

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM MICROELETRÔNICA
INSTITUTO DE FÍSICA

Eliasibe Luis de Souza

Fabricação e Caracterização de um Sensor Múltiplo
Sensível à Posição

Porto Alegre – RS, Brasil
2011

Eliasibe Luis de Souza

Fabricação e Caracterização de um Sensor Múltiplo
Sensível à Posição

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Microeletrônica da Universidade Federal do Rio Grande do Sul em preenchimento parcial dos requisitos à obtenção do título de Mestre em Microeletrônica.

Orientador: Prof. Dr. Henri Boudinov
Coorientador: Prof. Dr. Ricardo R. B. Correia

Porto Alegre – RS, Brasil
2011

*Ao meu pai Cícero, à minha mãe Ivete
e aos meus irmãos.*

Agradecimentos

A realização deste trabalho só foi possível devido à ajuda e contribuição de forma direta ou indireta de muitas pessoas. Minha imensa gratidão vai para meu orientador, Prof. Henri Boudinov. Ele esteve envolvido em todos os momentos do mestrado desde momento que o procurei para conversar sobre uma possível orientação e sempre esteve disponível para uma discussão sobre a pesquisa. Sua dedicação, paciência e o tempo despendido a mim, aos outros seus alunos e os demais do Laboratório de Microeletrônica são apreciáveis por mim, além de seu conhecimento. Fui extremamente sortudo de tê-lo conhecido, sobretudo de tê-lo como orientador. Sem dúvida, seus conselhos, sua personalidade e sua dedicação me inspiram para ser um profissional e uma pessoa melhor.

Sou igualmente grato ao meu co-orientador Prof. Ricardo R. B. Correia por seu suporte no Laboratório de Óptica e Laser, além das discussões sobre o dispositivo e suas aplicações. Sou grato pela sua orientação e sugestões no decorrer deste trabalho. Seu conhecimento também me impressiona. Agradeço pela oportunidade de ter trabalhado no seu laboratório como um dos seus integrantes.

Quero agradecer aos meus colegas de laboratório, os gremistas: Roberto Reis, André Cauduro, Afonso Menegola; os colorados: Matheus Adam, Antônio de Mattos, Rodrigo Palmieri, Artur Pfeifer, Paulo Franzen, além do baiano Ludmar Guedes e dos paranaenses Guilherme Sombrio e Caroline Lisevski pelo acolhimento, camaradagem, pelas discussões nos seminários e fora deles e pelo suporte em algum momento. Vai um agradecimento especial a Antônio por ter soldado o dispositivo à PCI e a Giovani Pesenti por ter feito simulações de alguns processos tecnológicos.

Também sou grato aos técnicos dos Laboratórios de Implantação Iônica, Conformação Nanométrica, e aos técnicos dos Setores de Eletrônica e de Informática. Meus sinceros agradecimentos ao pessoal da burocracia, em ambos PGMICRO e Instituto de Física, na pessoa de Gabriela Ouriques.

A minha entrada na pós-graduação da UFRGS só foi possível devido à base de Física que obtive durante a graduação no Departamento de Física da UFPE. Quero agradecer a todos que foram meus mestres, em especial aos professores Marcelo Gomes e José R. Rios Leite. Quero também agradecer ao meu professor de iniciação científica Elder de Vasconcelos, que me introduziu na área de semicondutores. Também sou grato pelos amigos e colegas da época da graduação que tornaram aqueles anos mais agradáveis e produtivos. Alguns deles são: Danielle Marques, Flávia Portela, Messias Vilbert, Dibartolomei Lima, Thiago Sobral, João Eduardo, Marcone Sena. Notícias sobre vocês são motivacionais.

Eu também quero agradecer a todos de fora da UFRGS que me ajudaram de alguma forma nessa minha estadia em Porto Alegre, todos aqueles que me acolheram, compartilharam sua amizade e que de alguma forma contribuiu para minha adaptação a esse estado. Na pessoa de John Gamboa e de sua família, a quem agradeço especialmente, quero externar meu agradecimento a todos. Também sou grato pela companhia e amizade de Benhur Brião, José Junior e João Vito que moram comigo.

Meus mais profundos agradecimento e gratidão vão para meus pais, Cicero e Ivete, a minha irmã Quezia e meus irmãos Levitas (*in memoriam*), Gerson, Eliasafe e Ibsã. Sempre serei grato a eles por a todo tempo estarem disponíveis para mim. Seu amor, seus ensinamentos, seu sacrifício, seu suporte, seu encorajamento estão permitindo-me perseguir minhas ambições. Uma delas se materializa neste trabalho.

Este trabalho foi realizado com o apoio financeiro da CAPES, a quem agradeço.

Eu não tenho palavras para agradecer aquele que proporcionou tudo que foi escrito e o que não deu para escrever. Sem ele nada do que foi feito seria feito. A Deus toda a glória!

toda virtude está num “se”
G. K. Chesterton¹

¹ Tirado do livro *Ortodoxia*, Mundo Cristão, São Paulo – SP, 2008, p. 92.

Resumo

Este trabalho aborda o design, a fabricação e a caracterização de um sensor óptico de posição, o múltiplo PSD (Position Sensitive Detector). O sensor é composto de 64 PSDs unidimensionais em paralelo. O PSD é um sensor do qual o sinal de saída é uma medida direta do centro de gravidade do *spot* do feixe de luz que incide sobre ele, devido ao foto-efeito lateral. O múltiplo PSD foi fabricado com tecnologia planar de silício. No processo de fabricação foram utilizadas três máscaras litográficas e realizadas duas implantações iônicas de boro para formação de uma camada tipo-p no substrato de silício tipo-n. O sensor foi caracterizado elétrica e opticamente. Da caracterização elétrica, obtiveram-se informações dos contatos de alumínio e da resistência dos PSDs (resistência média de 570 k Ω), através das medidas I-V. Das medidas I-V feitas entre PSDs vizinhos obteve-se uma tensão de ruptura de 25 V. A caracterização óptica mostrou que os PSDs têm boa linearidade (cerca de 0,1 % de não linearidade) e resolução melhor que 10 μm . Análises com variação de potência do feixe de luz foram realizadas. A partir de 10 μW de potência do feixe, observou-se uma saturação da sensibilidade do PSD em aproximadamente 10 mV/mm e da foto-tensão lateral em aproximadamente 60 mV, quando o feixe estava incidindo num ponto fixo na área ativa a cerca de 5 mm de um contato, numa variação da potência de 78 nW a 65 μW . Medidas de balanceamento com dois feixes também foram realizadas, sendo obtidas funções de transferência com a variação das potências dos dois feixes para distâncias entre feixes de aproximadamente 2 e 11 mm. Elas mostraram que a sensibilidade aumenta com o aumento da potência e a distância entre os feixes. Foram feitas medidas com os dois feixes incidindo em pontos simétricos ao ponto de tensão nula. Foi verificado que, para feixes com mesma potência, a foto-tensão lateral é nula. Alterando a potência de um dos feixes, a foto-tensão lateral varia no mesmo sentido da variação entre as potências dos feixes. Essa medida confirma a utilização do dispositivo como um diferenciador de sinal óptico, que pode ser usado em várias aplicações, e.g. em um espectrômetro diferencial.

Abstract

This work deals with design, fabrication and characterization of an optical position sensor, so-called multiple PSD. The sensor is made of 64 one-dimensional PSDs made parallel to each other. A Position Sensitive Detector - PSD is a sensor which produces a signal that is a direct measure for the centre of gravity of the incident light beam due to the lateral photo-effect. The silicon planar technology was used to make multiple PSDs. Three photo masks were used in the fabrication process in which two boron ion implantations were employed to make a p-type layer in an n-type silicon substrate. Electrical and optical characterizations were realized on the sensor. From electrical characterization, information about the resistive layer and aluminium contacts on resistive layers was obtained. The mean resistance was 570 k Ω . I-V characteristics were measured between neighbour PSDs, from where one can see the breakdown voltage in about 25 V. The optical characterization showed the PSDs have about 0,1% nonlinearity and resolution better than 10 μm . Analyses with variations of the light beam's power were made. These measurements showed that for a power from about 10 μW , the PSD sensibility saturated in about 10 mV/mm as well as the lateral photo voltage in about 60 mV, when the light beam was hitting the active area on a fixed point located about 5 mm from a contact, within 78 nW to 65 μW range power. In balancing measurements with two light beams placed about 2 mm (and later 11 mm) away from each other and with power variation, transfer functions were obtained. They showed sensitivity grows with increase of power and distance between the light beams. Measurements with the two beams hitting two symmetrical points to the null voltage point were made, from where one can see lateral voltage is null for beams with the same power. Changing the power of one of the beams, the lateral voltage moves in the same direction of the variation between the beam powers. This result confirms the use of a PSD like an optical differentiator, in this way it can be used in several applications, e.g. in a differential spectrometer.

Lista de Figuras

Figura 1.1 Tipos de PSDs bidimensionais. (a) tetra-lateral; (b) duo-lateral; (c) almofada e (d) <i>clover</i> (adaptada de [14]).....	5
Figura 1.2 Vista de cima e das secções transversais de um PSD duo-lateral fabricado com a tecnologia planar do silício (adaptada de [15]).	6
Figura 1.3 Diodo de Cu-Cu ₂ O de Schottky sensível à posição (adaptada de [1]).....	7
Figura 1.4 Fotocélula de Wallmark que faz uso do foto-efeito lateral. (a) Fotocélula com dois contatos. (b) Fotocélula com quatro contatos. (adaptada de [1]).....	8
Figura 1.5 Ilustração da incidência de dois espectros de luz para diferenciação do sinal no múltiplo PSD.	10
Figura 2.1 Mobilidade no silício a 300 K em função da concentração de impurezas (adaptada de [27]).	14
Figura 2.2 Mobilidade dos elétrons no silício em função da temperatura (adaptada de [28]).	14
Figura 2.3 Decaimento de portadores foto-excitados. (a) Amostra tipo-n sob iluminação constante e uniforme. (b) Decaimento dos portadores minoritários, neste caso buracos, com o tempo. (c) Configuração experimental para medir o tempo de vida dos portadores minoritários (adaptada de [27]).	18
Figura 2.4 Injeção de portadores no estado estacionário a partir de um lado de uma amostra semi-infinita (adaptada de [27]).....	19
Figura 2.5 Difusão de portadores no estado estacionário e transiente depois de um pulso de luz localizado. (a) Configuração experimental. (b) Sem campo elétrico aplicado. (c) Com campo elétrico aplicado (adaptada de [27]).	20
Figura 2.6 (a) Semicondutores tipo-p e tipo-n isolados. (b) Diagrama de bandas de energias dos semicondutores tipo-p e tipo-n isolados em equilíbrio. Junção p-n em equilíbrio: (c) Esquema mostrando as regiões n e p da junção, a região de depleção W e suas bordas. (d) Diagrama do potencial. (e) Diagrama de bandas de energia. (f) Diagrama do campo elétrico (adaptada de [29])	22

Figura 2.7 Perfil de distribuição de portadores minoritários e densidade de corrente (ambos são <i>plots</i> lineares) para (a) polarização direta e (b) polarização reversa (adaptada de [27]). ..	26
Figura 2.8 Características ideais corrente-tensão de uma junção p-n em polarização direta e reversa. (a) <i>Plot</i> linear. (b) <i>Plot</i> semilog (adaptada de [27])......	27
Figura 2.9 Coeficientes de absorção óptica para vários materiais de fotodetectores. Alguns comprimentos de onda de laser são indicados (adaptada de [27])......	28
Figura 2.10 Ilustração do processo de criação de pares elétron-buraco por absorção de fótons na região de depleção de uma junção p-n (adaptada de [28]).	29
Figura 2.11 Característica corrente-tensão de uma junção p-n no escuro ($P_L=0$) e sob iluminação para dois valores de potência de luz ($P_2>P_1$) (adaptada de [28])......	30
Figura 2.12 Esquema do foto-efeito lateral em um PSD unidimensional. A foto-tensão lateral é a diferença entre os potenciais na posição dos contatos (adaptada de [1])......	32
Figura 2.13 (a) Diagrama para uma região de junção p-n. (b) Densidade de corrente transversal, J_T , em função de z	32
Figura 3.1 (a) Máscaras para abertura de contatos. (b) Detalhe dos contatos e da borda para alinhamento.	38
Figura 3.2 (a) Máscara para definição das camadas resistivas. (b) Detalhes da máscara.	39
Figura 3.3 (a) Máscara para definição dos contatos de alumínio. (b) Detalhe dos contatos de alumínio e borda para alinhamento.	40
Figura 3.4 Resultado da oxidação térmica. Camada de dióxido de silício com espessura de 440 nm.	44
Figura 3.5 Exemplo da sensibilização da fotorresina. No canto superior esquerdo, é mostrada uma molécula que constitui a base de uma fotorresina. Após ser iluminada pela luz ultravioleta, um radical N_2 da molécula se desprende e um rearranjo atômico na molécula se sucede. Com a presença de H_2O , a base fica solúvel ao revelador.	46
Figura 3.6 Resultado da corrosão para a abertura dos contatos.	47
Figura 3.7 Perfil Gaussiano da implantação iônica (adaptada de [32]).	48
Figura 3.8 Implantação nas regiões dos contatos para formação de um bom contato ôhmico.	50
Figura 3.9 Resultado final da corrosão das camadas resistivas. O óxido sobre os contatos foram totalmente removidos.	50
Figura 3.10 Implantação para formação da camada resistiva.	51
Figura 3.11 (a) Simulação em 2D da implantação de boro. (b) Perfil da concentração de boro.	52

Figura 3.12 Resistência de uma camada uniformemente dopada. Uma corrente uniforme passa perpendicular à seção transversal $W \times D$. A razão entre a resistividade e a profundidade é a chamada resistência de folha da camada.....	53
Figura 3.13 Característica I-V dos contatos: (a) contato ôhmico ideal; (b) contato retificador e (c) contato ôhmico não-linear (adaptada de [32]).....	54
Figura 3.14 Região central do dispositivo com os contatos de alumínio definidos.	56
Figura 3.15 Dispositivo múltiplo PSD depois de fabricado. (a) Imagem do dispositivo. (b) Imagem de microscópio óptico de um dos cantos do dispositivo.	56
Figura 3.16 Máscaras da Placa de Circuito Impresso – PCI superpostas. Em vermelho camada superior, alaranjado camada interna I, verde camada interna II, roxo camada interna III e em azul camada inferior.....	58
Figura 3.17 Múltiplo PSD fixado na placa de circuito impresso.....	59
Figura 4.1 (a) Blindagem e sistema de medidas I-V. (b) Detalhe com lentes do microscópio e com os posicionadores de precisão com agulhas de tungstênio.	60
Figura 4.2 (a) Circuito elétrico para medida I-V em cada PSD. (b) Elementos elétricos envolvidos na media dos PSDs. (c) Circuito elétrico para medida I-V entre PSDs vizinhos. (c) Elementos elétricos envolvidos na medida entre PSDs vizinhos.	61
Figura 4.3 Característica I-V de uma trilha do múltiplo PSD	62
Figura 4.4 Gráfico de barras da resistência referente a cada trilha do dispositivo	62
Figura 4.5 Característica I-V entre duas trilhas vizinhas.	63
Figura 4.6 (a) Montagem experimental para caracterização óptica com a trajetória dos feixes. A trajetória de cor verde também é aquela para medidas com um único feixe. (b) Imagem da marcação na imagem anterior que mostra o dispositivo múltiplo PSD na PCI e as conexões que levam ao multímetro.....	64
Figura 4.7 Perfis gaussianos da imagem do feixe a 10 mm do foco da lente.....	65
Figura 4.8 Funções de Transferência das trilhas medidas.....	66
Figura 4.9 Comparação das tensões próximo de cada contato para cada trilha.	66
Figura 4.10 Função de Transferência de uma das trilhas do múltiplo PSD	67
Figura 4.11 Gráfico de barra para a sensibilidade das trilhas.	68
Figura 4.12 Funções de Transferência para vários valores de potência.....	69
Figura 4.13 Potencial foto-gerado simulado para um PSD com sua derivada (adaptada de [35]).....	70

Figura 4.14 Sensibilidade de um PSD em função da potência do laser, nas escalas: linear (a), logarítmica (b). Tensão em função da potência do laser, nas escalas: linear (c), logarítmica (d). Diâmetro do feixe = 30 μm . Para as medidas de tensão, a distância do feixe do ponto de tensão nula = 5,25 mm.	71
Figura 4.15 Dependência da tensão com a potência do laser para diferentes distâncias do ponto de tensão nula de um PSD. (a) valores de tensão positiva, à direita do ponto de tensão nula e (b) valores absolutos de tensão negativa, à esquerda do ponto de tensão nula.	72
Figura 4.16 Esquema da medida de <i>crosstalk</i> e resultado. Em detalhe, o sinal no início da trilha vizinha, onde o sinal é 0,74 mV.	73
Figura 4.17 Funções de transferência: dois feixes incidindo sobre a trilha e cada um dos feixes incidindo separadamente. (a) distância entre os feixes de 1,94 mm. (b) distância entre os feixes de 10,92 mm. Ainda é mostrada a sensibilidade para cada função de transferência. (c) Esboço da disposição dos feixes sobre a trilha no início (pontos verdes) e no final (pontos vermelhos) da medição.	75
Figura 4.18 Esboço dos perfis dos potenciais transversais independente para cada feixe ao longo da camada resistiva (tipo-p) de uma trilha, para dois espaçamentos diferentes 2d e 2D, $D > d$. (a) e (c) feixes equidistantes do ponto de tensão nula. (b) e (d) um dos feixes no ponto de tensão nula.	76
Figura 4.19 Funções de transferência para dois feixes distantes de 10,92 mm para potências diferentes.	77
Figura 4.20 Diferenciação da foto-tensão lateral gerada por feixes simples com mesma potência (660 nW) para vários pontos equidistantes em um PSD.	78
Figura 4.21 Diferenciação de tensão com variação entre as potências dos feixes. F_i indica qual feixe teve a potência variada.	80

Sumário

CAPÍTULO 1 Introdução.....	1
1.1 Microtransdutores de Silício	1
1.2 Sensores Ópticos de Posição.....	2
1.3 Tipos de PSD	4
1.4 Breve Histórico do Foto-Efeito Lateral.....	6
1.5 Motivação do Trabalho.....	9
1.6 Organização da Dissertação.....	11
CAPÍTULO 2 Teoria dos Detectores Sensíveis à Posição.....	12
2.1 Dinâmica dos Portadores de Carga em Semicondutores.....	12
2.1.1 Corrente de Deriva e Mobilidade dos Portadores	13
2.1.2 Corrente de Difusão	14
2.1.3 Equações da Continuidade	16
2.1.4 Exemplos de Aplicação da Equação da Continuidade em casos de Fotogeração ...	17
2.2 Junção p-n.....	21
2.2.1 A barreira de Potencial em uma Junção p-n	21
2.2.2 Polarização e Densidade de Corrente em uma Junção p-n	25
2.2.3 Foto-efeito Transversal em uma Junção p-n.....	27
2.3 O Foto-efeito Lateral.....	30
2.3.1 A Equação de Luckovsky	30
2.3.2 Casos Especiais: PSD sob Diferença de Potencial Pequeno e em Saturação	34
CAPÍTULO 3 Metodologia de Fabricação do Dispositivo.....	36

3.1 Projeto.....	36
3.2 Limpeza das Amostras	41
3.3 Oxidação Térmica	42
3.4 Litografia	44
3.4.1 Aplicação do fotoresiste e Cozimento Suave.....	45
3.4.2 Exposição, Revelação e Cozimento Forte	45
3.5 Corrosão Química Úmida	46
3.6 Implantação Iônica e Recozimento	47
3.6.1 Resistência de uma Camada Dopada.....	52
3.7 Metalização	53
3.7.1 Deposição do alumínio	55
3.8 Placa de Circuito Impresso	57
3.9 Solda.....	58
CAPÍTULO 4 Resultados e Discussão	60
4.1 Medidas Elétricas	60
4.2 Medidas Ópticas.....	63
4.2.1 Diâmetro do Feixe de Luz.....	64
4.2.2 Função de Transferência.....	65
4.2.3 Variação da Tensão com a Intensidade do Feixe	69
4.2.4 Crosstalk Elétrico entre PSDs.....	72
4.2.5 Função de Transferência Com Dois Feixes	73
4.2.6 Medida Diferencial	77
CAPÍTULO 5 Conclusão e Perspectivas	81
Referências	83

CAPÍTULO 1

Introdução

1.1 Microtransdutores de Silício

Controlar e mapear tridimensionalmente a forma de um objeto sem contato físico utilizando métodos ópticos tem sido algumas das mais importantes áreas de interesse de pesquisas relacionadas a dispositivos ópticos nas últimas décadas. O entendimento de propriedades físicas e químicas de diferentes materiais tornou possível a construção de diversos tipos de dispositivos ópticos capazes de realizar tais façanhas com extrema precisão, levando agilidade, segurança, precisão, confiabilidade para a indústria e comércio.

Para dispositivos ópticos da matéria condensada, o material mais usado para construí-los tem sido o silício, devido a suas propriedades físicas. O silício é um semicondutor fotossensível para radiação com comprimento de onda até $1,1 \mu\text{m}$, devido à sua banda de energia proibida, cujo valor é de $1,12 \text{ eV}$. No intervalo da luz visível (comprimento de onda de $0,390$ a $0,770 \mu\text{m}$), o silício é altamente sensível (eficiência quântica maior que 50%), por causa do seu coeficiente de absorção que é relativamente alto nessa faixa do espectro eletromagnético. Outro fator que contribuiu para que o silício se tornasse o material mais usado para a fabricação de sensores ópticos é o método de fabricação utilizado na fabricação de transistores e circuitos integrados, que é conhecido como tecnologia planar do silício. Sensores fabricados com a tecnologia planar do silício são, também, denominados de microtransdutores de silício. Todos os benefícios da tecnologia planar podem ser empregados na fabricação dos sensores, como por exemplo: (1) os dispositivos podem ser fabricados em pequenas dimensões, o que permite posicioná-los de forma simples em quase qualquer lugar em um sistema de medida; (2) matrizes de sensores podem ser fabricadas em apenas um *chip*; (3) em virtude da fabricação de dispositivos em quantidade ser inerente à tecnologia planar, o

custo de produção é reduzido; (4) sensor e circuito de processamento do sinal podem ser construídos juntos no mesmo *chip*. Esse tipo de *chip* é chamado de sensor inteligente ou transdutor inteligente. Além disso, este tipo de configuração agrega vantagens adicionais: (4a) a curta interconexão entre sensor e circuito diminui distúrbios na sensibilidade e aumenta a confiabilidade; (4b) um sinal não-linear do sensor pode ainda ser processado e linearizado no *chip* (*on-chip*); (4c) efeitos indesejáveis podem ser compensados *on-chip*. Como, por exemplo, um sensor adicional de temperatura poderia ser construído no próprio circuito de processamento do sinal de saída visando remover o sinal indesejado devido à temperatura. Por outro lado, os dispositivos com base em silício têm algumas desvantagens, por exemplo: (1) não operam em ambiente cuja temperatura é superior a 200 °C; (2) o silício não é sensível para radiações ópticas cujo comprimento de onda é superior a 1,1 μm . Entretanto, as vantagens do silício demonstradas em inúmeras aplicações ao longo dos anos têm superado suas desvantagens.

1.2 Sensores Ópticos de Posição

Atualmente, com os dispositivos fotossensíveis capazes de medir deslocamento e fazer imagens de objetos [1,2] é possível fazer automação industrial, sensoriamento remoto, rastreamento; assim como utilizá-los em técnicas de metrologia [3], em aplicações militares, aeroespacial, indústria e robótica [1,4].

Nas aplicações relacionadas com medidas de posição e deslocamento, os dispositivos ópticos utilizados para este fim são chamados de sensores ópticos de posição. Esses dispositivos são divididos em duas grandes categorias: os detectores de imagem e os detectores de centro de gravidade.

