destacar suas perspectivas de aplicação em maiores frequências, visando o estudo de detetores mais rápidos. A extensão da faixa de frequência é limitada unicamente pelo alto falante. Nesse sentido, alto falantes com maior potência e frequência ressonante podem ser utilizados. Lembramos contudo, que altas amplitudes de oscilação requerem especial cuidado na seleção e alinhamento dos componentes ópticos da montagem. Salientamos também, que detetores com grande largura de banda em geral apresentam baixa sensibilidade, requerendo que lasers de alta potência sejam utilizados. Maior facilidade e precisão nas medidas é obtida se dispomos de um osciloscópio digital, mas essa não é uma condição fundamental. Afortunadamente, um grande número de experimentos requer detetores com largura de banda moderada, para os quais as simples condições experimentais aqui apresentadas podem ser aplicadas.

Os resultados obtidos permitirão a continuidade de um projeto voltado para o estudo de microvibrações, onde os problemas de largura de banda são especialmente críticos devido a alta sensibilidade requerida para os detetores. Destacamos que a experiência adquirida em interferometria com speckle será particularmente útil para o desenvolvimento desse projeto. O estudo da faixa da linearidade foi fundamental para determinação das

constantes de apagamento de hologramas em cristais fotorrefrativos, onde a irradiância do sinal pode oscilar várias ordens de grandeza. Efeitos de auto-difração produzem pequenos desvios nas constantes de apagamento e podem ser agora detectados com segurança. Em termos de perspectivas de futuro imediato, ficam assim resolvidos os problemas de detecção que limitavam nossos experimentos iniciais, principalmente no que se refere ao estudo das montagens holográficas ativamente estabilizadas. Num plano mais amplo, as informações, os métodos e os resultados contidos neste trabalho poderão dar uma contribuição importante para uma melhor utilização dos fotodetetores.

APÊNDICE

Amplificadores operacionais como conversores corrente-tensão

As características fundamentais dos amplificadores operacionais podem ser compreendidas sem nos preocuparmos com seus componentes como transistores, resistências, etc. Pensemos no amplificador operacional como um bloco com seus terminais de entrada, saída e de alimentação. Nos terminais de entrada, a notação (-) e (+) não significa voltagem negativa em um terminal e positiva em outro. Ela significa que um terminal inverte o sinal e o outro não. Assim, um sinal positivo na entrada inversora (-) produz um sinal negativo na saída, ao passo que o mesmo sinal na entrada não-inversora (+) produz um sinal positivo. Dessa forma, o amplificador operacional responde apenas as diferenças de voltagem entre seus terminais de entrada. Podemos formular as propriedades ideais do amplificador operacional como segue :

1. Ganho infinito: $A_{ao} = \infty$

2. Impedância de entrada infinita: $r_{in} = \infty$

3. Impedância de saída nula: $r_{out} = 0$
4. Largura de banda infinita: $BW = \infty$
5. Voltagem de offset nula: $e_{out} = 0$ se $e_{in} = 0$

Destas características ideais podemos deduzir duas propriedades adicionais muito importantes. Desde que o ganho é infinito, qualquer sinal desenvolvido na saída é resultante de um sinal diferencial infinitesimal. Também, tendo em vista que a impedância de entrada é infinita não há fluxo de corrente para os terminais. Então, em essência temos:

1. Voltagem diferencial de entrada nula
2. Fluxo de corrente nos terminais de entrada nulo

A tensão desenvolvida na saída do amplificador operacional (e_{out}) é dada por $e_{out} = -A_{ao} e_{in}$, onde A_{ao} é o ganho do amplificador. O sinal e_{out} tem saída única com referência a terra. A corrente i_f através de R_f pode ser escrita como:

$$i_f = \frac{e_{in} - e_{out}}{R_f} = \frac{e_{in} (1 + A_{ao})}{R_f} \quad (A1)$$

Aplicando a lei de Kirchhoff na junção P temos $i = i_f + i_{in}$. Lembrando que a corrente i_{in} é idealmente nula temos $i_f = i$. A impedância de entrada Z_{in} vista por uma fonte de corrente de impedância de saída desprezível ($R_s \approx 0$) é então dada por:

$$Z_{in} = \frac{e_{in}}{i} = e_{in} \frac{R_f}{e_{in} (1 + A_{ao})} = \frac{R_f}{(1 + A_{ao})} \approx \frac{R_f}{A_{ao}} \quad (A2)$$