Geralmente os detectores de imagem são constituídos de uma matriz de fotodetectores. Quando um feixe de luz incide sobre um dispositivo, aquele ilumina alguns dos detectores do *chip*, que são “varridos” por um circuito eletrônico, resultando na produção de uma imagem. Exemplos de detectores de imagem são matrizes de fotodiodos e os dispositivos de carga acoplada (CCD – *Charge-Coupled Devices*).

Os detectores de centro de gravidade tem a propriedade de localizar a posição do centro de gravidade do feixe de luz dentro da área fotossensível do detector, além de medir a

densidade integral da luz que incide sobre ele. Essa classe de detectores pode ser dividida em dois grupos: detectores de quadrante e os detectores sensíveis à posição.

Os detectores de quadrante podem ser constituídos por dois ou quatro fotodiodos que são construídos muito próximos um dos outros no *chip*. Cada fotodiodo representa um quadrante. Os detectores com dois quadrantes (dois fotodiodos) são sensíveis à posição em uma dimensão, enquanto detectores com quatro quadrantes são bidimensionais. Quando um feixe de luz incide sobre o dispositivo e alcança todos os fotodiodos uma foto-corrente é gerada em cada diodo. O centro de gravidade do *spot* do feixe de luz pode ser deduzido das foto-correntes. As aplicações para esse tipo de dispositivo é geralmente limitada pelo espaço não-fotossensível que separa os fotodiodos.

Os detectores sensíveis à posição, abreviado por PSD (sigla em inglês: *Position-Sensitive Detector*), são basicamente uma junção p-n e são usados fundamentalmente para medidas da posição da luz incidente em sua superfície. Os PSDs são baseados no foto-efeito lateral. Quando uma junção p-n contendo dois contatos em um mesmo lado, por exemplo, no lado-p, e este é iluminado não-uniformemente uma tensão é gerada entre os dois contatos. Este é o foto-efeito lateral. Essa tensão é chamada de foto-tensão lateral para diferenciar da tensão que é gerada numa junção p-n quando é iluminada uniformemente, que é chamada de foto-tensão transversal. Além dos PSDs baseados em junções p-n, na última década, pesquisadores passaram a desenvolver PSDs baseados nas estruturas de barreira Schottky [5-7] e de metal-óxido-semicondutor (MOS) [8-10]. Este trabalho é voltado para a fabricação por meio da tecnologia planar do silício e caracterização de um sensor óptico múltiplo sensível à posição baseado na junção p-n de silício, chamado em boa parte desta dissertação de múltiplo PSD.

Relacionados com os outros tipos de sensores ópticos de posição, os PSDs possuem algumas vantagens [1]. (1) O sinal do PSD é uma medida direta para o centro de gravidade do feixe de luz incidente, já que a foto-tensão lateral é uma medida para a posição do feixe no sensor. Nos detectores de quadrante, a posição do centro de gravidade do feixe de luz apenas é obtida depois de alguns cálculos, e no caso dos detectores de imagem, o processamento sobre a distribuição é necessária. (2) Resolução muito alta em PSDs é possível, já que sua resolução não é limitada pelo tamanho da célula, como no caso dos detectores de imagem [11]. Uma possível desvantagem dos PSDs baseados em junção p-n, em relação aos detectores de quadrante, é que estes podem ser operados em alta velocidade. Porém, os PSDs baseados em barreira Schottky já possuem velocidades de resposta da ordem de picossegundos [6].

1.3 Tipos de PSD

Os PSDs são classificados quanto à dimensionalidade da posição (1 ou 2 dimensões) para qual o dispositivo foi projetado para medir. Os PSDs unidimensionais são compostos de dois contatos paralelos na área ativa (também chamado de PSD duo-lateral de único eixo). Os PSDs bidimensionais são compostos de quatro contatos, paralelos dois a dois, que definem os dois eixos dimensionais (também conhecido como PSD de dual eixo). Os PSDs 2D são classificados em duo-lateral e tetra-lateral. Os outros tipos existentes são variações na geometria da camada resistiva e dos contatos do PSD tetra-lateral, desenvolvidos no intuito de diminuir a interferência entre os contatos das dimensões x e y [12] e assim melhorar algumas das características do dispositivo, como linearidade, resolução e sensibilidade. Exemplos dessas geometrias são pinchushion [13] e clover [14]. Geralmente um PSD é projetado para coletar corrente, dessa forma os contatos são extensos para coletar uma maior corrente. A corrente lateral foto-gerada é dividida entre os contatos e é proporcional a condutância da região entre a área de incidência do feixe de luz e o contato. A condutância é função dessa distância. Dessa forma, a corrente medida é uma medida direta da posição na área ativa do detector do centro de gravidade do *spot* do feixe de luz.

Um PSD do tipo tetra-lateral possui na camada resistiva quatro contatos extensos, conforme mostra a Figura 1.1(a). Dois contatos paralelos medem a coordenada x, enquanto que os outros dois a coordenada y. A camada resistiva é a camada do fotodiodo de onde é coletado o sinal de saída através dos contatos. Nos dispositivos que coletam corrente a camada resistiva é geralmente do tipo-n, já que o portador de carga majoritário é o elétron. A foto-corrente gerada pelo feixe incidente é dividida entre os quatro contatos do detector. A outra camada da junção que pode ser tipo-p⁺ ou metal recebe um contato para aplicação de tensão reversa, tendo em vista que sob tensão reversa a camada de depleção da junção tem espessura aumentada, onde uma quantidade maior de portadores podem ser gerados. É comum implementar PSDs tetra-lateral para operar em modo reverso com uma junção Schottky, já que uma junção de barreira Schottky é mais fácil de ser construída do que a uma junção p-n. O PSD tetra-lateral tem a linearidade da resposta de posição melhorada quando operado em saturação [12], porém, próximo aos contatos das direções x e y há considerável não-linearidade devido a interferência entre esses contatos.

O PSD do tipo duo-lateral tem uma linearidade da resposta de posição melhor que o tetra-lateral, por ter seus contatos x e y em camadas diferentes. O PSD duo-lateral é formado

por duas camadas resistivas, uma do tipo-p, que pode ser substituída por uma camada de metal, e outra do tipo-n. Cada uma das camadas resistivas recebe dois contatos paralelos de modo que os pares dos contatos ficam perpendiculares entre si, onde cada par mede uma coordenada da posição do feixe de luz. Nessa configuração, os contatos x e y ficam em lados opostos da junção. O resultado final do dispositivo é como se dois PSDs unidimensionais fossem colocados perpendiculares entre si. A Figura 1.1(b) mostra um esboço do PSD duo-lateral e a Figura 1.2 mostra o esboço de um modelo de fabricação com a tecnologia planar do silício [15]. Quando um feixe de luz é incidido sobre o dispositivo, a corrente gerada em cada área ativa é dividida entre dois contatos, dessa forma a corrente medida é duas vezes maior que aquela medida no tipo tetra-lateral, o que aumenta a resolução de posição do dispositivo [13]. Entretanto, quando comparado com o PSD duo-lateral, o PSD tetra-lateral tem uma resposta mais rápida, uma corrente no escuro menor, facilidade de aplicar tensão reversa e menor custo de fabricação [14].

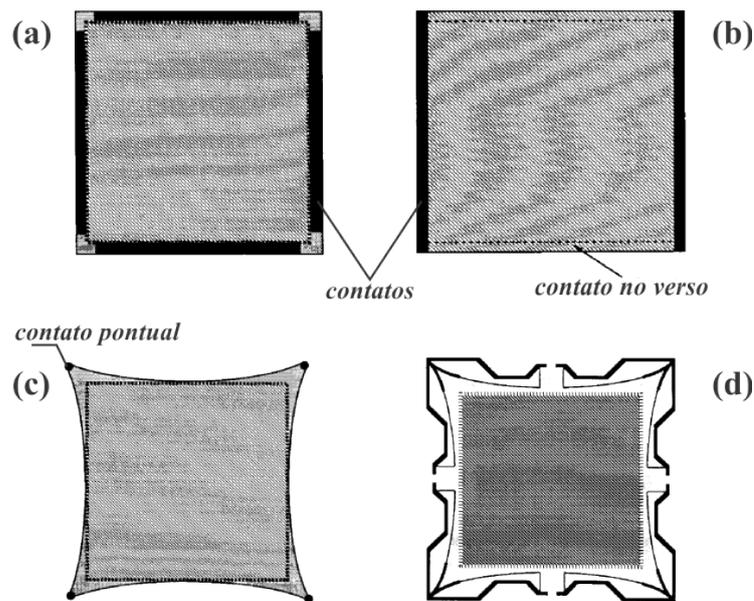


Figura 1.1 Tipos de PSDs bidimensionais. (a) tetra-lateral; (b) duo-lateral; (c) almofada e (d) clover (adaptada de [14]).

Com o intuito de juntar as vantagens do PSD duo-lateral com aquelas do tetra-lateral em um dispositivo, em que todos os contatos fossem colocados no mesmo lado da junção, porém, com menor interferência entre os contatos x e y, algumas mudanças na geometria da camada resistiva e dos contatos do PSD tetra-lateral foram sugeridas. Dois exemplos são os já citados almofada [13] e clover [14]. No almofada, as bordas são curvadas e a área ativa é um retângulo que tangencia os pontos mais internos das curvas que formam as bordas. Os

contatos são pontuais, sendo localizados nas quatro quinas formadas pelas curvaturas, como mostra a Figura 1.1(c). Esse modelo, em comparação com o tetra-lateral tem melhor linearidade, além das vantagens do PSD tetra-lateral [13], porém a sensibilidade é menor que os modelos convencionais. O modelo clover tem sensibilidade maior do que o almofada e menor do que a dos modelos tradicionais, com linearidade e resolução melhor que o almofada e o tetra-lateral. A geometria do clover é uma variação do almofada, como mostra a Figura 1.1(d), onde as linhas escuras representam os contatos.

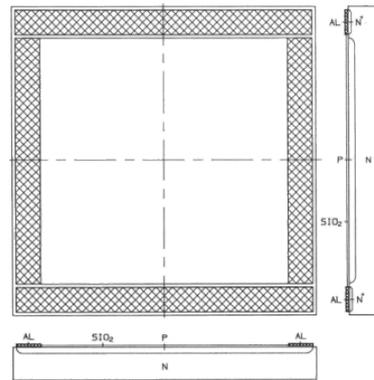


Figura 1.2 Vista de cima e das seções transversais de um PSD duo-lateral fabricado com a tecnologia planar do silício (adaptada de [15]).

Os PSDs duo- e tetra-lateral são versões melhoradas do primeiro PSD, conhecido como PSD Wallmark (que será discutido na próxima seção), no qual a linearidade da característica da posição era inferior, tendo em vista que os contatos não eram extensos, já que seu objetivo inicial era medir a foto-tensão lateral [16]. Noorlag classifica os PSDs em dois tipos: fotodiodo e célula solar [1]. A diferença entre eles está basicamente no tipo de sinal de saída que se mede. Do PSD tipo fotodiodo é medido foto-corrente e do PSD tipo célula solar é medida a foto-tensão lateral. Entretanto, o princípio físico de operação de ambos é o foto-efeito lateral.

1.4 Breve Histórico do Foto-Efeito Lateral

Em 1930, Walter Hermann Schottky ao estudar os fotoelétrons em junções metal-semicondutor de Cu-Cu₂O descobriu o foto-efeito lateral. A fotosensibilidade em junções de Cu-Cu₂O tinha sido descoberta quatro anos antes e ainda não era bem entendida. Num experimento para entender melhor esse fenômeno, Schottky curto-circuitou com um

amperímetro o contato extenso na camada de Cu_2O (óxido cuproso) à camada de cobre. Paralela à linha de contato, ele incidiu uma linha de luz, com a qual variava a distância entre elas a fim de investigar a dependência da corrente do diodo com a posição do feixe e tentar, assim, relacionar o comportamento óptico do dispositivo com suas características elétricas. Ele percebeu que a corrente através do amperímetro diminuía exponencialmente com o aumento da distância entre o contato e a linha de luz.

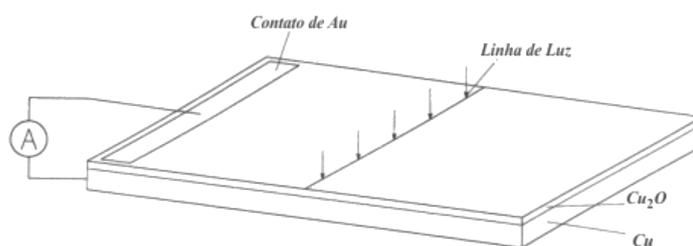


Figura 1.3 Diodo de $\text{Cu-Cu}_2\text{O}$ de Schottky sensível à posição (adaptada de [1])

Schottky explicou que na região da luz incidente, fotoelétrons são gerados na camada de Cu_2O que fluem transversalmente à junção. Alguns desses elétrons voltam para a camada de Cu_2O através de uma corrente que passa pelo amperímetro, enquanto outros fluem de volta através da junção. Quando a linha de luz se distancia do contato, relativamente uma maior quantidade de elétrons faz a viagem de volta pela junção e uma menor quantidade de elétrons volta passando pelo amperímetro. Ele usou um modelo de transmissão e assumiu condutância transversal constante, que foi medida eletricamente, para explicar o comportamento exponencial. O valor do parâmetro de queda exponencial que foi calculado pelo modelo concordou com o valor obtido experimentalmente das medidas ópticas. Para Schottky, esta concordância foi o resultado mais importante de seus experimentos, tendo em vista que ele sustentou fortemente sua teoria sobre a origem dos fotoelétrons.

O efeito descoberto por Schottky foi esquecido nas décadas seguintes até ser redescoberto por John Torkel Wallmark em 1957 [16], que, diferente de Schottky, percebeu imediatamente que o foto-efeito lateral poderia ser explorado para construção de sensores ópticos de posição. Wallmark teve o crédito da descoberta do efeito até 1967, quando R. B. Emmons [17] publicou um artigo mencionado que o tal efeito creditado até então a Wallmark tinha sido divulgado em um artigo em 1930 por Schottky. Porém, só apenas depois da publicação de Wallmark, extensivas pesquisas sobre o efeito lateral foram relatadas.

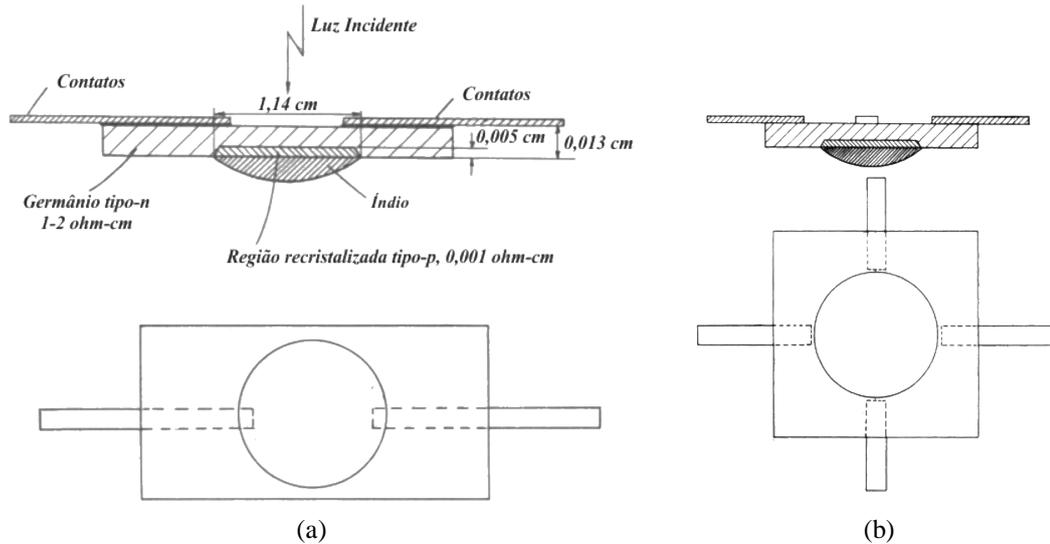


Figura 1.4 Fotocélula de Wallmark que faz uso do foto-efeito lateral. (a) Fotocélula com dois contatos. (b) Fotocélula com quatro contatos. (adaptada de [1])

Em seu experimento, Wallmark usou uma lâmina de germânio sobre o qual ele fundiu um pequeno pedaço de índio em forma de círculo, cujo diâmetro era de aproximadamente 1,14 mm e a profundidade de fundição de aproximadamente 50,8 μm , formando assim uma junção p+-n. Para captação da foto-tensão lateral, duas barras para contatos ôhmicos foram postas simetricamente nas bordas da junção, diametralmente opostas, como mostra a Figura 1.4(a). Wallmark ainda sugeriu uma extensão dessa configuração para quatro contatos, com os eixos dos contatos perpendiculares entre si, como mostra a Figura 1.4(b). Quando um feixe de luz era projetado sobre o dispositivo, uma diferença de potencial era medida entre os contatos, a qual se constitui em uma medida da posição do feixe de luz incidente, já que a tensão medida varia com a posição do feixe. Para explicar a diferença de potencial lateral, Walmark fez uso de um modelo 1-dimensional para o transporte de portadores internos de carga, o que veio a ser chamado de recombinação de superfície ou rejeição de barreira [18].

A formulação teórica mais completa do foto-efeito lateral, e aceita até hoje, foi feita por Gerald Lucovsky, publicada em 1960 [19]. Ele descreveu o foto-efeito lateral através de duas equações diferenciais, formuladas com base na equação da continuidade. Para o caso estacionário com sinal fraco, a solução das equações, segundo Lucovsky, indica que o efeito da irradiação não-uniforme torna-se mais importante com o aumento da razão entre a resistência lateral e a resistência transversal. Ele introduziu um parâmetro chamado parâmetro de queda lateral, que é uma medida da razão dessas resistências. Na mesma ocasião, ele deu

uma interpretação errônea para o caso com tensão completamente reversa aplicada à junção (saturação), segundo ele para este caso a foto-tensão seria eliminada. Porém, pesquisas posteriores afirmaram o contrário. William P. Connors, em 1971, mostrou que fotodetectores de efeito lateral operados em saturação têm melhor desempenho que os operados sem tensão reversa aplicada [20]. Neste modo, a capacitância diminui e a radiação de fundo é pouco sensível ao detector, segundo Connors.

1.5 Motivação do Trabalho

A detecção de diferença óptica (detecção heteródina) é uma técnica para detecção e discriminação de sinal fraco para quase todas as medidas ópticas, passando por imagem [21], espectroscopia [22] e informação quântica [23]. Ela baseia-se na superposição do sinal a ser medido e do sinal de um oscilador local (sinal óptico de referência) sobre o detector de radiação, sendo o sinal de batimento destas frequências proporcional ao produto das amplitudes desses dois sinais. Para o caso no qual o sinal heteródino é obtido pela subtração de sinal eletrônico de dois detectores idênticos, sua performance é melhorada devido à redução da potência do oscilador local [24], ocasionando numa redução do ruído de amplitude de mais de 70 dB [25], se comparado com o sistema de detecção heteródina com único detector. Porém, a correlação das fases das foto-correntes dos detectores sofre degradação causada por ruído balístico quântico branco, atraso eletrônico e óptico e flutuações individuais da fase dos sinais elétricos. Tais variações tornam o balanceamento do sistema de detecção heteródina impraticável, o que limita seu uso em aplicações com performance relativamente baixa, nas quais as medições se encontram em um limite muito acima do limite do ruído balístico [25].

Diante de tais dificuldades no sistema de detecção de diferença óptica com dois detectores, este trabalho sugere o uso do múltiplo PSD que foi fabricado e caracterizado durante o mestrado, como uma alternativa para detecção diferencial óptica de dois feixes. O sensor é composto de 64 PSDs unidimensionais em paralelo, o que possibilita fazer diferenciação óptica simultânea em até 64 canais. Tendo em vista que o dispositivo aqui apresentado é um único dispositivo de estado sólido, ele tem a vantagem de ter uma característica de performance inerentemente uniforme, i.e., as flutuações são uniformes para o sinal eletrônico gerado por cada feixe, já que incidem sobre a mesma junção. Esta propriedade

torna o dispositivo apropriado para eliminar a maioria dos ruídos que são inerentes da configuração de dois detectores. Além disso, nenhuma parte do sistema de detecção precisa ser movida mecanicamente durante uma medição, o que poderia causar desajustes. As 64 trilhas do múltiplo PSD contribuem para esta característica, já que em vez de dois feixes, dois espectros de luz podem ser dispersos sobre o detector abrangendo todas as trilhas.

Como detector capaz de fazer diferenciação imediata de dois sinais ópticos devido à simetria do foto-efeito lateral, este sensor é uma boa escolha para ser utilizado em aplicações que fazem uso de um diferenciador de sinal óptico. A Figura 1.5 mostra dois espectros de luz com intensidades diferentes e dispersados transversalmente às trilhas, incidindo em posições equidistantes do denominado ponto de tensão nula. Devido à diferença das potências dos espectros, é gerada uma foto-tensão lateral que é função da potência e da distância do ponto de tensão nula. Se um material estiver no caminho de um dos feixes, é possível obter informações da absorção da radiação feita pelo material. Outra aplicação possível é a detecção de imagem 3D. Considera-se um feixe de luz na forma de uma linha que incide sobre um objeto, o qual reflete a luz para o múltiplo PSD. Da posição de incidência da luz em cada PSD, uma imagem 3D pode ser interpretada.

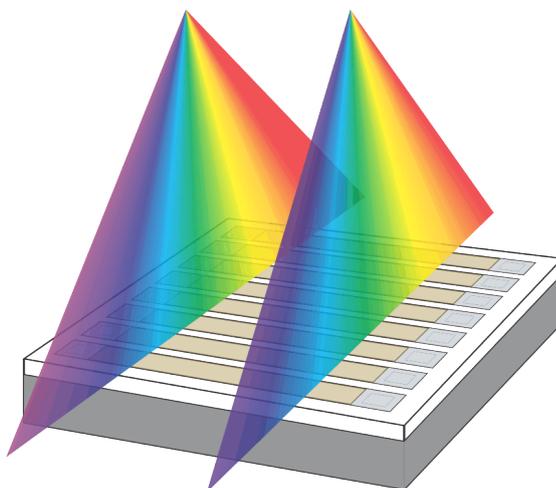


Figura 1.5 Ilustração da incidência de dois espectros de luz para diferenciação do sinal no múltiplo PSD.

O desenvolvimento e a caracterização elétrica do múltiplo PSD foram realizados nas dependências do Laboratório de Microeletrônica do Instituto de Física da Universidade Federal do Rio Grande do Sul - L μ E IF-UFRGS. A caracterização óptica do sensor foi feita no Laboratório de Laser e Óptica do mesmo instituto.

Hoje, existem diversos sensores baseados em silício sendo utilizados em aplicações que abrange os domínios mecânico, térmico, magnético, químico e de radiações

eletromagnética [26] e nuclear, as quais, com tais dispositivos, se tornam mais rápidas e eficientes. Os detectores ópticos cujo intervalo de operação no espectro eletromagnético vai do infravermelho próximo ao visível, são sensores de vasta aplicação, como captura de imagem térmica, comunicação óptica, captura de imagem visual, além de aplicações em instrumentação e medição. Os transdutores de forma geral, e em especial os sensores ópticos, compõem uma das mais importantes áreas da tecnologia e ciência aplicada com influência direta na economia de um país, tendo em vista sua grande utilização nos diversos seguimentos da economia, como o industrial, o comercial e o militar.

1.6 Organização da Dissertação

No Capítulo 2 são abordados os principais conceitos teóricos para o entendimento do foto-efeito lateral, que é o efeito físico utilizado no funcionamento do PSD. O capítulo começa com a dinâmica dos portadores de carga no semicondutor, tendo em vista que o leitor interessado já tenha conhecimento básico dos semicondutores. Esse conhecimento é essencial para o entendimento do funcionamento das junções p-n, que é o assunto abordado em seguida. O efeito fotovoltaico na junção p-n, que dá origem à foto-tensão transversal através da junção, completa os conceitos necessários para o entendimento do foto-efeito lateral, que é abordado na última seção do capítulo.

O projeto do dispositivo é apresentado no Capítulo 3. Em seguida as etapas da tecnologia planar do silício utilizada para a fabricação do múltiplo PSD são apresentadas. Ainda neste Capítulo é apresentado o projeto da placa do circuito impresso (PCI) utilizada como suporte para as medidas ópticas. Por fim, o método de solda utilizado para conectar o dispositivo à PCI é abordado.

O Capítulo 4 apresenta os resultados obtidos nas caracterizações elétrica e óptica realizadas no dispositivo. Por fim, no Capítulo 5 são apresentadas as conclusões e as perspectivas deste trabalho.

CAPÍTULO 2

Teoria dos Detectores Sensíveis à Posição

Os principais tópicos teóricos para o entendimento do foto-efeito lateral são apresentados neste capítulo. Inicialmente os tópicos sobre dinâmica de portadores de carga em semicondutores são abordados, como mobilidade dos portadores, correntes de deriva e difusão, além da equação da mobilidade. Os tópicos sobre junção p-n são apresentados em seguida, destacando a diferença de potencial na junção. O efeito fotovoltaico numa junção p-n também é apresentado. Na última seção é abordado o foto-efeito lateral que é o efeito físico por detrás do funcionamento dos sensores sensíveis à posição com base em junções p-n.

2.1 Dinâmica dos Portadores de Carga em Semicondutores

A dinâmica dos portadores de carga elétrica é fundamental para o funcionamento dos dispositivos semicondutores. Os principais fenômenos envolvidos são a criação dos pares elétron-buraco, sua recombinação e seus movimentos coletivos. O movimento coletivo dos portadores resulta em corrente elétrica, que é o principal mecanismo de transmissão de informação nos dispositivos. Nesta seção são apresentados o movimento de deriva, que é devido a um campo elétrico, e o movimento de difusão dos portadores de cargas, que é devido a um gradiente de concentração dos portadores. Em seguida, a equação da continuidade e alguns exemplos de geração e recombinação de portadores, além da injeção de portadores são apresentados.

2.1.1 Corrente de Deriva e Mobilidade dos Portadores

Quando um campo elétrico é aplicado ao semicondutor, elétrons e buracos se movimentam em sentidos opostos. Esse movimento é lento e da velocidade média dos portadores calcula-se a corrente de deriva. Simultaneamente, existe um movimento rápido e aleatório que é devido à agitação térmica. Como os elétrons e buracos têm cargas opostas, ambos contribuem para a densidade de corrente no semicondutor que resulta da soma da densidade de corrente de cada tipo de portador. A expressão que relaciona a densidade de corrente e o campo elétrico é a conhecida lei de Ohm. Para os buracos e elétrons, respectivamente, a lei de Ohm é:

$$\vec{J}_p = \sigma_p \vec{\mathcal{E}} \quad (2.1)$$

$$\vec{J}_n = \sigma_n \vec{\mathcal{E}} \quad (2.2)$$

onde \vec{J} representa a densidade de corrente, σ a condutividade, $\vec{\mathcal{E}}$ o campo elétrico e os subscritos n e p referem-se aos elétrons e aos buracos respectivamente. Todo o desenvolvimento a seguir pode ser escrito tomando a resistividade, já que ela é o valor recíproco da condutividade, i.e., $\rho = 1/\sigma$.

A condutividade pode ser descrita em termos da mobilidade do portador de carga, por exemplo, para o elétron tem-se:

$$\sigma_n = qn\mu_n \quad (2.3)$$

onde q é a carga do elétron ($1,6 \times 10^{-19} C$), n a concentração de elétrons e μ_n sua mobilidade no material. Expressão similar pode ser obtida para os buracos trocando o subscrito n por p. A mobilidade depende fortemente da temperatura e da concentração de impurezas. A Figura 2.1 mostra as mobilidades μ_n e μ_p versus concentração de impurezas a temperatura ambiente (300 K) para o silício. A Figura 2.2 mostra o efeito da temperatura sobre a mobilidade dos elétrons em silício tipo-n para algumas concentrações de impurezas. Quando a concentração de impurezas é aumentada, maior será a quantidade de colisões entre elas e os portadores. Já com o aumento da temperatura, aumenta-se a quantidade de fônons (vibrações quantizadas da rede) que espalham os portadores de carga.

A densidade de corrente total no material, então é dada por:

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p = (\sigma_n + \sigma_p) \vec{\mathcal{E}}, \quad (2.4)$$

portanto, considerando a equação (2.3) e sua versão para os buracos, a condutividade total pode ser escrita como

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p). \quad (2.5)$$

O campo elétrico, que estabelece a corrente de deriva, é dado por menos o gradiente do potencial elétrico φ , i.e., $\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi$.

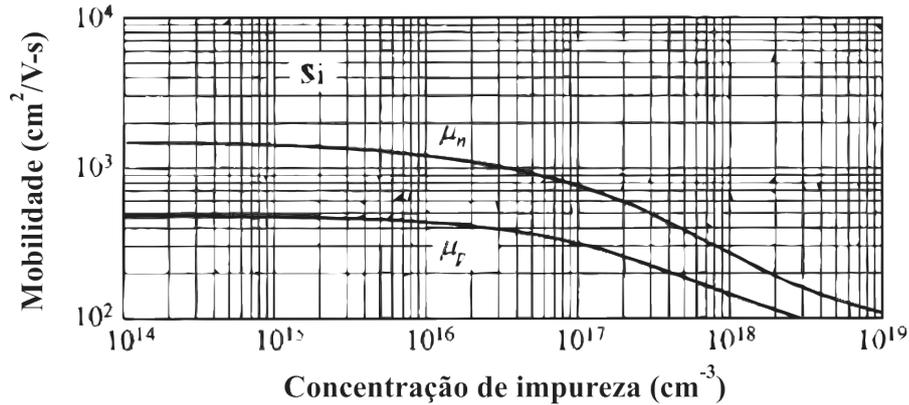


Figura 2.1 Mobilidade no silício a 300 K em função da concentração de impurezas (adaptada de [27]).

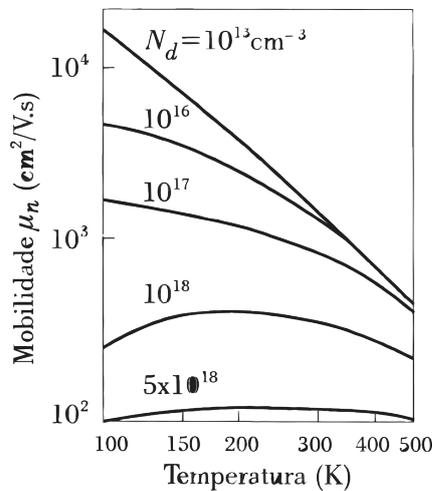


Figura 2.2 Mobilidade dos elétrons no silício em função da temperatura (adaptada de [28]).

2.1.2 Corrente de Difusão

Quando um fluxo homogêneo de fótons, com energia suficiente para criar portadores, incide sobre a área total de uma superfície de um semiconductor, são gerados portadores de maneira uniforme no material, dessa forma não há gradiente de concentração de portadores na direção paralela à superfície de incidência, pois o excesso de portadores nessa direção é

uniforme em todo o material. Apenas essa direção será tomada para melhor entender o fenômeno. Porém, se essa luz incide numa área menor do que a superfície em questão, haverá um fluxo dos portadores da região de maior concentração para aquelas de menor concentração. Este movimento é a chamada difusão e como se trata de portadores de carga elétrica, tal movimento gera uma corrente elétrica chamada corrente de difusão. De forma geral, o movimento de difusão ocorre quando há um processo de geração de portadores não-uniforme no semiconductor. O processo de geração de portadores por luz será abordado em detalhe mais adiante.

O fluxo de portadores é governado pela primeira lei de Fick. Tomando os buracos como exemplo, tem-se para uma dimensão:

$$\left. \frac{dp}{dt} \right|_x = -D_p \frac{dp}{dx}, \quad (2.6)$$

onde $p = p(x,t)$ é a concentração de buracos em excesso do equilíbrio e $D_p = \bar{l}^2 / 2\tau$ é o coeficiente de difusão dos buracos; \bar{l} é o livre caminho médio (distância percorrida por um buraco entre duas colisões sucessivas) e τ o tempo médio entre duas colisões sucessivas. A parte direita da equação (2.6) nada mais é do que a densidade de corrente para os buracos, J_p , dividida pela carga eletrônica, q . Dessa forma a densidade de corrente pode ser escrita na forma:

$$J_p = -qD_p \frac{dp}{dx}. \quad (2.7)$$

No caso geral, onde há variação da concentração em três dimensões espaciais, a equação (2.7) torna-se:

$$\vec{J}_p = -qD_p \vec{\nabla} p. \quad (2.8)$$

A equação da difusão dos elétrons é similar, mas como o elétron tem carga negativa a expressão torna-se:

$$\vec{J}_n = qD_n \vec{\nabla} n. \quad (2.9)$$

Se simultaneamente, os portadores estão em movimento de deriva e em movimento de difusão, a densidade de corrente é dada pela soma dessas duas componentes, equações (2.1) e (2.8) para os buracos e equações (2.2) e (2.9) para os elétrons, com a substituição da condutividade em função da mobilidade, respectivamente para os buracos e elétrons tem-se:

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{E} - qD_p \vec{\nabla} p \quad (2.10)$$

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{E} + qD_n \vec{\nabla} n, \quad (2.11)$$

sendo a corrente total no semiconductor igual a

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p. \quad (2.12)$$

Uma expressão importante, que relaciona o coeficiente de difusão com a mobilidade, é a relação de Einstein. Considerando um semiconductor tipo-p com concentração de buracos em excesso e não-uniforme, a relação de Einstein é obtida quando a corrente total para este tipo de portador é nula, em outras palavras, quando as componentes da densidade de corrente, deriva e difusão, são iguais. A relação de Einstein é dada por:

$$D_p = \frac{k_B T}{q} \mu_p. \quad (2.13)$$

Similarmente para semicondutores tipo-n, tem-se:

$$D_n = \frac{k_B T}{q} \mu_n. \quad (2.14)$$

À temperatura ambiente, 300 K, $k_B T / q = 0,0259 \text{ V}$, logo o coeficiente de difusão é obtido diretamente da mobilidade.

2.1.3 Equações da Continuidade

Considerando um volume dentro de um material qualquer, da equação da continuidade

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F} = 0 \quad (2.15)$$

interpreta-se que a taxa de variação da quantidade, f , de certo elemento de volume diferencial, corresponde ao fluxo, \vec{F} , dessa quantidade através das paredes do volume. Se não há variação de f dentro do volume, a equação da continuidade pode ser escrita na forma:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{F} = 0. \quad (2.16)$$

Para os semicondutores, além da quantidade de portadores existente no material, é considerada a geração e a recombinação de portadores dentro do volume analisado. Mais precisamente é considerada a diferença entre a taxa de geração e a taxa de recombinação de portadores dentro do volume. Portanto, as equações da continuidade referentes aos buracos e aos elétrons são respectivamente:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_p - R_p - \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_n - R_n + \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n \quad (2.18)$$

onde G_p e G_n são as taxas de geração dos buracos e dos elétrons respectivamente (geralmente dada em $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$). Para a injeção baixa, onde o excesso de portadores é menor que os portadores majoritários, as taxas de recombinações para os buracos e elétrons, respectivamente, podem ser escritas assim:

$$R_p = \frac{\Delta p}{\tau_p} \quad (2.19)$$

$$R_n = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad (2.20)$$

onde Δp e Δn são os excessos de concentração de portadores minoritários em materiais tipo-p e tipo-n respectivamente, e τ_p e τ_n são os respectivos tempos de vida desses portadores.

2.1.4 Exemplos de Aplicações da Equação da Continuidade em casos de Fotogeração

2.1.4.1 Decaimento do excesso de portadores com o tempo

Considera-se um semiconductor tipo-n, cuja espessura é menor que o comprimento de absorção da luz, $1/\alpha$ (α é o coeficiente de absorção da luz dado por $I(x) = I_0 \exp(-\alpha x)$, discutido em maior detalhe na seção 2.2.3). O material é iluminado com luz no qual são gerados pares elétron-buraco uniformemente com uma taxa de geração G_p (Figura 2.3(a)). Por ter uma geração uniforme, não há gradiente de concentração dos portadores na direção x , portanto, $\partial p_n / \partial x = 0$. Dessa forma a equação (2.17), para uma dimensão torna-se:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = G_p - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} \quad (2.21)$$

onde p_{n0} é a concentração de buracos no equilíbrio. No estado estacionário, $\partial p_n / \partial t = 0$, então

$$p_n - p_{n0} = \tau_p G_p = \text{constante} . \quad (2.22)$$

Agora, considera-se que a luz é interrompida e esse ponto é tomado como referência, no qual $t = 0$. A partir daqui não há geração de portadores, portanto, a equação (2.17) torna-se:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} . \quad (2.23)$$

Como $p_{n0}' = p_n(t=0) = p_{n0} + \tau_p G_p$, da equação (2.22), e $p_n(t \rightarrow \infty) = p_{n0}$, a solução de (2.23) é dada por

$$p_n(t) = p_{n0} + \tau_p G_p \exp(-t/\tau_p) . \quad (2.24)$$

Esta variação temporal de p_n é mostrada na Figura 2.3(b).

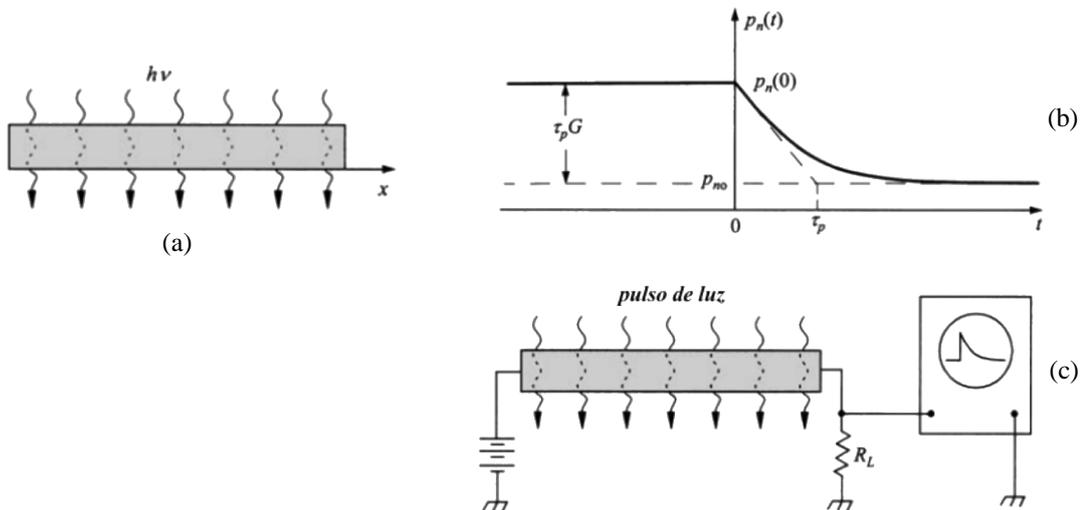


Figura 2.3 Decaimento de portadores foto-excitados. (a) Amostra tipo-n sob iluminação constante e uniforme. (b) Decaimento dos portadores minoritários, neste caso buracos, com o tempo. (c) Configuração experimental para medir o tempo de vida dos portadores minoritários (adaptada de [27]).

Este exemplo apresenta a ideia principal do método de Stevenson e Keyes para medir o tempo de vida dos portadores minoritários [27]. A Figura 2.3(c) mostra um esquema para o experimento. O excesso de portadores gerados uniformemente através da amostra pelo pulso de luz causa um aumento momentâneo da condutividade e da corrente. Depois da luz ser desligada, o decaimento desta fotocondutividade pode ser observada através de um osciloscópio que monitora a tensão através do resistor R_L , de onde pode-se extrair o tempo de vida dos portadores.

2.1.4.2 Injeção Constante a partir de um Lado do Semicondutor

Considera-se um semicondutor tipo-n semi-infinito, como sugere a Figura 2.4(a). Tendo uma das suas superfícies irradiada por luz cuja profundidade de penetração (α^{-1}) no material é muito próxima da superfície, em outras palavras, os fótons da luz têm energia suficiente para criar pares elétron-buraco apenas na região muito próxima daquela superfície. Dessa forma, haverá um gradiente de concentração para dentro do material. Se não há tensão aplicada, o campo elétrico é zero, $\mathcal{E} = 0$, e considerando o estado estacionário, a equação (2.17), para uma dimensão fica:

$$0 = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}. \quad (2.25)$$

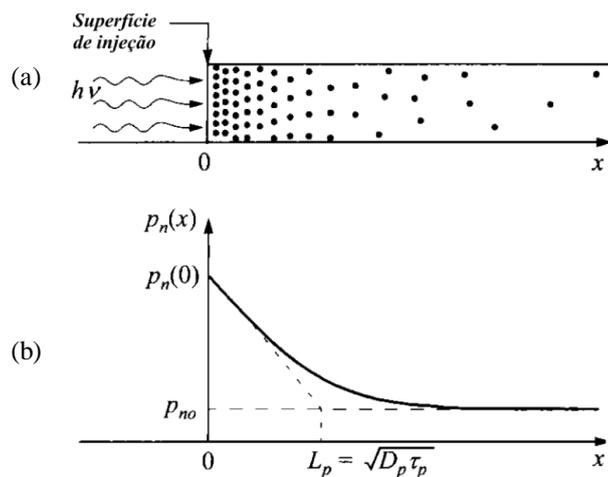


Figura 2.4 Injeção de portadores no estado estacionário a partir de um lado de uma amostra semi-infinita (adaptada de [27]).

Dessas condições têm-se $p_n(x=0) = \text{constante}$, dependendo do nível da injeção, e $p_n(x \rightarrow \infty) = p_{n0}$. Logo, chega-se à solução:

$$p_n(x) = p_{n0} + [p_n(0) - p_{n0}] \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) \quad (2.26)$$

onde, $L_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ é o comprimento de difusão para os buracos e τ_p é o tempo de vida dos buracos.

2.1.4.3 Deriva, Difusão e Recombinação Simultânea de Portadores em Excesso

Nos exemplos anteriores, a variação dos portadores injetados foi analisada em função do tempo e em função da distância, porém separadamente. Neste exemplo, a variação dos portadores em excesso será analisada em função do tempo e da distância simultaneamente. Considera-se um pulso de luz que gera excesso de portadores num semiconductor tipo-n, como sugere a Figura 2.5a. Depois do pulso ($G_p = 0$) e considerando que não está sendo aplicada tensão alguma ($\mathcal{E} = 0$), a equação (2.17) torna-se:

$$\frac{\partial p_n}{\partial t} = -\frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2}. \quad (2.27)$$

Sua solução é dada por

$$p_n(x, t) = p_{n0} + \frac{N'}{\sqrt{4\pi D_p t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4D_p t} - \frac{t}{\tau_p}\right) \quad (2.28)$$

onde N' é o número de pares elétron-buraco gerados inicialmente por unidade de área.

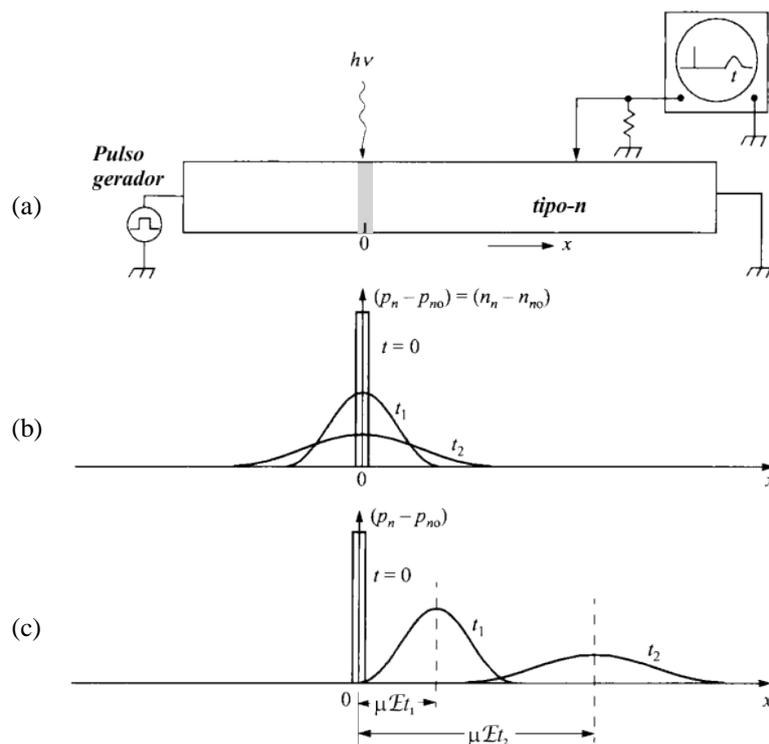


Figura 2.5 Difusão de portadores no estado estacionário e transiente depois de um pulso de luz localizado. (a) Configuração experimental. (b) Sem campo elétrico aplicado. (c) Com campo elétrico aplicado (adaptada de [27]).

A Figura 2.5b mostra a evolução dos portadores de carga a partir do ponto da injeção devido à difusão. No processo também há recombinação dos portadores, que é caracterizada pela diminuição da área sob a curva com o passar do tempo. Agora, se uma diferença de potencial é aplicada ao longo da amostra, i.e., um campo elétrico é aplicado, a solução é a mesma, porém, substituindo x por $(x - \mu_p \mathcal{E}t)$. Isto indica que a evolução dos portadores continua como antes (portadores difundindo-se e recombinando-se), mas movendo-se em conjunto com velocidade de deriva $\vec{v}_d = \mu_p \vec{\mathcal{E}}$, como indica a Figura 2.5c.

2.2 Junção p-n

Na tecnologia de sensores ópticos sensíveis à posição, a junção p-n é o elemento ativo mais utilizado na formação desse tipo de dispositivo. Wallmark [16], um dos precursores dessa tecnologia, define uma junção semicondutora que apresenta o foto-efeito lateral para funcionamento do dispositivo como sendo uma transição entre duas camadas de semicondutor. Essas camadas podem ter o mesmo tipo de portadores de carga, porém com condutividades diferentes. Nesta seção, os conceitos de uma junção p-n importantes para o entendimento do efeito lateral são apresentados, além do foto-efeito transversal à junção.

2.2.1 A barreira de Potencial em uma Junção p-n

Para facilitar o entendimento dos conceitos e o funcionamento de uma junção p-n, considera-se a formação da junção pela união de um semicondutor tipo-p a um semicondutor tipo-n, ambos feitos do mesmo tipo de material, por exemplo, silício ou germânio. Esses semicondutores estão em equilíbrio quando o nível de Fermi encontra-se plano em todo o material.

Para um semicondutor tipo-n em equilíbrio, usando a equação (2.11) e considerando que o diagrama de energia representa a energia potencial do elétron, a densidade de corrente em uma direção pode ser dada em função do gradiente do nível de Fermi:

$$J_n = \mu_n n \frac{\partial E_F}{\partial x}. \quad (2.29)$$

Como no equilíbrio $J_n = 0$, então

$$\frac{\partial E_F}{\partial x} = 0. \quad (2.30)$$

De onde nota-se que o nível de Fermi deve ser constante, i.e., plano em todo o material, quando este está em equilíbrio. A Figura 2.6(b) mostra os diagramas de bandas de energia dos semicondutores tipo-n e tipo-p isolados e da junção p-n formada (Figura 2.6(e)). Nota-se que há um encurvamento das bandas de condução e de valência no sentido do semiconductor-p para o semiconductor-n. Este encurvamento da banda indica que a energia do elétron é maior no lado p do que no lado n. De forma equivalente, o potencial eletrostático é maior no lado n do que no lado p, tendo em vista que o potencial é encontrado dividindo a energia por $-q$.