A equação acima ilustra a maior virtude no uso de amplificadores operacionais como medidores de corrente. Qualquer que seja a fonte de corrente, a impedância de entrada vista pela fonte é praticamente igual a zero, uma vez que mesmo para os amplificadores operacionais reais temos na prática R_f/A_{ao} desprezível. Por essa razão, o ponto P é chamado *terra virtual*, um ponto que sempre está ao mesmo potencial do terminal (+). De fato, podemos demonstrar que a voltagem na saída do amplificador operacional é uma função linear da corrente i . Resolvendo a equação (A1) para e_{in} , e substituindo $i_f = i$ temos $e_{in} = (iR_f)/(1 + A_{ao})$. Assim, podemos concluir:

$$e_{out} = -A_{ao} e_{in} = -\frac{A_{ao}}{1 + A_{ao}} iR_f \approx -iR_f \quad (A3)$$

REFERÊNCIAS

- [1] J.Frejlich, L.Cescato and G.Mendes, "Analysis of an active stabilization system for a holographic setup", Applied Optics, Vol. 27, No. 10, May (1988);
- [2] R.Dandliker and J.Willemin, "Measuring microvibrations by heterodyne speckle interferometry", Optics Letters, Vol. 6, No. 4, April (1981);
- [3] A.A.Kamshilin, J.Frejlich and L.Cescato, "Photorefractive crystals for the stabilization of the holographic setup", Applied Optics, Vol. 25, No. 14, July (1986);
- [4] A.A.Freschi, A.A.Kamshilin and J.Frejlich, "Doppler velocimetry for photodetector frequency response measurement", Optics Communications, Vol. 90, p. 193-196, June (1992);
- [5] C.L.Sanders, "Accurate measurements of and corrections for nonlinearities in radiometers", Journal of Research of the National Bureau of Standards - A. Physics and Chemistry, Vol. 76A, No. 5, Sep.-Oct. (1972);
- [6] I.P.Kaminow, "An introduction to eletrooptic devices", Academic Press, New York, p. 39-55, (1974);
- [7] S.M.Sze, "Physics of Semiconductor Devices", Part II, Wiley, (1964);
- [8] Gerold W. Neudeck, "The PN Junction Diode", Modular Series on Solid State Devices, Vol.II, 2a.ed., Addison-Wesley publishing company, (1989);
- [9] G.Bertolini and A.Coche, "Semiconductor Detectors", Wiley, (1968);
- [10] J.Millman and C.C.Halkias, "Integrated Electronics: Analog and Digital Circuits and Systems", McGraw-Hill Book Company, (1972);
- [11] EGG Photon Devices (Catálogo, Junho 1988);
- [12] T.S.Moss, G.J.Burrell and B.Ellis, "Semiconductor Opto-Electronics", Butterworth & Co. (Publishers) Ltd, (1973);

- [13] A.Yariv, "Optical Electronics", 3a.ed, CBS College Publishing, New York, (1985);
- [14] H.Malmstadt and G.Enke, "Electronics for Scientists", W.A.Benjamin, Inc., New York, (1963);
- [15] W.Budde, "Multidecade linearity measurements on Si photodiodes", Applied Optics, Vol. 18, No. 10, May (1979);
- [16] J.Edwards and R.J.Jefries, "Automatic linearity tester for photodetectors", J. Phys. E, Sci.Inst. 3, (1970);
- [17] G.R.Fowles, "Introduction to Modern Optics", Holt, Rinehart and Winston, Inc., New York, (1968);
- [18] D.Malacara, I.Rizo and A.Morales, "Interferometry and the Doppler Effect", Applied Optics, p.1746, Aug. (1969);
- [19] S.P.Robinson, D.R.Bacon and B.C.Moss, "The measurement of the frequency response of a photodiode and amplifier using an opto-mechanical frequency response calibrator", Engineering Optics, p. 83-86, Jan. (1990);
- [20] K.Hogmoen and O.J.Lokberg, "Detection and measurement of small vibrations using electronic speckle pattern interferometry", Applied Optics, Vol. 16, No. 7, July (1977);
- [21] O.J.Lokberg and K.Hogmoen, "Vibration phase mapping using electronic speckle pattern interferometry", Applied Optics, Vol. 15, No. 11, Nov. (1976);
- [22] J.W.Goodman, "Some fundamental properties of speckle", J. Opt. Soc. Am., Vol. 66, No. 11, Nov. (1976);
- [23] J.C.Dainty, "Laser Speckle", Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York (1975);

- [24] B.Eliasson and F.M.Mottier, "Determination of the Granular Radiance Distribution of a Diffuser and its Use for Vibration Analysis", JOSA, Vol. 61, No. 5, p.559, (1971);
- [25] S. J.Rothberg, J.R.Baker and N.A.Halliwel, "Laser vibrometry: Pseudo-vibrations", Journal of Sound and Vibration, 135(3), p. 516-522, (1989);
- [26] R.K.Erf, "Speckle Metrology", Academic Press, (1977).