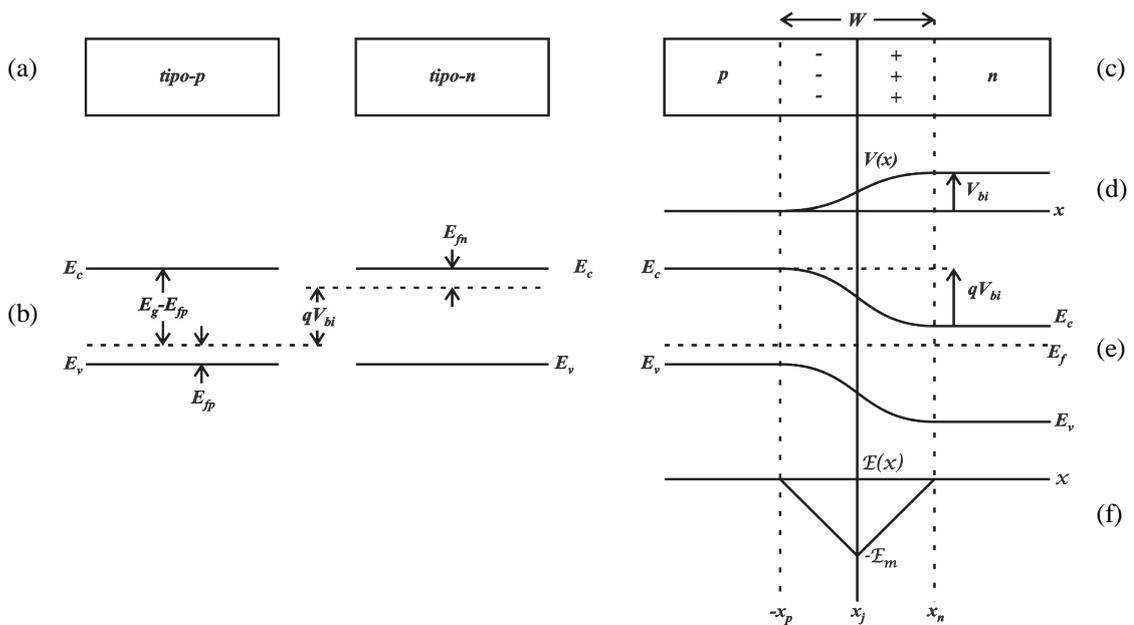


Figura 2.6 (a) Semicondutores tipo-p e tipo-n isolados. (b) Diagrama de bandas de energias dos semicondutores tipo-p e tipo-n isolados em equilíbrio. Junção p-n em equilíbrio: (c) Esquema mostrando as regiões n e p da junção, a região de depleção W e suas bordas. (d) Diagrama do potencial. (e) Diagrama de bandas de energia. (f) Diagrama do campo elétrico (adaptada de [29])

Para o alinhamento do nível de Fermi entre os lados da junção, elétrons do semiconductor tipo-n devem se transferir para o semiconductor tipo-p e os buracos devem fazer o caminho inverso. Nesses movimentos, os elétrons deixam no lado n da junção certa quantidade de doadores ionizados positivamente e os buracos deixam no lado p certa quantidade de aceitadores ionizados negativamente. Esses íons que estão fixados na rede produzem um campo elétrico interno no sentido do lado n para o lado p, conseqüentemente

um potencial surge através da junção, que é dado pela altura do encurvamento no diagrama de bandas. Esse potencial é chamado de potencial de contato ou barreira de potencial. A região que engloba as cargas espaciais descobertas, i.e., impurezas ionizadas em ambos os lados da junção é chamada de região de depleção, já que idealmente é uma região desprovida de cargas livres (elétrons e buracos), devido à ação sobre elas do campo elétrico gerado pelas cargas fixas. A região de depleção pode ser entendida como a região que engloba as cargas espaciais descobertas no processo de nivelamento do nível de Fermi através da junção.

A Figura 2.6(c) mostra um esboço de uma junção p-n em equilíbrio com a camada de depleção de largura W . A posição da junção metalúrgica é denotada por x_j , a fronteira da região de depleção no lado n por x_n e no lado p por $-x_p$. Ainda é mostrada a barreira de potencial V_{bi} (Figura 2.6(d)) e o correspondente diagrama de energia (Figura 2.6(e)). A barreira de potencial, como pode ser notada na Figura 2.6, é a altura do encurvamento das bandas de energia, que é dado pelo desnível dos níveis de Fermi dos semicondutores tipos -p e -n isolados, como indica a Figura 2.6(b). Portanto, pode-se escrever para a barreira de potencial:

$$qV_{bi} = E_g - E_{fp} - E_{fn}, \quad (2.31)$$

onde E_{fp} e E_{fn} são a posição dos níveis de Fermi nos lados p e n da junção, respectivamente, conforme a Figura 2.6. Se n_{n0} é a concentração de elétrons no lado n e p_{p0} a concentração de buracos no lado p da junção em equilíbrio, pode ser mostrado que:

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{n_{n0} p_{p0}}{n_i^2} \right). \quad (2.32)$$

Ou, se a lei de ação das massas ($n_0 p_0 = n_i^2$, onde n_i é a concentração dos portadores intrínsecos) for considerada, pode-se obter o potencial de contato das expressões:

$$V_{bi} = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{n_{n0}}{n_{p0}} \right) = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{p_{p0}}{p_{n0}} \right). \quad (2.33)$$

O campo elétrico gerado através da junção pode ser obtido resolvendo a equação de Poisson, tendo em vista que $\vec{\mathcal{E}} = -\vec{\nabla}V$. Em uma dimensão a equação de Poisson para a junção pode ser escrita da seguinte forma:

$$-\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_s} \left[p(x) - n(x) + N_D^+(x) - N_A^-(x) \right] \quad (2.34)$$

onde ϵ_s é a constante dielétrica. Na resolução de (2.34), as concentrações dos portadores livres é assumida ser zero na região de depleção, devido à ação do campo elétrico que “varre” os elétrons e buracos daquela região. Esta é a chamada aproximação de depleção. Portanto, ambas as concentrações $p(x)$ e $n(x)$ são tomadas como zero na região de depleção. Se ainda, para a camada de depleção, for assumido que no lado p da junção apenas encontram-se aceitadores ionizados e no lado n apenas doadores ionizados, então (2.34) para o lado n da região de depleção torna-se

$$-\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{qN_D}{\epsilon_s}, \quad 0 \leq x \leq x_n. \quad (2.35)$$

Similarmente para o lado p da camada de depleção, tem-se:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{qN_A}{\epsilon_s}, \quad -x_p \leq x \leq 0. \quad (2.36)$$

Integrando uma vez ambas as equações (2.35) e (2.36) encontra-se as expressões do campo elétrico na camada de depleção:

$$\mathcal{E}(x) = \frac{qN_D(x - x_n)}{\epsilon_s}, \quad 0 \leq x \leq x_n, \quad (2.37)$$

$$\mathcal{E}(x) = -\frac{qN_A(x + x_p)}{\epsilon_s}, \quad -x_p \leq x \leq 0. \quad (2.38)$$

Como esperado, nota-se que nas fronteiras da região de depleção $x = x_n$ e $x = -x_p$ o campo vai a zero nas equações (2.37) e (2.38), respectivamente. Em $x = 0$, o ponto da junção metalúrgica, os campos dados pelas equações acima devem ser iguais. Dessa condição encontra-se a relação:

$$N_A x_p = N_D x_n, \quad (2.39)$$

que implica que a quantidade de cargas descobertas no lado p da junção deve ser igual à quantidade de cargas descobertas do lado n da junção.

A largura da região de depleção pode ser encontrada integrando-se o campo elétrico em relação a x ou diretamente ao se considerar que a área sob a curva do campo elétrico é numericamente igual à barreira de potencial. Reconhecendo que $W = x_n + x_p$ e usando a equação (2.39), encontra-se a expressão:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s V_{bi}}{q} \frac{(N_A + N_D)}{N_A N_D}}. \quad (2.40)$$

A Figura 2.6(f) mostra o diagrama do campo elétrico na junção.

2.2.2 Polarização e Densidade de Corrente em uma Junção p-n

Na formulação do fluxo de corrente através da junção são levadas em conta as seguintes considerações: (1) a região de depleção W é abrupta, fora dela os semicondutores são considerados neutros; (2) é tomada a aproximação da distribuição de Boltzmann; (3) baixa injeção de portadores, a concentração de portadores minoritários injetados é menor que a concentração dos portadores majoritários; e (4) não ocorre geração de portadores na camada de depleção. A aproximação de Boltzmann ($E - E_F \gg k_B T$) é usada no desenvolvimento das expressões para as concentrações dos portadores de carga n e p nos semicondutores intrínsecos. Esta aproximação diz que o semicondutor é não degenerado, o que implica que o nível de Fermi está dentro da banda proibida do semicondutor.

Quando uma diferença de potencial V_a é aplicada numa junção p-n seu equilíbrio é alterado resultando numa corrente, cujo sentido é determinado pelo sentido da tensão aplicada. V_a aparece inteiramente na região de carga espacial devido a ausência de portadores de carga nessa região, em outras palavras, a região de depleção tem resistência muito alta em relação as regiões neutras dos semicondutores. Quando a tensão é aplicada no sentido do lado-p para o lado-n da junção, a barreira de potencial V_{bi} é diminuída de V_a , i.e., a barreira de potencial passa a ter o valor de $V_{bi} - V_a$. Neste caso diz-se que a junção está polarizada diretamente. Por outro lado, se a tensão é aplicada do lado-n para o lado-p a barreira de potencial na junção aumenta de V_a , i.e., seu valor passa a ser $V_{bi} + V_a$, neste caso tem-se polarização reversa. Isso implica dizer que a corrente em uma junção p-n na polarização direta é maior que na polarização reversa. Como o valor do potencial interno da junção é alterado, o campo elétrico e a espessura da junção também são alterados. Para achar o valor da espessura W basta substituir V_{bi} na equação (2.40) por $V_{bi} - V_a$ ou $V_{bi} + V_a$, dependendo do caso de polarização.

Considerando a polarização direta, os buracos no lado-p e os elétrons no lado-n, aqui ambos são portadores majoritários, se movem por deriva enquanto estiverem nas regiões neutras do semicondutor. Portanto, a corrente é predominantemente de deriva nessas regiões e é dominada pelos portadores majoritários. Aqueles buracos que chegam à fronteira, entre o lado-p e a região de depleção, possuindo energia cinética perpendicular ao plano da junção

maior que a barreira de potencial, que neste caso é $V_{bi} - V_a$, difundem através da região de depleção e são injetados no lado-n, onde são portadores minoritários e obedecem as equações discutidas na seção 2.1.4.2. Similarmente acontece com os elétrons do lado-n da junção. Como não há geração, nem recombinação de portadores na região de depleção, a corrente total que atravessa a junção pode ser determinada pelos fluxos dos portadores minoritários através da junção, os quais são constantes naquela região. Portanto, a corrente de difusão dos buracos e a corrente de difusão dos elétrons são constantes na camada de depleção e a soma delas dá a corrente total que atravessa a junção. O perfil da concentração dos portadores minoritários, o perfil da corrente dos elétrons e dos buracos e a corrente total da junção são mostrados na Figura 2.7. A densidade de corrente de uma junção p-n é dada por:

$$J = J_p + J_n = J_s \left[\exp\left(\frac{qV_a}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (2.41)$$

$$J_s \equiv \frac{qD_p p_{n0}}{L_p} + \frac{qD_n n_{p0}}{L_n}. \quad (2.42)$$

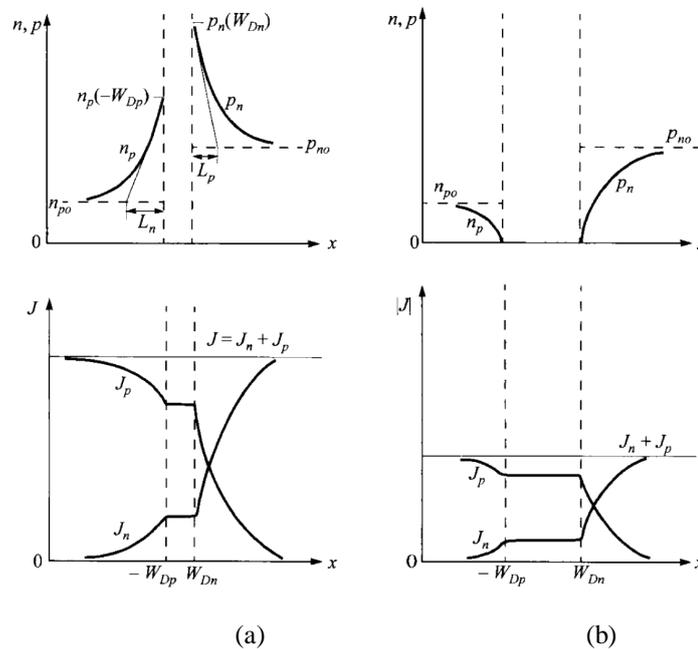


Figura 2.7 Perfil de distribuição de portadores minoritários e densidade de corrente (ambos são *plots* lineares) para (a) polarização direta e (b) polarização reversa (adaptada de [27]).

A equação (2.41) é a conhecida equação de Shockley, que é a equação do diodo ideal. Com tensão reversa, V_a negativo, a exponencial é muito menor que a unidade, dessa forma J tende a $-J_s$, por esse motivo J_s é chamada de corrente de saturação reversa. Para obter a

expressão da corrente é necessário apenas dividir (2.41) pela área da seção transversal da junção. A Figura 2.8 mostra a característica corrente-tensão (I-V) para uma junção p-n ideal.

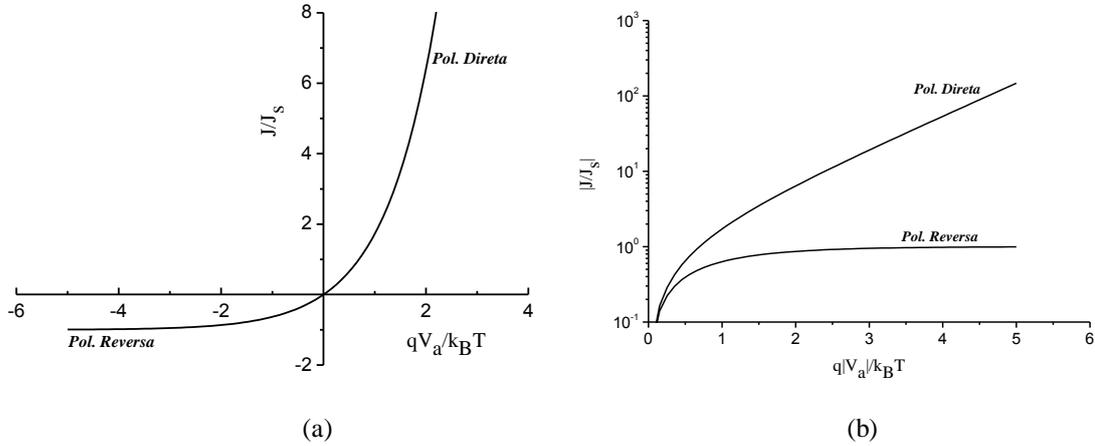


Figura 2.8 Características ideais corrente-tensão de uma junção p-n em polarização direta e reversa. (a) *Plot* linear. (b) *Plot* semilog (adaptada de [27]).

2.2.3 Foto-efeito Transversal em uma Junção p-n

Conforme mencionado anteriormente, a capacidade de um material de absorver luz pode ser dada pelo coeficiente de absorção α , que caracteriza a taxa de decaimento da intensidade da luz à medida que ela penetra no material. Incorporando a refletividade da superfície do material, a variação da intensidade da luz ao longo da direção x de penetração é dada por

$$I(x) = I_0(1-R)\exp(-\alpha x), \quad (2.43)$$

onde I_0 é a intensidade da radiação que incide na superfície do material e R é a refletividade na interface ar/material com incidência normal. R representa a fração da luz refletida pela interface e é dada por:

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \quad (2.44)$$

onde $n = n_r - ik_e$ é o índice de refração complexo que caracteriza os meios nos quais a potência da luz diminui a medida que ela penetra no material. n_r é a parte real do índice e determina a velocidade de propagação da luz no meio e k_e , chamado de coeficiente de amortecimento ou coeficiente de extinção, é a parte imaginária que determina o coeficiente de

absorção α . De (2.43) nota-se que a unidade de α é o inverso da unidade de distância. Seu recíproco, $\Lambda \equiv \alpha^{-1}$, é a distância característica de decaimento da intensidade da onda ou profundidade de penetração da luz. O coeficiente de absorção é fortemente dependente do comprimento de onda da luz, como mostra a Figura 2.9 para vários semicondutores utilizados na fabricação de fotodetectores. Para a região do visível Si e GaAs são os melhores materiais para a foto-deteccção.

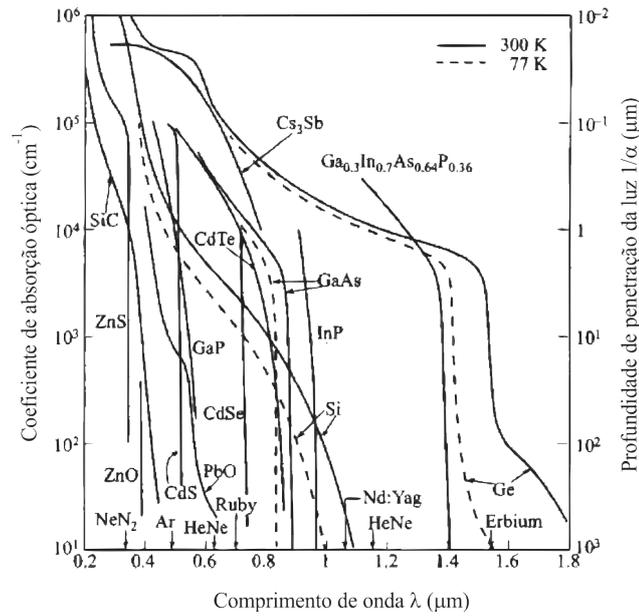


Figura 2.9 Coeficientes de absorção óptica para vários materiais de fotodetectores. Alguns comprimentos de onda de laser são indicados (adaptada de [27]).

Para um semicondutor cuja espessura d é muito maior que a profundidade de penetração da luz Λ e considerando que a radiação incidente de intensidade I_0 é absorvida, o número de fótons absorvidos por unidade de tempo e de área é $I_0 / \hbar \omega$. Como nem todo fóton absorvido gera um par elétron-buraco, define-se a eficiência quântica η , como a razão entre o número de pares gerados e o número de fótons absorvidos. Dessa forma, a taxa de geração de portadores é

$$g = \frac{\eta I_0}{\hbar \omega d}, \quad (2.45)$$

que é o número de pares elétron-buraco criados por unidade de volume e por unidade de tempo.

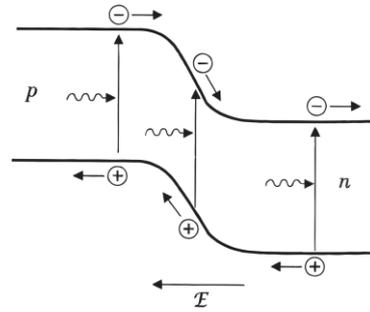


Figura 2.10 Ilustração do processo de criação de pares elétron-buraco por absorção de fótons na região de depleção de uma junção p-n (adaptada de [28]).

Considera-se uma junção p-n com a espessura do lado-p menor que α^{-1} . Uma radiação, cujo comprimento de onda $\lambda < \lambda_g$, incidindo no lado-p gera pares elétron-buraco na região de depleção e nas regiões neutras, como sugere a Figura 2.10. Os portadores gerados na camada de depleção são separados pela ação do campo elétrico e levados para fora, com elétrons indo para o lado-n e buracos para o lado-p, ambos contribuem para a chamada corrente foto-gerada I_f . Os portadores minoritários gerados nas regiões neutras que estão dentro de uma distância da ordem do comprimento de difusão (L_p e L_n), em relação à borda da região de depleção, também podem contribuir para a foto-corrente, já que eles têm uma grande probabilidade de se difundirem para a região de depleção sem sofrer recombinação. Por outro lado, os pares foto-gerados longe da região de depleção se recombinam antes de chegar à camada de depleção, portanto, não contribuem para a corrente foto-gerada. Dessa forma, o volume efetivo que contribui na geração de pares é $d \cdot A \sim (W + L_p + L_n) \cdot A$, onde A é a área sob iluminação do dispositivo. Portanto, a corrente foto-gerada pode ser dada por

$$I_f = qgdA = \frac{q\eta I_0 A}{\hbar \omega} = \frac{q\eta P_f}{h\nu} \quad (2.46)$$

onde foi usada (2.45) e $P_f = I_0 A$ é a potência da luz incidente na área iluminada da junção.

Nota-se que I_f tem sentido contrário à corrente de polarização direta e tem mesmo sentido da corrente quando a junção está polarizada reversamente. Dessa forma a corrente total através da junção é dada por

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] - I_f. \quad (2.47)$$

O primeiro termo é chamado de corrente no escuro, pelo fato de seus portadores não serem gerados por absorção de fótons, e é dado por (2.41). A Figura 2.11 mostra as características

$I-V$ de uma junção p-n no escuro e sob iluminação, para dois valores de potência de luz ($P_2 > P_1$).

A variação na barreira de potencial na junção é encontrada de (2.47) e é dada por

$$V = \frac{k_B T}{q} \ln \left(\frac{I + I_f}{I_s} + 1 \right). \quad (2.48)$$

Se $I = 0$, tem-se a variação da barreira apenas devido aos portadores foto-gerados. Este é o modo fotovoltaico de operação de um fotodiodo. Quando $V = 0$ ou uma tensão reversa é aplicada nos terminais do fotodiodo, tem-se o modo fotocondutivo.

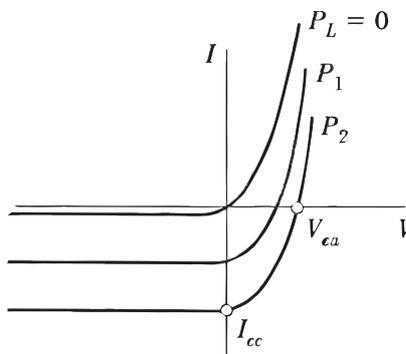


Figura 2.11 Característica corrente-tensão de uma junção p-n no escuro ($P_L=0$) e sob iluminação para dois valores de potência de luz ($P_2>P_1$) (adaptada de [28]).

2.3 O Foto-efeito Lateral

O efeito físico por detrás do funcionamento dos sensores ópticos sensíveis à posição, tendo a junção p-n como elemento ativo, é o foto-efeito lateral. Nesta seção é apresentada a teoria básica do foto-efeito lateral que leva à equação do efeito. As condições particulares do PSD sob potencial fraco e sob saturação também são apresentadas nesta seção.

2.3.1 A Equação de Luckovsky

A fim de ilustrar o processo físico do foto-efeito lateral, considera-se uma longa junção p-n irradiada por um feixe de diâmetro pequeno de luz monocromática com energia suficiente para criar pares elétron-buraco, porém o diâmetro é muito maior que o comprimento de difusão dos portadores minoritários, L_n , para a camada p, que será

iluminada. O processo de geração de portadores se dá como descrito na seção 2.2.3. Os elétrons e buracos separados na camada de depleção tornam-se portadores majoritários nas camadas de destino e cancelam parte da carga espacial. Conseqüentemente, a camada de depleção sob a região iluminada torna-se mais fina, como se essa região estivesse em polarização direta. Associado a esse efeito surge uma foto-tensão transversal dada por (2.48) com $I = 0$.

Nas regiões fora daquela iluminada, a região de carga espacial continua como no estado inicial, portanto, sem polarização direta, dessa forma, há uma diferença de potencial entre as regiões iluminada e não-iluminada. Esta diferença de potencial é a chamada foto-tensão lateral. Devido a esta diferença de potencial, elétrons na camada n fluem radialmente a partir da região iluminada diminuindo a barreira de carga espacial ao longo da junção. Semelhantemente acontecerá com os buracos na camada p. O potencial transversal diminui com o aumento da distância ao feixe de luz causando uma polarização direta tão suave quanto distante esteja da região iluminada.

Como tentativa de recuperar a barreira de potencial do estado de equilíbrio, um fluxo de corrente de cargas negativas começa a fluir da camada n para a camada p. Esta corrente consiste de elétrons sendo injetados no lado-p advindos do lado-n e buracos do lado-p sendo injetados no lado-n. Enquanto a fonte de geração de portadores, a luz incidente, estiver presente, a barreira não voltará à sua configuração de equilíbrio. No regime estacionário este fluxo de cargas injetadas, integrado sobre toda a área da junção, deve ser igual ao número total de pares elétron-buraco separados por segundo na região iluminada. Apenas esta condição de conservação de carga serve para determinar a foto-tensão transversal da junção quando iluminada uniformemente, enquanto que numa junção irradiada de maneira não uniforme é necessário considerar o fluxo lateral dos portadores de cargas separados, a fim de determinar a configuração da barreira no regime estacionário.

Por simplicidade, considera-se a camada p, camada resistiva, uniforme e altamente dopada que pode ser tomada como um plano equipotencial. A Figura 2.12 mostra um esquema do foto-efeito lateral para este caso com a foto-tensão lateral entre os contatos. A figura ainda sugere que quando o feixe está no centro da distância que separa os contatos, a tensão transversal sob eles serão iguais, o que ocasiona uma foto-tensão lateral nula. Isso indica que, no caso de tensão lateral nula, os portadores que vão para o lado esquerdo e os portadores que vão para o lado direito passam por resistências equivalentes, já que ambos causam a mesma variação da tensão transversal nos contatos de destino.

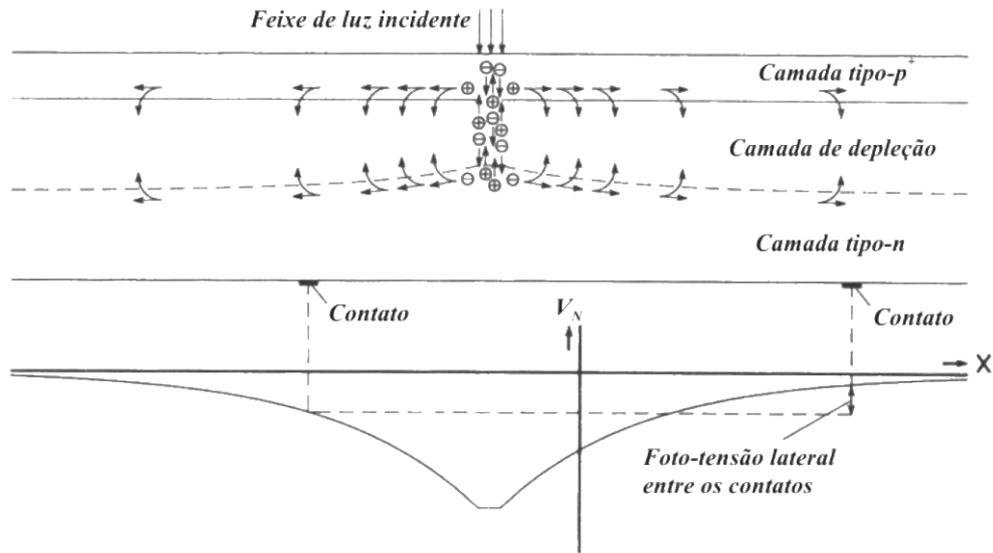


Figura 2.12 Esquema do foto-efeito lateral em um PSD unidimensional. A foto-tensão lateral é a diferença entre os potenciais na posição dos contatos (adaptada de [1]).

Para obter a expressão para a foto-tensão da junção como função das coordenadas paralelas ao plano da junção (coordenadas laterais), x e y conforme a Figura 2.13a, considera-se a equação da continuidade (2.16), para a qual não há variação na concentração dos portadores dentro do volume considerado. Dessa forma pode-se escrever:

$$\frac{\partial}{\partial x} J_x + \frac{\partial}{\partial y} J_y + \frac{\partial}{\partial z} J_z = 0, \quad (2.49)$$

onde J_i é a densidade de corrente na respectiva direção ($i = x, y, z$).

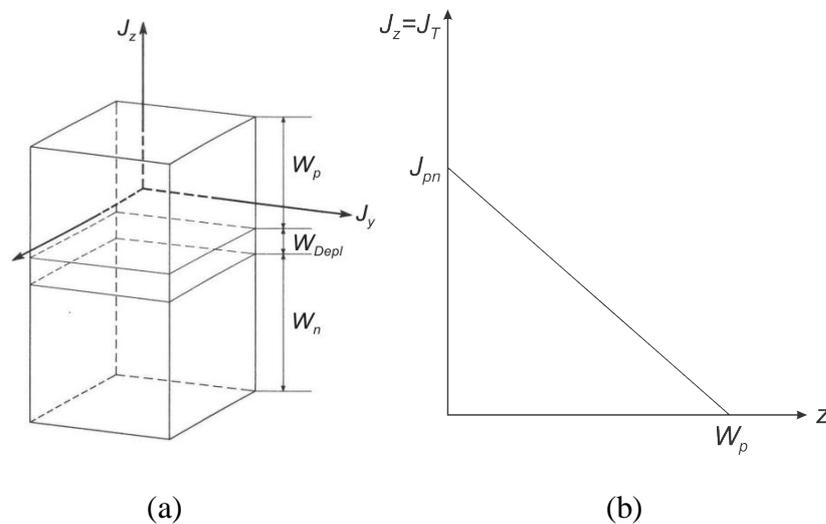


Figura 2.13 (a) Diagrama para uma região de junção p-n. (b) Densidade de corrente transversal, J_T , em função de z .

Considera-se a espessura da camada p, W_p , muito pequena em comparação com o comprimento e a espessura do dispositivo (junção p-n), dessa forma assume-se que as densidades de correntes paralelas ao plano da junção são uniformes na direção z , em outras palavras, a camada p da junção é uniforme. Logo, pode-se escrever, de acordo com Figura 2.13b:

$$\frac{\partial J_z}{\partial z} = -\frac{J_T}{W_p}, \quad (2.50)$$

onde J_T é a corrente transversal à junção, que é a corrente total através da junção. De (2.49) e (2.50), tem-se:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p = \frac{J_T}{W_p}, \quad (2.51)$$

onde J_p representa a densidade de corrente lateral na camada tipo-p, que pode ser escrita na forma da lei de Ohm

$$\vec{J}_p = -\sigma_p \vec{\nabla} \varphi, \quad (2.52)$$

aqui, φ , representa a variação de potencial transversal da junção, portanto, inclui tensão aplicada, se houver, e σ_p é a condutividade da camada p. De (2.51) e (2.52) obtém-se

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{1}{\sigma_p} \frac{J_T}{W_p} = -\rho_p \frac{J_T}{W_p}, \quad (2.53)$$

onde ρ_p é a resistividade da camada p. Considerando que a junção p-n é ideal e o tempo de viagem dos portadores na região de depleção é desprezível, J_T é dada por (2.47) transformada em densidade de corrente. Se adicionado o termo capacitivo, que leva em conta a capacitância da junção C_j por unidade de área, J_T , fica:

$$J_T = J_s \left[\exp\left(\frac{q\varphi}{k_B T}\right) - 1 \right] - J_f + \frac{\partial}{\partial t} (C_j \varphi). \quad (2.54)$$

Substituindo (2.54) em (2.53), chega-se à equação básica que descreve o foto-efeito lateral, conhecida como equação de Lucovsky, para a camada tipo-p:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho_p J_s}{W_p} \left[\exp\left(\frac{q\varphi}{k_B T}\right) - 1 \right] + \frac{\rho_p J_f}{W_p} - \frac{\rho_p}{W_p} \frac{\partial}{\partial t} (C_j \varphi). \quad (2.55)$$

Similarmente, obtém-se para a camada tipo-n:

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\rho_n J_s}{W_n} \left[\exp\left(\frac{q\varphi}{k_B T}\right) - 1 \right] - \frac{\rho_n J_f}{W_n} + \frac{\rho_n}{W_n} \frac{\partial}{\partial t} (C_j \varphi). \quad (2.56)$$

No estado estacionário, o termo capacitivo não aparece nas equações ficando na forma:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho_p J_s}{W_p} \left[\exp\left(\frac{q\varphi}{k_B T}\right) - 1 \right] + \frac{\rho_p J_f}{W_p} \quad (2.57)$$

$$\nabla^2 \varphi = \frac{\rho_n J_s}{W_n} \left[\exp\left(\frac{q\varphi}{k_B T}\right) - 1 \right] - \frac{\rho_n J_f}{W_n} \quad (2.58)$$

2.3.2 Casos Especiais: PSD sob Diferença de Potencial Pequeno e em Saturação

No caso de diferença de potencial pequeno $|\varphi| \ll \frac{k_B T}{q}$, as equações de Lucovsky

podem ser linearizadas. Considerando a equação (2.57), tem-se

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho_p J_s}{W_p} \left[1 + \frac{q\varphi}{k_B T} - 1 \right] + \frac{\rho_p J_f}{W_p}$$

ou fazendo algumas mudanças de variáveis:

$$\nabla^2 \varphi + \alpha_L^2 \varphi = g_f, \quad (2.59)$$

onde $\alpha_L \equiv \left(\frac{q\rho_p J_s}{W_p k_B T} \right)^{1/2}$ é o parâmetro de queda lateral de Lucovsky e $g_f \equiv \frac{\rho_p J_f}{W_p}$ a função

que representa o número de pares elétron-lacuna foto-gerados separados pela junção por unidades de tempo e área. Segundo Lucovsky, o foto-efeito lateral está extremamente ligado ao parâmetro de queda lateral. Quanto maior o valor de α_L , mais forte é o efeito lateral, sendo este nulo para $\alpha_L = 0$. Mas, como foi verificado em pesquisas posteriores [12,20] essa interpretação foi errônea e uma nova interpretação foi dada para o caso de $\alpha_L = 0$, que é o caso do dispositivo operando em saturação.

Para o caso do dispositivo operado em saturação, φ negativo e $|\varphi| \gg \frac{k_B T}{q}$, o termo exponencial da equação (2.57) tende a zero e pode ser desprezado. Dessa forma, a equação pode ser escrita na forma

$$\nabla^2 \varphi = g_s + g_f, \quad (2.60)$$

em que $g_s \equiv \frac{\rho_p J_s}{W_p}$. O foto-efeito lateral continua acontecendo neste caso, apesar de α não aparecer na equação. Agora o efeito não é dependente de α e é acentuado devido à tensão reversa.

No caso em que há dependência temporal a equação (2.55) pode ser escrita na forma:

$$\nabla^2 \varphi + \alpha^2 \varphi + \beta \frac{\partial \varphi}{\partial t} = g_f, \quad (2.61)$$

onde $\beta \equiv \frac{\rho_p C_j}{W_p}$ pode ser tomada como uma constante elementar do tempo por unidade de área. A equação (2.61) assume a forma da equação (2.59) quando se tem o caso estacionário.

CAPÍTULO 3

Metodologia de Fabricação do Dispositivo

Neste capítulo, inicialmente é apresentado o projeto do Sensor Múltiplo Sensível à Posição, daqui em diante frequentemente chamado de múltiplo PSD, com suas máscaras. Em seguida são apresentadas as etapas de limpeza e os processos tecnológicos envolvidos na fabricação do sensor. Em cada seção são descritos conceitos básicos do processo tecnológico correspondente e, em seguida, são apresentados os parâmetros usados na fabricação do dispositivo. Nas últimas duas seções, são apresentados o projeto da placa de circuito impresso e o método de solda utilizado na montagem do "chip" para a realização das medidas ópticas.

Para a fabricação do múltiplo PSD foram utilizadas lâminas de silício com as seguintes características:

- Czochralski
- Espessura: $279 \pm 25 \mu\text{m}$
- Diâmetro: 50 mm
- Orientação: $\langle 100 \rangle$
- Tipo/Dopante: n/PHOS
- Resistividade: 4-8 Ωcm

3.1 Projeto

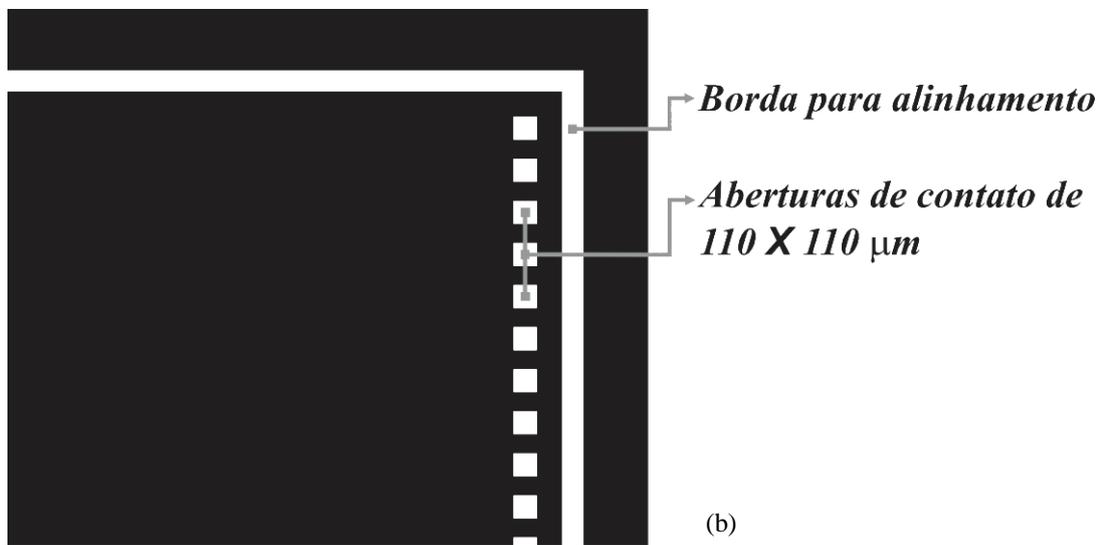
O Sensor múltiplo sensível à posição é formado por 64 PSDs unidimensionais separados por 50 μm em um único chip. Cada PSD consiste de uma junção p-n com área de 20 mm por 150 μm , e dois contatos de 150 por 150 μm em cada extremidade. Para a

fabricação do múltiplo PSD foram usadas três máscaras litográficas, fabricadas em fotolito. A primeira fotolitografia definiu as regiões abaixo dos contatos para dopagem p^+ através de implantação de alta dose de boro (10^{15} cm^{-2}), a fim de formar contatos ôhmicos. Na máscara, mostrada na Figura 3.1, os quadrados em branco são as áreas dos contatos e a borda em volta é usada para alinhamento das máscaras seguintes. A segunda máscara, Figura 3.2, grava as regiões tipo-p dos PSDs, cuja dopagem é feita com implantação iônica de baixa dose de boro (10^{13} cm^{-2}), a fim de formar a camada resistiva. A máscara para a camada resistiva é alinhada ao padrão transferido dos contatos de tal forma que os contatos ficam centralizados nas extremidades das camadas resistivas. A terceira máscara é usada depois da deposição de alumínio. Ela define a forma dos contatos de alumínio em cada PSD. A Figura 3.3 mostra a máscara de definição dos contatos.

As máscaras foram pensadas para terem seus padrões transferidos para um fotoresiste positivo. Elas foram impressas em fotolito devido à inexistência no Brasil de equipamento de fabricação de máscaras profissionais.

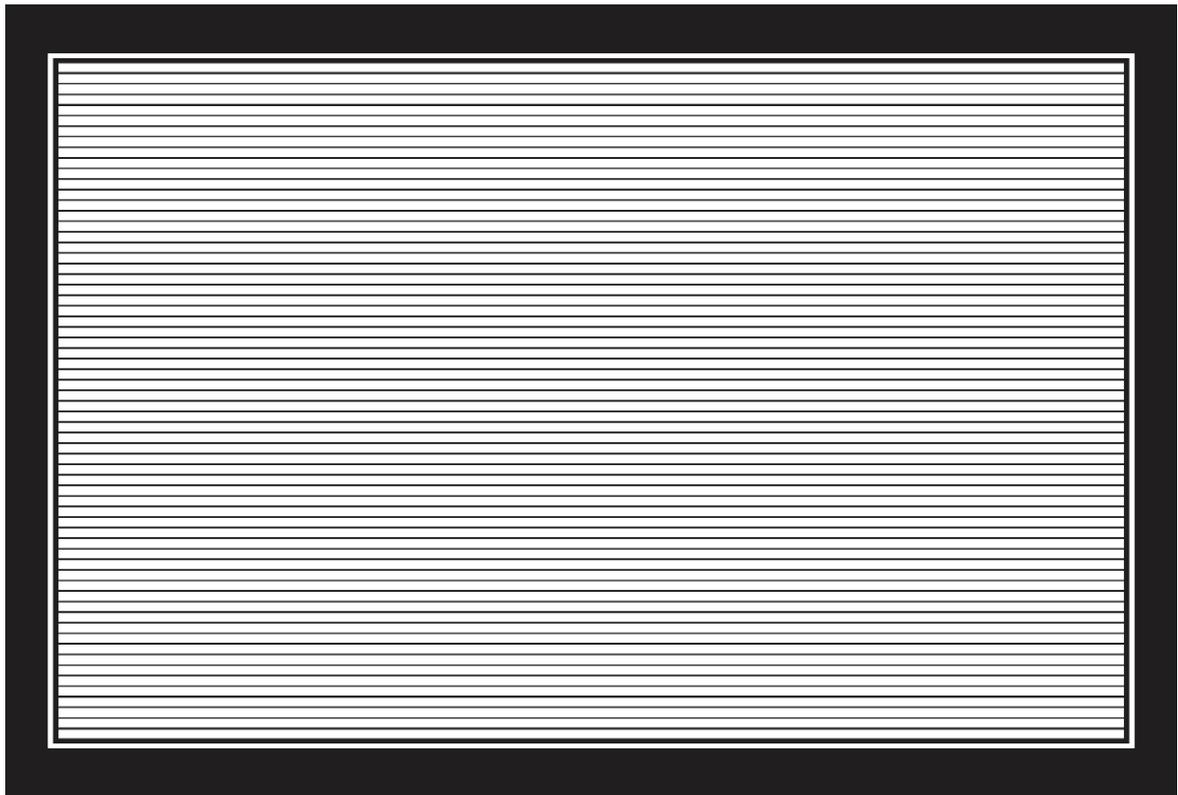


(a)

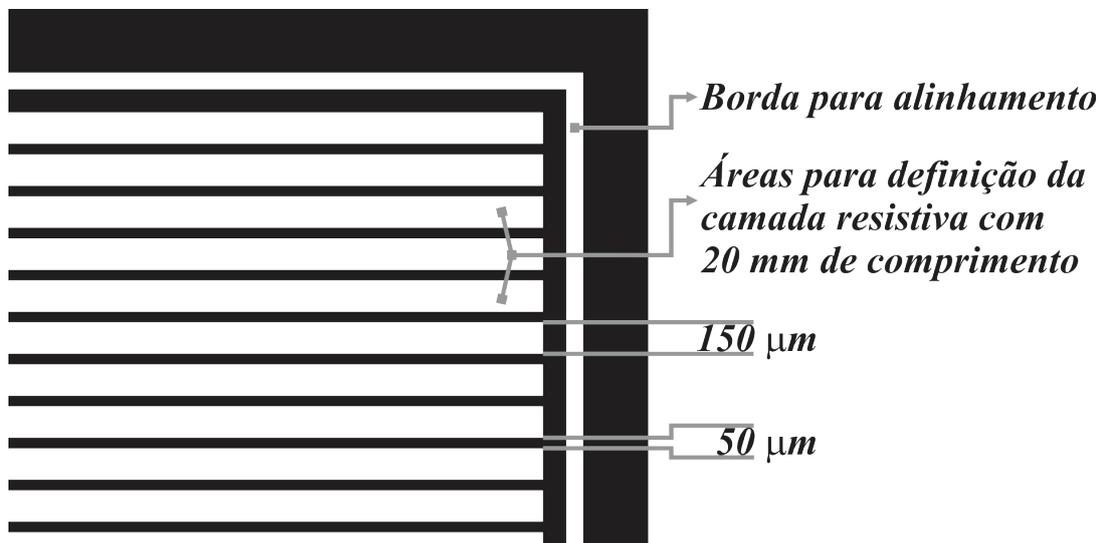


(b)

Figura 3.1 (a) Máscaras para abertura de contatos. (b) Detalhe dos contatos e da borda para alinhamento.



(a)

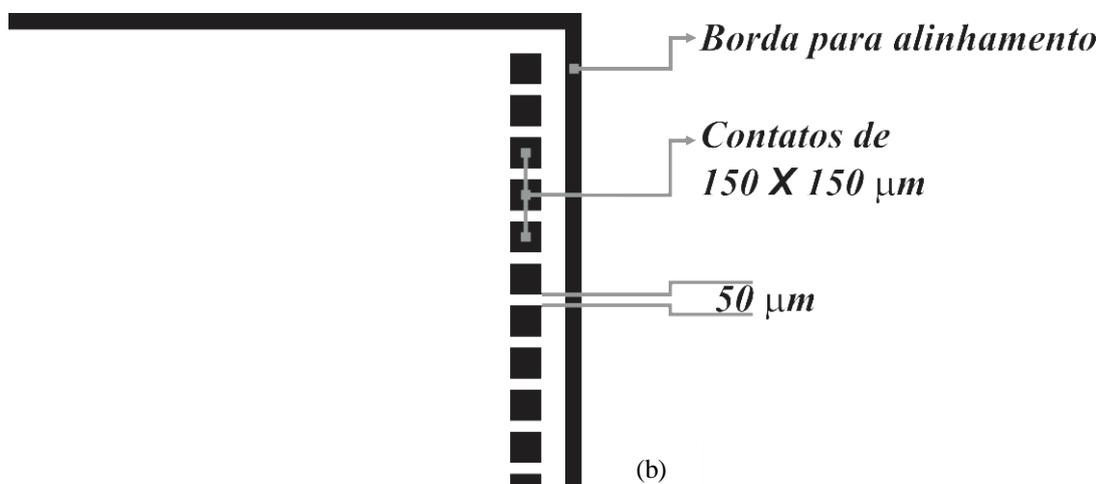


(b)

Figura 3.2 (a) Máscara para definição das camadas resistivas. (b) Detalhes da máscara.



(a)



(b)

Figura 3.3 (a) Máscara para definição dos contato de alumínio. (b) Detalhe dos contatos de alumínio e borda para alinhamento.

3.2 Limpeza das Amostras

A limpeza dos materiais envolvidos na fabricação de um dispositivo da Microeletrônica e o ambiente onde ele é fabricado são algumas das maiores preocupações no processo de fabricação. Uma partícula de poeira no processo de fotolitografia, por exemplo, pode transferir um padrão defeituoso para a lâmina. Da superfície do substrato, uma impureza indesejada se pode difundir para dentro dele em algum dos processos térmicos, ocasionando em estados não desejados. Por esses e outros motivos, os dispositivos da Microeletrônica são fabricados em salas limpas, cujo grau de limpeza é medido pela quantidade média de partículas por pé cúbico.

Existem diferentes tipos de contaminantes, portanto, etapas de limpeza diferentes são necessárias para eliminar cada tipo de impureza da superfície do substrato. Assim, um conjunto de etapas é necessário para limpá-la completamente. A técnica mais utilizada de limpeza de superfície de lâminas de silício consiste em um conjunto de procedimentos de limpeza conhecido como RCA [30,31]. A limpeza RCA foi desenvolvida por Werner Kern em 1965 enquanto trabalhava na RCA (*Radio Corporation of America*), de onde vem o nome do processo. Essa técnica elimina os principais e mais perigosos contaminantes usando limpeza química úmida. Ela está dividida nas seguintes etapas:

- I. Limpeza preliminar: Se alguma fotorresina está presente na superfície da amostra, esta deve ser removida em uma solução inorgânica apropriada. A mistura mais comum usada é composta por 4 partes de ácido sulfúrico (98% H_2SO_4) e 1 parte de 30% H_2O_2 . As lâminas são imersas nessa mistura a 100-130°C por cerca de 10 minutos e depois enxaguadas com água deionizada por alguns minutos para remover a mistura.
- II. Remoção de resíduos orgânicos, metais dos grupos I e II e partículas sólidas: Uma mistura de $\text{H}_2\text{O} : \text{H}_2\text{O}_2 : \text{NH}_4\text{OH}$ (4:1:1 em volume) é preparada e aquecida à 80°C. As lâminas são mergulhadas por 10 minutos nessa solução e depois enxaguadas em água deionizada. Nessa etapa, um óxido fino nativo cresce na superfície do Si, caso não haja anteriormente um óxido térmico.
- III. Remoção do óxido nativo: Esse é um passo opcional, só usado quando existe o óxido formado na etapa II. Os substratos são submersos por 15s em uma mistura diluída (1:10) de HF (49%) e H_2O . Depois, enxaguadas por um curto tempo (20-30s) para diminuir o recrescimento do óxido.

IV. Remoção de metais pesados: Uma mistura de $\text{H}_2\text{O} : \text{HCl} : \text{H}_2\text{O}_2$ (4:1:1 em volume) é preparada e aquecida à 80°C , onde as lâminas são mergulhadas por 10 minutos e depois lavadas com água deionizada.

O cuidado com a água é essencial, sendo necessário o uso de água deionizada, que possui baixíssimos níveis de íons e de materiais orgânicos, inorgânicos, partículas e gases dissolvidos. Essa água deve ter resistividade em torno de 18 Mohm-cm, que é muito próximo da resistividade teórica da água pura a 25°C (18,3 Mohm-cm).

Os processos de fabricação são descritos a partir da próxima seção, começando com a oxidação do substrato. Em alguns processos, antes de serem realizados, uma ou mais etapas de limpeza são realizadas. Nos casos onde a limpeza da lâmina foi necessária, esta será citada na seção correspondente.

3.3 Oxidação Térmica

Oxigênio em contato com silício produz dióxido de silício, SiO_2 . Este é o óxido produzido na superfície da lâmina de silício, mesmo nas etapas de limpeza. As reações químicas comuns para a produção do óxido nos processos de fabricação de dispositivo baseados em silício são:

- I. $\text{Si} + \text{O}_2 \rightarrow \text{SiO}_2$
- II. $\text{Si} + 2\text{H}_2\text{O} \rightarrow \text{SiO}_2 + 2\text{H}_2$
- III. $\text{Si} + \text{H}_2\text{O}_2 \rightarrow \text{SiO}_2 + \text{H}_2$

Depois das primeiras reações do oxigênio com o silício na superfície do substrato, a camada de óxido de silício continua crescendo devido à facilidade de difusão dos átomos de oxigênio através do óxido, chegando assim à superfície do silício onde reagem.

A taxa de crescimento do óxido na superfície do substrato, em geral, depende da orientação de corte da lâmina, pressão e temperatura. A orientação de corte determina a quantidade de átomos de silício disposto na superfície para reagir com o oxigênio, dessa forma, substratos de silício com orientação $\langle 111 \rangle$ tem taxa de crescimento do óxido maior que os de orientação $\langle 100 \rangle$. A temperatura influencia fortemente na taxa de crescimento do óxido através do coeficiente de difusão do oxigênio no óxido de silício.

O método de crescimento que faz uso da temperatura é chamado oxidação térmica. Nesse método, as lâminas de silício são colocadas dentro de um forno com temperatura

tipicamente entre 900°C e 1200°C. É disposto dentro do forno um fluxo de oxigênio, reação I, que é chamada de oxidação seca ou um fluxo de vapor de água, reação II, que é chamada de oxidação úmida.

O filme do óxido de silício é um isolante elétrico de alta qualidade e é excelente como barreira contra impurezas durante o processo de dopagem, seja difusão ou implantação iônica. No dispositivo tratado neste trabalho, o óxido além de barreira contra impureza é usado como camada antirreflexiva.

Camadas antirreflexivas são utilizadas em dispositivos fotodetectores objetivando minimizar a perda de luz incidente no dispositivo por reflexão em determinada região espectral. Basicamente, a camada antirreflexiva tem uma espessura tal que a radiação refletida na sua superfície fique com fase oposta àquela radiação refletida na superfície do substrato, dessa forma ocorre interferência destrutiva a partir da interface óxido/ar. Para dispositivos em substrato de silício, a camada de óxido de silício é uma boa alternativa para camada antirreflexiva já que é transparente à luz visível. A expressão que leva a espessura ideal do SiO_2 t_{ox} , como camada antirreflexiva, leva em conta o comprimento de onda da luz λ da região espectral desejada e o índice de refração do óxido n_{ox} . A expressão é dada por

$$t_{ox} = \left(m + \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda}{2n_{ox}}, \quad (3.1)$$

onde m é um número inteiro $\left(\text{para } m = 0, t_{ox} = \frac{\lambda}{4n_{ox}} \right)$.

O óxido para fabricação do múltiplo PSD teve sua espessura determinada por simulação para servir como barreira para a implantação iônica, que é descrita na seção 3.6. A oxidação térmica, tipo seca, foi feita na sala limpa do LμE IF – UFRGS com as seguintes etapas:

- Aquecimento do forno em N_2 comum a 1150 °C
- 5 minutos em Ar
- Carregamento das lâminas
- 5 minutos em Ar
- 6 horas em O_2 (55 l/h)
- 20 minutos em Ar
- Retirada das amostras



Figura 3.4 Resultado da oxidação térmica. Camada de dióxido de silício com espessura de 440 nm.

Ao término do processo obteve-se um óxido com espessura média de 440 nm (Figura 3.4). A camada antirreflexiva, sobre a camada resistiva, foi obtida com o rebaixamento dessa camada inicial de óxido e será detalhada, também, na seção 3.6. A medida de espessura foi feita em um medidor de espessura Nanospec na sala limpa do L μ E IF-UFRGS.

3.4 Litografia

A fabricação de dispositivos microeletrônicos requer que quantidades de impurezas precisamente controladas sejam introduzidas em determinadas regiões do substrato de silício. Subsequentemente, essas regiões devem ser interconectadas ou acessadas eletricamente por equipamentos externos via contatos metálicos. Os padrões de janelas que definem tais regiões são transferidos à superfície da lâmina de silício por um processo de litografia. O processo grava os padrões de janelas em algum filme previamente depositado na superfície do silício e esse filme serve de barreira à implantação de dopantes no substrato ou barreira à corrosão de outros materiais abaixo dele. Durante a construção de um dispositivo pode haver diversas etapas de litografia. Na grande maioria dos dispositivos microeletrônicos e circuitos integrados, os padrões de janelas são colocados em máscaras e depois transferidos para um filme pré-depositado de resina fotossensível na superfície da lâmina de silício. Ilumina-se com luz ultravioleta a resina, sensibilizando-a nas regiões definidas pelos padrões de janelas da máscara. Esse processo é conhecido como fotolitografia. Em alguns casos, a própria resina pode ser usada como camada de barreira.

O processo de fotolitografia engloba todos os passos envolvidos na transferência dos padrões de janelas para o substrato, desde a limpeza de pré-deposição da fotorresina até a sua remoção após os padrões terem sido transferidos e as lâminas processadas. Um ambiente muito limpo deve ser mantido durante esse processo. Partículas presentes na superfície da lâmina podem resultar em defeitos na fotolitografia e prejudicar o funcionamento do dispositivo a ser construído. O processo deve ocorrer no interior de uma sala limpa.

3.4.1 Aplicação do fotoresiste e Cozimento Suave

O fotoresiste é uma resina fotossensível que é aplicada sobre uma camada para a qual se quer transferir um padrão. A resina é depositada na forma líquida sobre a lâmina que é fixada por vácuo numa base giratória com rotação entre 1000 e 5000 rpm. Na rotação a fotorresina se espalha uniformemente sobre a lâmina. Neste método de recobrimento por rotação, a velocidade de rotação determina a espessura do filme formado pela resina.

Um processo térmico antecede a exposição da luz. Essa etapa é chamada cozimento suave (*soft baking*) e serve para aumentar a adesão da resina e endurece-la pela evaporação do solvente. Após o cozimento suave, a lâmina com fotorresina está pronta para o alinhamento e exposição.

Os parâmetros da resina Shipley 1400-17 utilizada neste trabalho foram:

Deposição:

- Rotação: 4000 rpm
- Tempo: 45 segundos

Cozimento Suave

- Tempo: 10 minutos
- Temperatura: entre 90 e 100°C

3.4.2 Exposição, Revelação e Cozimento Forte

O fotoresiste utilizado neste trabalho é positivo. A exposição é feita com luz ultravioleta que ilumina toda a máscara. A luz chega ao fotoresite através das áreas transparentes da máscara. As regiões do fotoresite que são iluminadas sofrem uma reação química tornando-as sensíveis à solução do revelador, como mostra o exemplo da Figura 3.5.

A solução de revelação é fornecida pelo fabricante do fotoresiste. No processo de revelação, a área do fotoresiste iluminada é dissolvida no caso do fotoresiste positivo. Apenas nas áreas descobertas de fotoresiste a camada inferior sofrerá corrosão.

Para aumentar a aderência da resina na lâmina depois da revelação, outro processo térmico é realizado, chamado de cozimento forte (*hard baking*). Este cozimento melhora a adesão da fotorresina na lâmina, além de torná-la mais resistente à corrosão pelos agentes que

removerão a camada gravada. Após a corrosão química, a fotorresina restante (não sensibilizada) é removida com acetona, concluindo o processo de fotolitografia.

Para o múltiplo PSD, os parâmetros foram os seguintes:

Exposição

- Tempo: 3 minutos

Revelação

- Revelador: AZ 311
- Tempo: 1 minuto

Cozimento Forte

- Tempo: 10 minutos
- Temperatura: entre 110 e 120°C

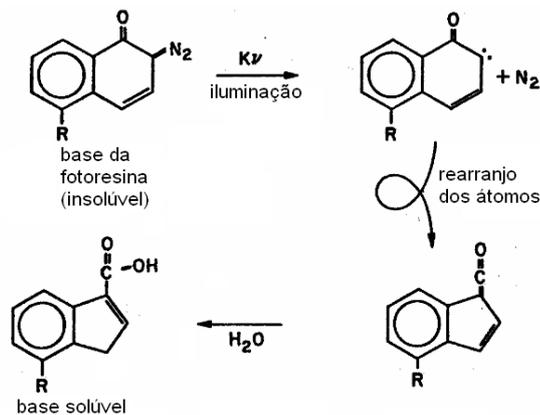


Figura 3.5 Exemplo da sensibilização da fotorresina. No canto superior esquerdo, é mostrada uma molécula que constitui a base de uma fotorresina. Após ser iluminada pela luz ultravioleta, um radical N_2 da molécula se desprende e um rearranjo atômico na molécula se sucede. Com a presença de H_2O , a base fica solúvel ao revelador.

3.5 Corrosão Química Úmida

Corrosão na tecnologia planar dos semicondutores é o processo pelo qual uma região de uma camada descoberta de resina é removida. Neste trabalho foi usada a corrosão química úmida, no qual a lâmina é imersa numa solução que reage com a camada exposta para formar um subproduto solúvel. Geralmente a máscara de resina é altamente resistente aos ataques da solução. A corrosão úmida têm duas importantes características: ser pouco anisotrópica, que é percebida pela corrosão sob a máscara de resina, corrosão lateral, e a outra é a boa

seletividade, que é a propriedade da solução corrosiva de atacar apenas a camada requerida. Um parâmetro relevante para se saber é a taxa de corrosão.

Para as etapas de corrosão do óxido de silício realizadas neste trabalho foi utilizada a solução HF-H₂O-NH₄F (28 ml : 170 ml : 113 g). A primeira corrosão, referente à primeira litografia (Figura 3.1) que é de abertura dos contatos, foi realizado para rebaixar o óxido. Foi utilizada uma amostra de teste para obtenção da taxa de corrosão com os parâmetros:

- Temperatura da sala: 17 °C
- Espessura inicial: 440 nm
- Tempo de corrosão: 5 min
- Espessura final: 230 nm
- Taxa de corrosão: 42 nm/min

Lâminas com dispositivos

- Tempo de corrosão: 8 min 20 s
- Espessura nos contatos: 86 nm

A Figura 3.6 mostra o esquema de uma região central do dispositivo depois da corrosão dos contatos. Os cortes transversais são sempre na região dos contatos.

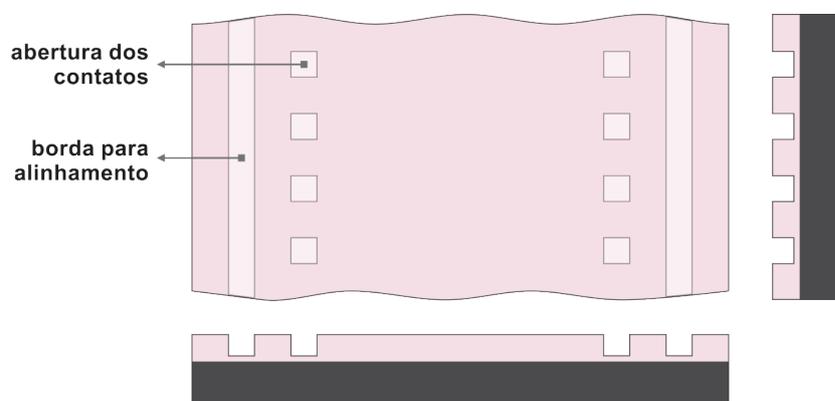


Figura 3.6 Resultado da corrosão para a abertura dos contatos.

3.6 Implantação Iônica e Recozimento

Implantação iônica é uma técnica de dopagem de substratos que consiste em bombardear sobre um material alvo um feixe de átomos ou moléculas ionizadas. Este processo provoca modificações estruturais e/ou químicas no alvo, que podem alterar suas propriedades mecânicas, elétricas, ópticas e magnéticas. Tais alterações dependem fortemente

do material do alvo, de sua temperatura, da espécie iônica e de parâmetros relacionados ao feixe, como corrente e energia. O controle da quantidade de íons implantados, dose (número de íons por cm^2), é uma das principais razões para o estabelecimento da técnica na indústria.

Quando um íon energético penetra num material sólido, ele interage através de colisões com átomos e elétrons do alvo. Em cada uma dessas interações, o íon perde energia até parar dentro do substrato. Nas colisões eletrônicas, os íons excitam ou ejetam os elétrons dos átomos do alvo, enquanto que nas colisões nucleares a energia é transferida ocasionando um movimento translacional nos átomos, o que causa uma desordem (defeitos) na estrutura inicial da rede cristalina. Nos materiais semicondutores, a exemplo do silício, é comum fazer um recozimento para a reorganização da estrutura da rede cristalina.

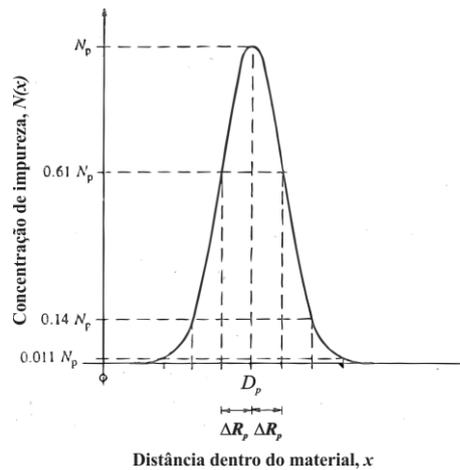


Figura 3.7 Perfil Gaussiano da implantação iônica (adaptada de [32]).

Essas interações são processos estatísticos, dessa forma o perfil do íon implantado pode ser aproximado pela função de distribuição Gaussiana ilustrada na Figura 3.7 e descrita matematicamente pela equação (3.2):

$$N(x) = N_p \exp \frac{-(x - D_p)^2}{2\Delta D_p^2} \quad (3.2)$$

onde D_p , chamado de alcance projetado, é o pico de concentração de íons e ΔD_p é chamado de *straggle*, que é o desvio padrão da Gaussiana. A área sob a curva da distribuição é a dose Q implantada, definida por:

$$Q = \int_0^x N(x) dx. \quad (3.3)$$

Se a implantação está completamente dentro do substrato, a dose é igual a:

$$Q = \sqrt{2\pi} N_p \Delta D_p. \quad (3.4)$$

Outro parâmetro importante é a profundidade da junção. Esta é encontrada quando se tem a concentração das impurezas implantadas igual à concentração do substrato N_S , isto é,

$$N_p \exp \frac{-(x_j - D_p)^2}{2\Delta D_p^2} = N_S \quad (3.5)$$

onde x_j é a profundidade da interface entre a camada implantada e o substrato. Resolvendo a equação (3.5) para x_j , tem-se

$$x_j = D_p \pm \Delta D_p \sqrt{2 \ln(N_p / N_S)}. \quad (3.6)$$

Como pode ser visto na equação, têm-se duas interfaces de junção. Porém, este perfil configura-se quando a implantação está totalmente dentro do substrato. Para obter apenas uma interface, tipicamente, é crescido óxido na superfície do silício de maneira que o perfil de implantação fique distribuído entre o óxido e o substrato. O óxido de silício teoricamente tem um perfil de implantação, para efeitos práticos, idêntico ao do silício.

Na fabricação do múltiplo PSD, duas implantações de íons de boro (B^+) foram realizadas, ambas no Laboratório de Implantação Iônica da UFRGS. A primeira implantação seguindo a litografia e corrosão dos contatos (Figura 3.6). Os parâmetros foram os seguintes:

Implantação

- Dose: 10^{15} cm^{-2}
- Energia: 50 keV

Esta implantação tem por objetivo deixar a região sob os contatos muito dopada, e assim obter um bom contato ôhmico na junção alumínio/silício, conforme explanado na seção 3.7. Antes da implantação, as amostras passaram por uma limpeza da etapa I, para tirar qualquer resquício de compostos orgânicos deixados pela resina, e antes do recozimento, as etapas I, II e III da limpeza foram realizadas. A Figura 3.8 mostra um esboço de como ficou a lâmina depois da primeira implantação.

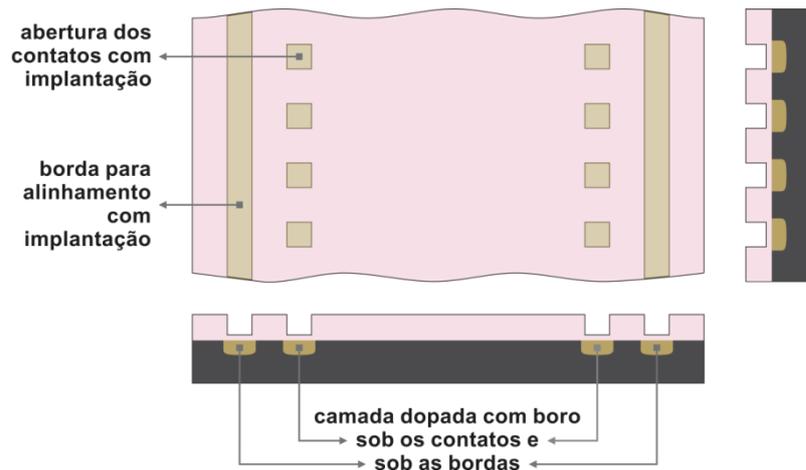


Figura 3.8 Implantação nas regiões dos contatos para formação de um bom contato ôhmico.

Os defeitos causados pela implantação iônica na rede cristalina podem ser removidos por um processo térmico chamado recozimento. Após a implantação, as amostras são colocadas num forno, tipicamente, a uma temperatura entre 800 e 1000°C por aproximadamente 30 minutos. Durante esse processo, os átomos recebem energia suficiente para se difundirem para seu devido local na rede, voltando, esta, a ser cristalina. Ao mesmo tempo, os átomos da impureza implantada ocupam sítios substitucionais na rede. Este é o processo de ativação dos dopantes.

Recozimento:

- Ambiente: argônio
- Temperatura: 950°C
- Tempo: 30 min

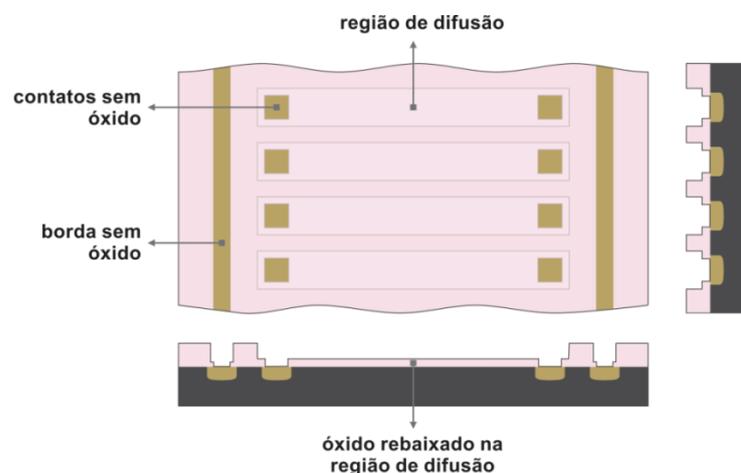


Figura 3.9 Resultado final da corrosão das camadas resistivas. O óxido sobre os contatos foram totalmente removidos.

Para a formação da camada resistiva, a máscara referente (Figura 3.2) é alinhada de tal modo que os contatos abertos na corrosão anterior ficam nas extremidades das áreas concernentes à camada resistiva, porém centralizados a uma pequena distância de suas bordas, como pode ser visto no esboço da Figura 3.9. O objetivo dessa corrosão é rebaixar o óxido da camada ativa, inicialmente com 440 nm, para uma espessura entre 97 e 190 nm, tornando-a uma camada antirreflexiva para melhorar a absorção da luz na região do espectro visível (390-770 nm). Os parâmetros foram:

- Temperatura da sala: 22 °C
- Espessura inicial: 440 nm
- Espessura na região dos contatos: 86 nm
- Taxa de corrosão: ~50 nm/min
- Tempo de corrosão: 6 min
- Espessura final sobre a região da camada resistiva: 125 nm

Na segunda corrosão, as amostras foram levemente agitadas. Em menos de dois minutos, o óxido na região dos contatos já tinha sido totalmente removido de acordo com a taxa de corrosão. O esboço do resultado final dessa etapa é mostrado na Figura 3.9.

A segunda implantação objetiva formar a camada resistiva tipo-p. Os parâmetros foram:

- Dose: 10^{13} cm^{-2}
- Energia: 50 KeV

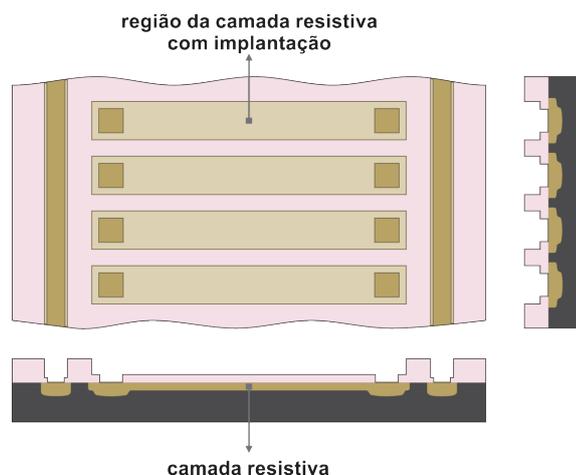


Figura 3.10 Implantação para formação da camada resistiva.

A implantação foi seguida de um recozimento com os mesmos parâmetros do anterior. Tal como no procedimento anterior antes da implantação, as amostras sofreram a

limpeza da etapa I e antes do recozimento as etapas I, II e III foram realizadas. A Figura 3.10 mostra o esboço da lâmina depois da segunda implantação.

As implantações de boro foram baseadas em simulações feitas no *Floops* do pacote de programas ISE-TCAD [33]. A Figura 3.11(a) mostra uma simulação bidimensional para a região ativa do dispositivo e o seu perfil de concentração é mostrado na Figura 3.11(b).

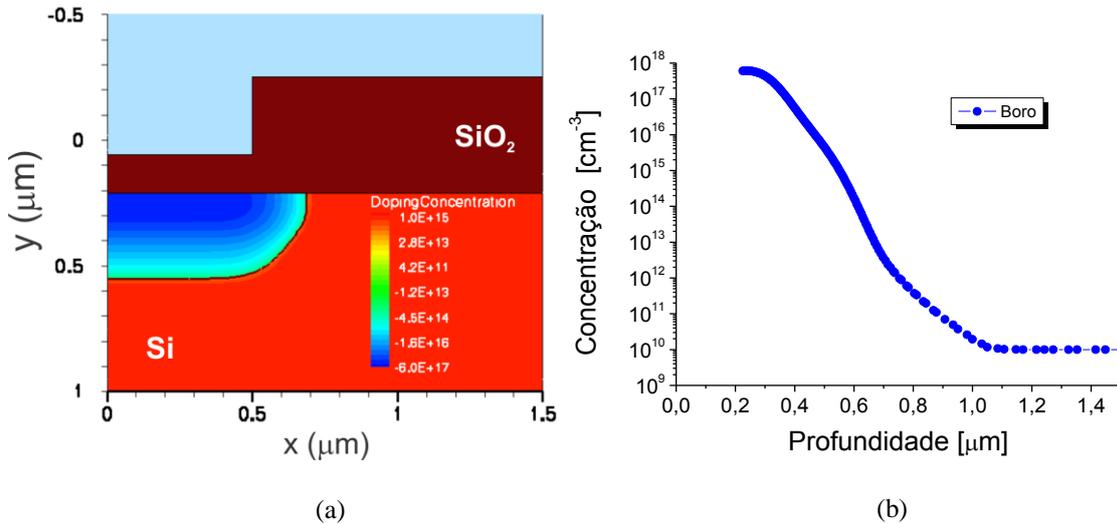


Figura 3.11 (a) Simulação em 2D da implantação de boro. (b) Perfil da concentração de boro.

3.6.1 Resistência de uma Camada Dopada

Considerando uma camada uniformemente dopada, tal como mostra a Figura 3.12, sua resistência é definida como:

$$R = \rho \frac{L}{A} \quad (3.7)$$

onde ρ é a resistividade da camada, L seu comprimento e A a área da seção transversal perpendicular à direção da corrente. Usando W e D para representar a largura e a profundidade da camada, respectivamente, pode-se escrever a equação (3.7) na forma:

$$R = \frac{\rho}{D} \frac{L}{W} = R_s \frac{L}{W} \quad (3.8)$$

onde $R_s = (\rho/D)$ é definida como resistência de folha da camada. Já que L/W pode ser visto como o número de quadrados, a unidade da resistência de folha é Ω/\square (ohm por quadrado).

A resistência de folha para uma distribuição de impurezas em profundidade é dada por:

$$R_s = \left[\int_0^D q\mu N(x) dx \right]^{-1} \quad (3.9)$$

A equação (3.9) foi resolvida numericamente por J. C. Irvin, para camadas dopadas em substratos de silício pela técnica de difusão. Para um dado perfil de difusão, a resistência de folha depende apenas da concentração de superfície, que em geral é o valor máximo da concentração no perfil, e da concentração do substrato.

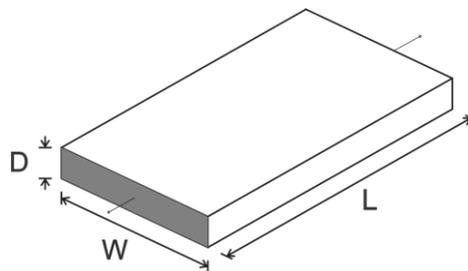


Figura 3.12 Resistência de uma camada uniformemente dopada. Uma corrente uniforme passa perpendicular à seção transversal $W \times D$. A razão entre a resistividade e a profundidade é a chamada resistência de folha da camada.

Uma maneira prática de medir a resistência de folha é pelo método conhecido como método das quatro pontas, que consiste em passar uma corrente entre duas pontas mais externas, enquanto que as duas internas medem a tensão. A resistência de folha é a razão entre a tensão e a corrente aplicada multiplicada por um fator. As disposições geométricas dessas pontas são variadas, sendo a mais comum a colinear.

A resistência de folha foi medida em amostras de testes que passaram pelos mesmos procedimentos das lâminas com dispositivos. A amostra de teste, equivalente à camada ativa, teve uma resistência de folha média de $1,35 \text{ k}\Omega/\square$ para uma corrente de $0,1 \text{ mA}$. Já a amostra de teste, que representa os contatos depois das duas implantações teve, uma resistência de folha média de $92,64 \text{ }\Omega/\square$ para uma corrente aplicada de $1,0 \text{ mA}$.

3.7 Metalização

Nos dispositivos semicondutores, os metais são utilizados como contato e conexão entre partes dos dispositivos. A maior motivação para uso de metais como interconexões é a

sua baixa resistividade; a do alumínio, que é um dos metais mais utilizados, é de $2,7 \mu\Omega\text{-cm}$. A boa aderência ao óxido de silício e seu baixo custo são outras motivações do uso de alumínio nos dispositivos semicondutores com base em silício. Para o metal ser usado na indústria, além de sua resistividade são consideradas as viabilidades de deposição e de corrosão. Neste trabalho, o alumínio foi utilizado para formação dos contatos.

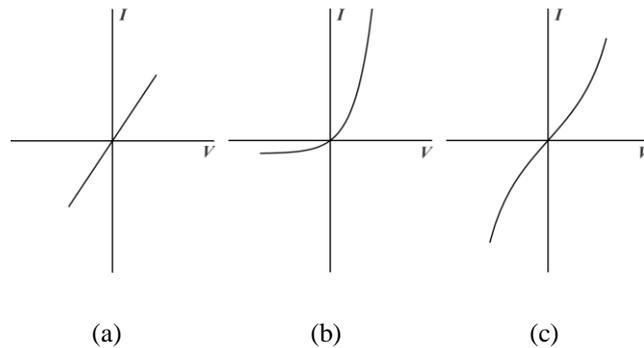


Figura 3.13 Característica I-V dos contatos: (a) contato ôhmico ideal; (b) contato retificador e (c) contato ôhmico não-linear (adaptada de [32]).

Para ser um bom contato, é desejável que o alumínio não apresente barreira na junção com o silício, i.e., é desejável que o contato entre o alumínio e o silício seja ôhmico. Contato ôhmico tem uma característica I-V linear (Figura 3.13a). O Alumínio geralmente forma um bom contato ôhmico com silício tipo-p com concentração de buracos a partir de 10^{16} cm^{-3} . Com silício tipo-n, o alumínio forma um contato retificador (Figura 3.13b), porém se a região próxima ao contato for altamente dopada (n^+) o contato fica aproximadamente ôhmico e é chamado de ôhmico não-linear (Figura 3.13c).

Um processo térmico depois da deposição do alumínio ainda é realizado para melhorar o contato alumínio/silício. As lâminas são levadas ao forno com temperatura tipicamente entre 450 e 500°C , que é abaixo da temperatura eutética. Apesar da temperatura desse processo térmico ser menor do que a temperatura eutética, o silício se difunde para o filme de alumínio, porém essa difusão não tem uniformidade planar. Dessa forma, picos de alumínio são formados no substrato de silício. A quantidade de silício absorvido pelo alumínio depende do tempo e da temperatura do processo térmico, além da área do contato. Entretanto, entre 400°C e a temperatura eutética, a solubilidade do silício no alumínio varia de $0,25\%$ e $1,5\%$ em peso [32]. Se abaixo do contato alumínio/silício houver uma fina junção p-n alguns daqueles picos podem ultrapassar a junção deixando-a em curto. Uma maneira de resolver o problema dos picos de alumínio no substrato de silício é usar um alvo de alumínio com cerca de 1% de silício na deposição via *sputtering*.

3.7.1 Deposição do alumínio

Os dois métodos mais utilizados na deposição de metais são a evaporação e o *sputtering*. Na evaporação, o metal é aquecido até seu ponto de vaporização num ambiente de baixa pressão. O vapor do metal chega à superfície da lâmina de silício, onde é formado um filme do metal. Em geral este processo é feito numa câmara, onde é feito vácuo, tipicamente de 10^{-4} Pa, para evitar contaminação e controlar a composição do filme a ser formado.

O processo de *sputtering* também é feito numa câmara evacuada. Na câmara, o substrato é colocado no anodo, enquanto que no catodo é colocado o alvo, material que contém os elementos dos quais será formado o filme sobre o substrato. Para o processo de *sputtering* acontecer é colocado na câmara um gás inerte, tipicamente argônio, que tem seus átomos ionizados por colisão com elétrons, a partir da aplicação de uma tensão entre o catodo e o anodo. A partir de uma tensão de ruptura, é formado um plasma contendo íons de argônio (Ar^+) que bombardeiam o alvo com energia suficiente para desprender seus elementos. Estes elementos chegam ao substrato onde o filme desejado é formado. O método que aplica uma tensão DC é chamado de *sputtering* DC. Existem várias categorias de *sputtering*, como o *sputtering* RF, que é usado para fabricar filmes específicos, como filmes dielétricos, a exemplo do dióxido de silício.

A deposição de alumínio para o múltiplo PSD foi feita via *sputtering* DC no laboratório de Conformação Nanométrica do Instituto de Física da UFRGS. Foi usado um alvo de alumínio com 1% de silício para evitar picos de alumínio no substrato de silício. Antes da deposição, uma limpeza foi feita com as etapas I e II, além do passo opcional com proporção HF:H₂O de 7:1. Os parâmetros foram:

- Espessura do Al depositado: 1 μm
- Taxa de crescimento: 1,74 $\text{\AA}/\text{s}$
- Tempo de deposição: 1h 36 min
- Fluxo de argônio: 20 sccm
- Pressão: 2 mtorr
- Potência: 304 W
- Tensão: 513 V
- Corrente: 593 A

A litografia para transferir o padrão dos contatos (máscara da Figura 3.3) para as lâminas foi feita em seguida, conforme os passos da seção 3.4. A corrosão do alumínio foi feita com ácido fosfórico (H_3PO_4).

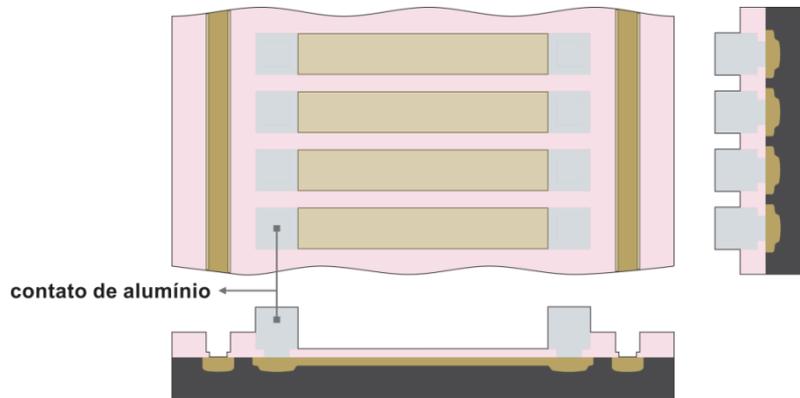


Figura 3.14 Região central do dispositivo com os contatos de alumínio definidos.

O recozimento para melhorar os contatos foi feito em atmosfera de nitrogênio à temperatura de $450^{\circ}C$ por 30 minutos. O recozimento foi precedido de uma limpeza com etapas de tricloroetileno, acetona e álcool isopropílico, todas com duração de 10 minutos. O tricloroetileno retira materiais orgânicos e resinas, dentre outros materiais, sem reagir com o metal. As lâminas foram cortadas para separar os dispositivos numa máquina de corte do L μ E IF – UFRGS. A Figura 3.14 mostra um esboço de parte da lâmina depois dos procedimentos que definiram os contatos de alumínio.

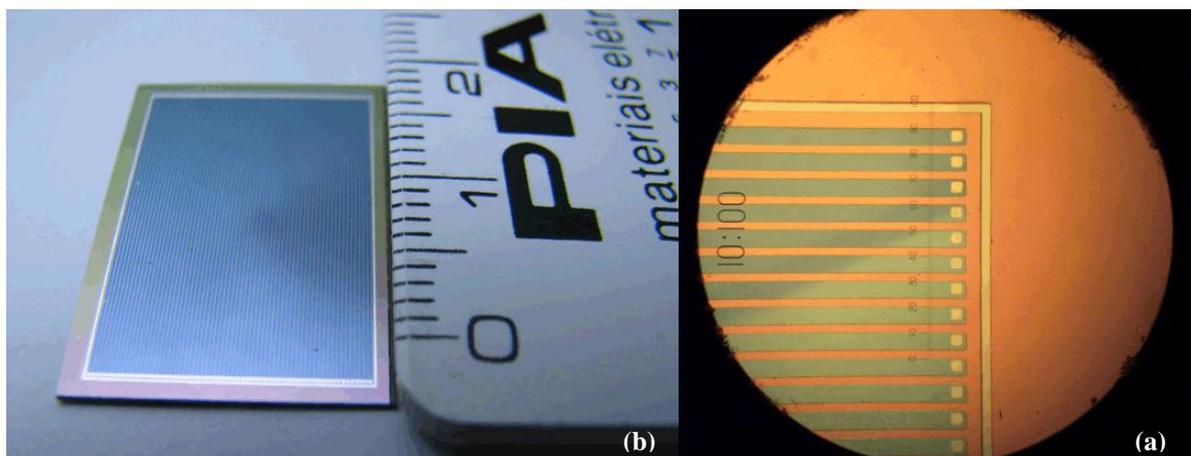


Figura 3.15 Dispositivo múltiplo PSD depois de fabricado. (a) Imagem do dispositivo. (b) Imagem de microscópio óptico de um dos cantos do dispositivo.

A Figura 3.15(a) mostra o dispositivo cortado do substrato pronto para ser acoplado na placa de circuito impresso e a Figura 3.15(b) mostra o detalhe de uma das quinas do dispositivo múltiplo PSD depois da realização de todas as etapas de fabricação. A imagem foi feita através de um microscópio óptico no L μ E IF – UFRGS.

3.8 Placa de Circuito Impresso

Para a realização das medidas ópticas, foi projetada e fabricada uma placa de circuito impresso – PCI, cujo objetivo é facilitar a conexão do dispositivo aos aparelhos de medida usados na caracterização óptica. O projeto levou em consideração, como pontos principais, a limitação do alcance da máquina de solda (*Wedge Bonder*), usado como parâmetro para separar o dispositivo dos contatos internos da PCI, o tamanho da placa a ponto de ser adequado nas medidas ópticas e os parâmetros técnicos do fabricante, como espaçamento mínimo entre as linhas (0,2 mm), largura mínima das linhas (0,2 mm), diâmetro das vias e tamanho mínimo do contato ao redor da via. A PCI é um circuito multicamada cujo substrato é de fibra de vidro e as linhas são de cobre com espessura de 35 μ m. São cinco camadas, três internas, a camada superior e a camada inferior, que são camadas superficiais.

A Figura 3.16 mostra a superposição das cinco máscaras da PCI, motivo pelo qual as letras aparecem espelhadas na figura. A camada superior, em vermelho, é composta de contatos externos em forma de quadrado e contatos internos dispostos no centro da placa. Cada uma das outras camadas é composta de 32 contatos internos e 32 contatos externos que são conectados por linhas de cobre. Os contatos nessas camadas são conectados aos contatos da camada superior por vias. Nos contatos externos, as vias são furos metalizados. Na camada inferior, todos os 128 contatos externos são dispostos, onde foram soldados soquetes. Os círculos grandes em vermelho representam furos para fixação da placa.

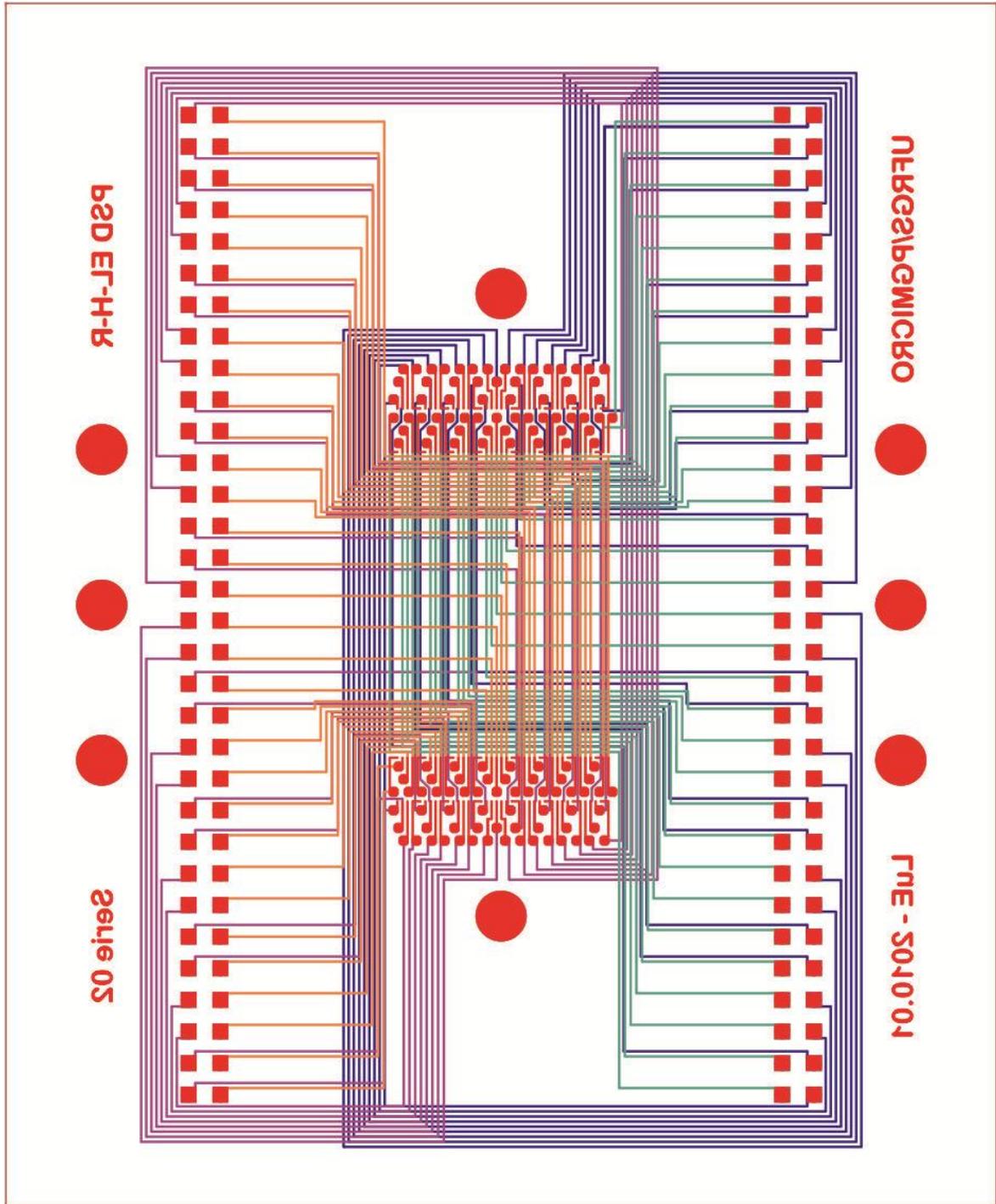


Figura 3.16 Máscaras da Placa de Circuito Impresso – PCI superpostas. Em vermelho camada superior, alaranjado camada interna I, verde camada interna II, roxo camada interna III e em azul camada inferior.

3.9 Solda

Para fazer a ligação do dispositivo à PCI foi utilizada a máquina *Universal Wedge Bonder* da *Kulicke Soffa Industries, Inc* do LμE – IF – UFRGS. Foi utilizado um fio de

alumínio com 50 µm de diâmetro que foi soldado primeiramente no contato do dispositivo e em seguida no correspondente contato interno da PCI. Para a solda do fio no contato, a máquina combina pressão e vibração mecânica, que é a chamada solda por ultrassom. Ainda há a possibilidade de aquecer a base da máquina, sobre a qual fica o substrato, durante o processo de solda. Os parâmetros de frequência e pressão podem ser ajustados com valores diferentes para cada uma das soldas, tendo em vista que os materiais dos contatos do dispositivo e os contatos da cápsula (no caso deste trabalho a PCI) podem ser diferentes. A Figura 3.17 mostra o dispositivo fixado na placa de circuito impresso.

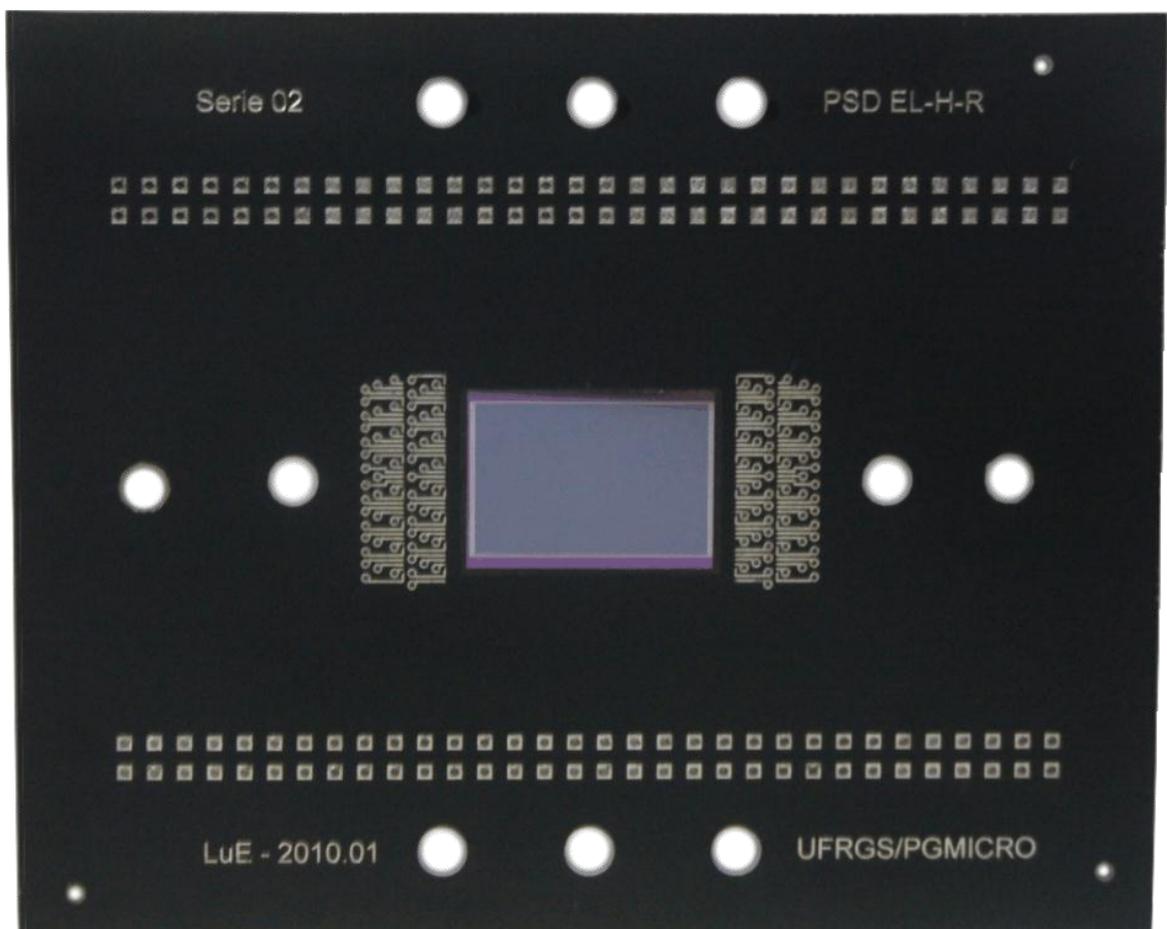


Figura 3.17 Múltiplo PSD fixado na placa de circuito impresso.

CAPÍTULO 4

Resultados e Discussão

4.1 Medidas Elétricas

As medidas elétricas consistem nas medidas de corrente-tensão (característica I-V) para cada PSD do dispositivo e entre PSDs vizinhos. As medidas foram feitas após o corte dos dispositivos da lâmina e antes do encapsulamento. Foi utilizado o equipamento para medidas I-V do L μ E IF – UFRGS (Figura 4.1). A blindagem metálica para atenuação de ruídos eletromagnéticos e um conjunto de pontas micrométricas com posicionadores de precisão tridimensional são características do equipamento, sendo relevantes para a medição do múltiplo PSD, já que a presença de luz altera a condutividade no dispositivo, enquanto que os posicionadores acessam os contatos com precisão sem danificá-los. Para a obtenção dos dados é utilizado o analisador de parâmetros de dispositivos semicondutores 4155A da HP

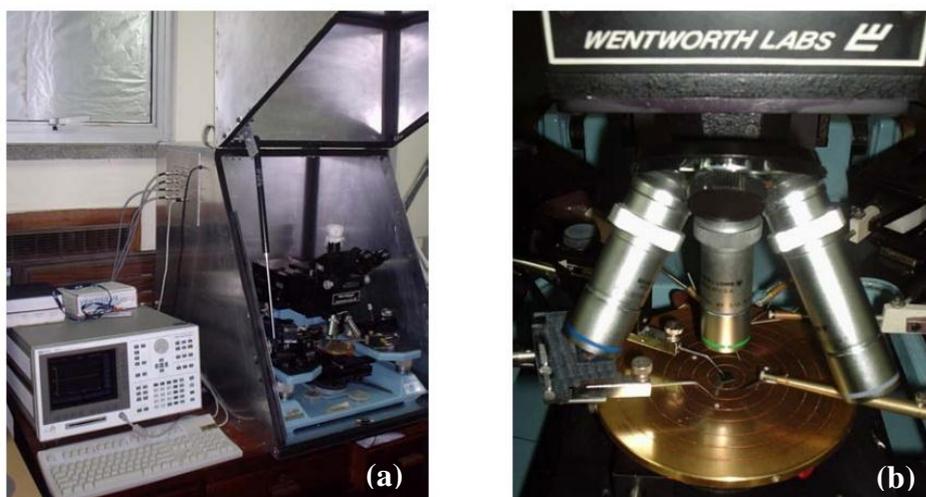


Figura 4.1 (a) Blindagem e sistema de medidas I-V. (b) Detalhe com lentes do microscópio e com os posicionadores de precisão com agulhas de tungstênio.

A característica I-V foi obtida aplicando uma tensão variável dc entre dois contatos do dispositivo através das ponteiras, enquanto a resposta em corrente era medida. O processo foi controlado pelo analisador HP4155A. As medidas I-V foram feitas para cada trilha e entre trilhas vizinhas. A trilha aqui se refere a cada PSD unidimensional que compõe o múltiplo PSD. A Figura 4.2 ilustra o circuito das medidas I-V para cada trilha (Figura 4.2(a)) e entre trilhas adjacentes (Figura 4.2(c)); além dos elementos elétricos envolvidos para cada configuração da medida, Figura 4.2(b) e Figura 4.2(d), respectivamente.

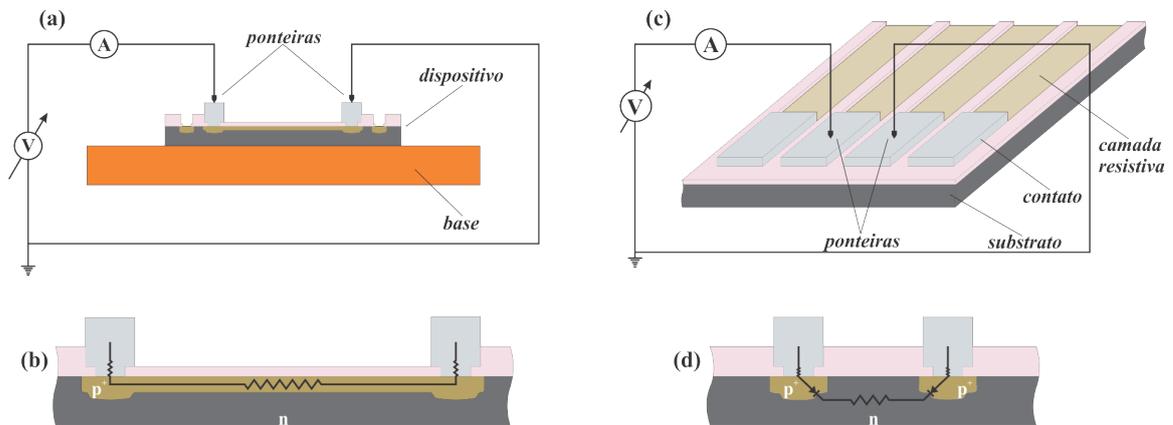


Figura 4.2 (a) Circuito elétrico para medida I-V em cada PSD. (b) Elementos elétricos envolvidos na medida dos PSDs. (c) Circuito elétrico para medida I-V entre PSDs vizinhos. (d) Elementos elétricos envolvidos na medida entre PSDs vizinhos.

A medida corrente-tensão é importante para analisar as junções existentes no dispositivo. No caso do múltiplo PSD são duas junções, a saber, a junção alumínio/silício tipo-p⁺ com alta concentração de boro e a junção silício tipo-p⁺/silício tipo-n (substrato). Para tornar a junção alumínio/silício tipo-p um contato ôhmico, além da implantação de alta dose de boro na região do contato, foi feito um recozimento na lâmina, conforme apresentado na seção 3.6. A Figura 4.3 mostra a característica I-V de uma das trilhas do dispositivo. Como cada trilha tem dois contatos alumínio/silício tipo-p⁺, um em cada extremidade, pode-se concluir que eles se comportam de forma ôhmica como abordado na seção 3.7. Desprezando a resistência dos contatos, por ser muito pequena, a resistência da camada implantada (camada resistiva) pode ser obtida diretamente da Figura 4.3. Do inverso da inclinação da curva, a resistência da trilha é de 519 kΩ.

A característica I-V foi medida para cada uma das trilhas dos cinco dispositivos fabricados. A Figura 4.4 mostra o gráfico de barras da resistência de cada trilha de uma das amostras, cuja resistência média é de $570,0 \pm 26,5$ kΩ. A máscara de fotolito, por ter imperfeições, é a principal responsável pela não uniformidade em relação à resistência nas

diferentes trilhas e ao longo de uma trilha, efeito que é possível ser notado através da função de transferência (seção 4.2.2).

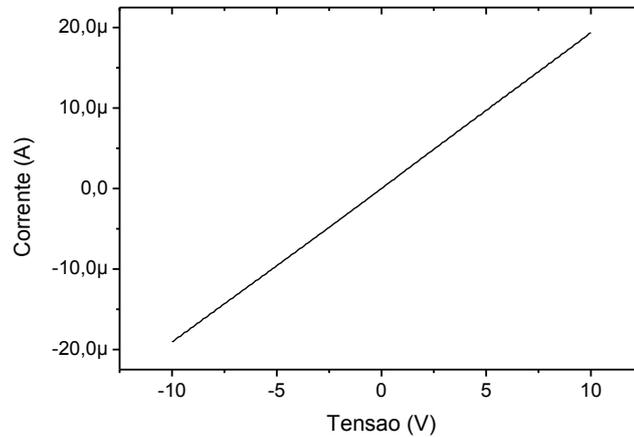


Figura 4.3 Característica I-V de uma trilha do múltiplo PSD

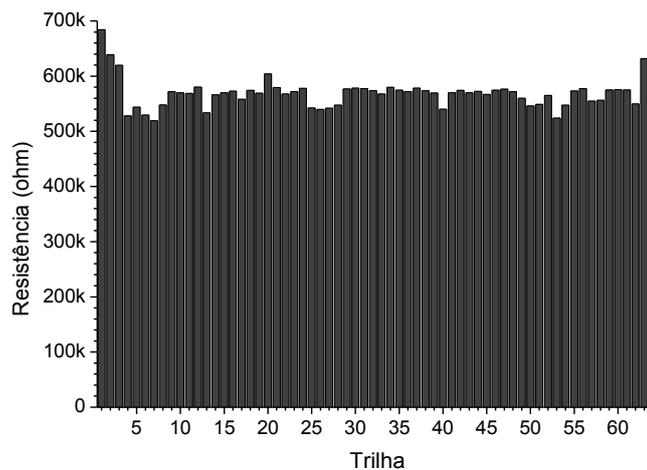


Figura 4.4 Gráfico de barras da resistência referente a cada trilha do dispositivo

A Figura 4.5 mostra o resultado da medida I-V entre duas trilhas vizinhas, conforme a configuração mostrada na Figura 4.2(c). O perfil é característico de dois diodos contrapostos, como sugere a Figura 4.2(d). Tanto para tensão positiva, quanto para tensão negativa, um dos diodos estará em polarização direta, enquanto que o outro em polarização reversa. A curva evidencia a polarização direta de cada diodo com a sua tensão de ruptura, de onde se pode tirar a tensão de operação do dispositivo, de modo que não haja fuga de corrente para as trilhas adjacentes. No caso da curva I-V mostrada, a tensão de ruptura é de cerca de 25 V

que é muito maior do que a tensão foto-gerada, que é da ordem de centenas de milivolts, como será mostrada na seção sobre caracterização óptica.

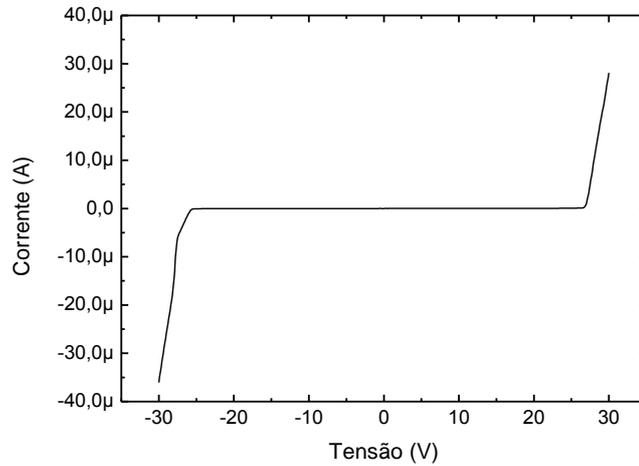


Figura 4.5 Característica I-V entre duas trilhas vizinhas.

4.2 Medidas Ópticas

A caracterização óptica foi feita no escuro no Laboratório de Laser e Óptica do Instituto de Física da UFRGS. A caracterização consiste na análise do diâmetro do feixe de luz utilizado, obtenção da função de transferência para cada PSD sob incidência de um e dois feixes de luz monocromática, *crosstalk* elétrico entre trilhas vizinhas e análise do sinal de saída em função da intensidade do feixe de luz, além da diferenciação de sinais ópticos.

Na montagem experimental, foram utilizados um laser de He-Ne contínuo com um comprimento de onda de 543 nm e potência de 435 μW da *Uniphase* modelo 1673p, uma lente esférica convergente com foco de 60 mm e um multímetro HP modelo 34401A com resistência interna de 10 M Ω . A potência do feixe foi monitorada com o medidor de potência óptica modelo S20MM da *Thorlabs Inc.* A montagem foi feita para permitir que o dispositivo fosse ajustado nas três direções cartesianas e permitir o ajuste angular em torno do eixo perpendicular ao dispositivo. Para o ajuste das coordenadas cartesianas foram utilizados transladores micrométricos e para o ajuste angular foi utilizado um goniômetro. O ajuste angular é importante para posicionar o dispositivo de tal forma que quando movimentado na direção da trilha, o feixe de luz mantenha-se alinhado sobre a mesma trilha. Para a atenuação da intensidade do feixe, foram utilizados diversos filtros de densidade neutra do tipo NGs. A Figura 4.6 mostra imagens da montagem experimental para a caracterização óptica, onde pode

ser vista a trajetória dos feixes de luz para as medidas com dois feixes. A trajetória de cor verde é semelhante para as medidas com único feixe. A Figura 4.6(b) mostra o destaque da figura anterior, onde pode ser visto o múltiplo PSD na PCI e as conexões que ligam o dispositivo ao multímetro.

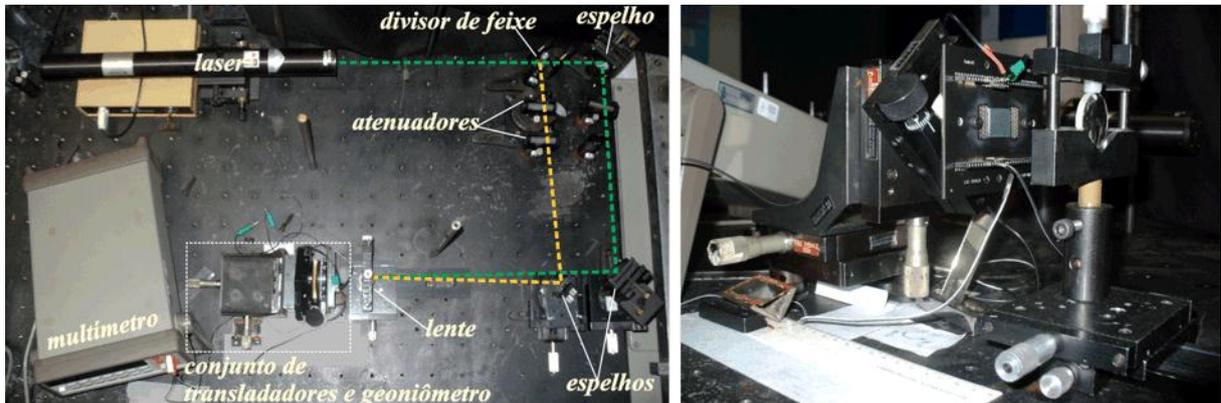


Figura 4.6 (a) Montagem experimental para caracterização óptica com a trajetória dos feixes. A trajetória de cor verde também é aquela para medidas com um único feixe. (b) Imagem da marcação na imagem anterior que mostra o dispositivo múltiplo PSD na PCI e as conexões que levam ao multímetro.

4.2.1 Diâmetro do Feixe de Luz

Para a medida do diâmetro do feixe do laser, na montagem experimental mostrada na Figura 4.6(a), foi exposto diretamente o sensor de uma *webcam* acoplada a um computador no lugar do bloco com o dispositivo (em destaque na figura), para captação de imagens do perfil espacial do laser. As imagens em níveis de cinza, cuja resolução é de 640x480 pixels, são armazenadas no computador, onde posteriormente foram tirados dois perfis de dois cortes perpendiculares da imagem, como mostra a Figura 4.7. Devido o feixe de He-Ne utilizado nos experimentos ser gaussiano, para cada perfil foi feito um ajuste gaussiano de onde foi tirada a largura da altura média (FWMH) em pixels. A média das duas larguras foi tomada como o diâmetro do feixe de luz. Para transformar pixel para micrometro, as dimensões da imagem foram medidas com os transladores micrométricos. Monitorando a imagem do perfil transmitido no computador, o feixe foi translado entre as duas extremidades da imagem, dessa forma as dimensões da imagem em micrometro foram medidas. Conseqüentemente, a dimensão do pixel em micrometro foi calculada em 7,5 μm , compatível com o valor nominal. A Figura 4.7 mostra os perfis horizontal e vertical de uma imagem do feixe de luz capturada

com a *webcam* a 10 mm do foco da lente. A média entre as FWHM é de 30 pixels, portanto, o diâmetro do feixe de luz a 10 mm do foco é de 225 μm .

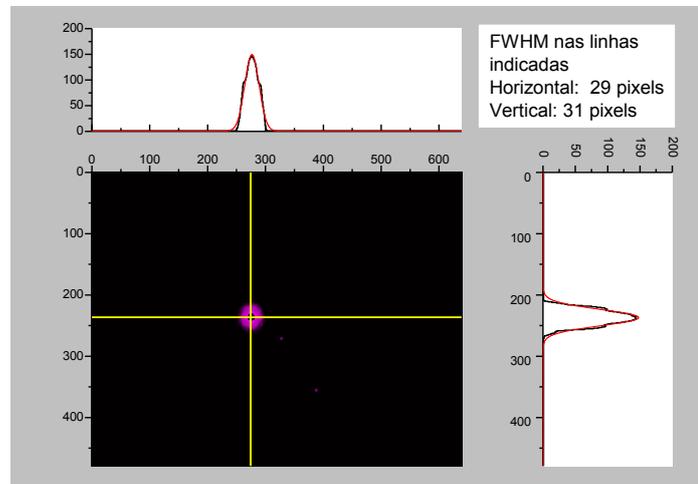


Figura 4.7 Perfis gaussianos da imagem do feixe a 10 mm do foco da lente.

Para fazer uma imagem do feixe de cujo perfil fosse possível fazer um ajuste gaussiano, a intensidade do feixe teve de ser diminuída de modo que o sensor da *webcam* não apresentasse saturação. Quando o sensor da câmera está saturado, o topo do perfil obtido da imagem tem a forma de um platô, desse modo a curva não se configura num perfil gaussiano, o que inviabiliza a determinação da FWHM.

Para a caracterização óptica, o dispositivo foi colocado o mais próximo possível do foco, nesta posição o diâmetro do *spot* foi medido em 30 μm . O diâmetro pequeno permite que toda a cintura do feixe seja colocado dentro da área ativa do PSD, além disso, é possível colocá-lo a certa distância das bordas, de modo que evite efeitos de borda. A pequena cintura também é um parâmetro importante no estudo do *crosstalk* elétrico.

4.2.2 Função de Transferência

O perfil da tensão medida versus posição do feixe de luz é uma característica dos PSDs conhecida como a função de transferência do dispositivo. Para uma camada resistiva perfeitamente uniforme, a característica de posição é linear e no centro geométrico da trilha (metade da distância entre os contatos) a foto-tensão lateral é nula, conforme discutido na

seção 2.3.1. A linearidade da função de transferência é uma das principais características que possibilita aos PSDs medirem posição.

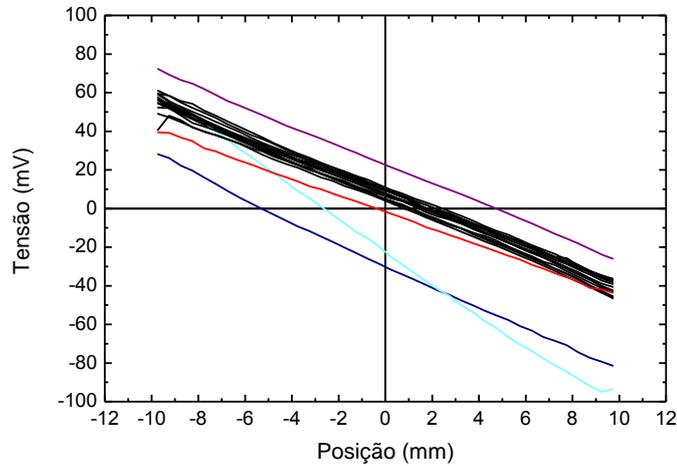


Figura 4.8 Funções de Transferência das trilhas medidas.

A amostra que foi preparada para a caracterização óptica não teve todas as suas trilhas soldadas à PCI por questões técnicas. A caracterização óptica foi feita para 17 trilhas, cujas funções de transferência são mostradas na Figura 4.8. Tais medidas foram feitas com passos de 0,5 mm e o feixe com uma potência de $1,74 \mu\text{W}$. A foto-tensão lateral foi medida com o multímetro ligado aos soquetes acoplados na PCI.

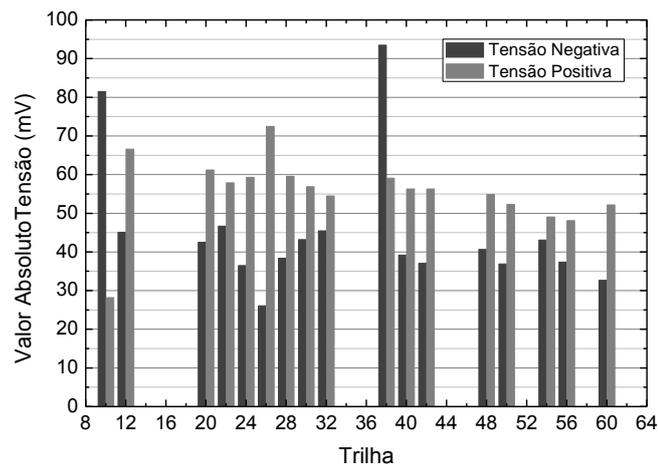


Figura 4.9 Comparação das tensões próximo de cada contato para cada trilha.

A Figura 4.9 mostra, para cada trilha, as foto-tensões laterais máximas que foram medidas. Quando o feixe está muito próximo de um contato (do lado do contato), a foto-

tensão transversal na posição do contato tem seu valor máximo, enquanto que no outro contato do mesmo PSD a foto-tensão transversal tem o seu valor mínimo. Portanto, nessa configuração a foto-tensão lateral medida é máxima. Quando o feixe está próximo do contato oposto, a foto-tensão lateral também é máxima, porém com polarização invertida. A foto-tensão transversal máxima encontra-se na região abaixo do feixe do laser (Figura 2.12), que não pode ter seu valor usado nas medidas da foto-tensão lateral, já que, quando o feixe está sobre o contato, o alumínio reflete ou absorve a luz de modo que ela não chega à camada resistiva.

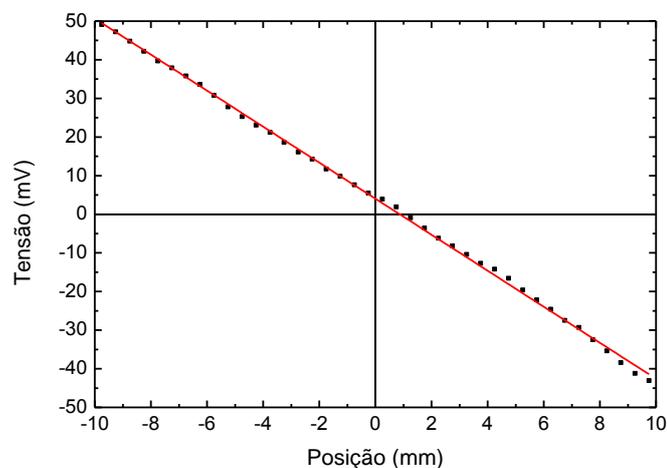


Figura 4.10 Função de Transferência de uma das trilhas do múltiplo PSD

Para as trilhas apresentadas, nota-se que o ponto de tensão nula não está no centro da trilha, conseqüentemente as foto-tensões laterais máximas para uma mesma trilha não são iguais, indicando que a camada resistiva não é uniforme. Analisando a maioria das trilhas com resultados semelhantes, em preto, na Figura 4.8, pode-se dizer que há um gradiente de resistência de folha no sentido do contato que dá tensão positiva para o contato que dá tensão negativa. Esse efeito generalizado pode ser consequência de algum procedimento não adequado durante algum dos passos de fabricação. Além disso, estão os fatos da máscara de fotolito não ter as linhas perfeitas e não transmitir o padrão uniformemente, sobretudo para dispositivos como o deste trabalho, que têm áreas relativamente grandes. Como causa do deslocamento do ponto de tensão nula do centro geométrico da trilha e da não linearidade de sua função de transferência, Noorlag [1] aponta os seguintes fatores como causa: o gradiente de resistividade; o efeito dos contatos quando as bordas destes coincidem com as bordas da camada resistiva; isolamento das bordas da camada resistiva e iluminação de fundo. Como o método de dopagem usado neste trabalho foi a implantação iônica, é pouco provável que

exista um gradiente de resistividade considerável. O efeito de borda dos contatos foi desconsiderado, já que não é o caso deste dispositivo (vide Figura 3.9 e Figura 3.10), enquanto que os outros efeitos influenciam pouco no deslocamento do ponto de tensão nula [2], portanto, também foram desconsiderados. O mais provável é uma não-uniformidade na espessura do óxido das camadas resistivas dos PSDs. Consequentemente, a espessura da camada implantada fica mais larga na região do óxido mais fino, o que ocasiona uma resistência de folha menor, conforme a equação (3.8).

A Figura 4.10 mostra a função de transferência da trilha 54 que está no grupo das trilhas de cor preta, mostradas na Figura 4.8. Nota-se uma boa linearidade em 19,50 mm dos 19,70 mm da área ativa. O ponto de tensão nula (o ponto onde a tensão muda de polarização) está a 1 mm do centro geométrico da trilha. Para a curva linear $y = -4,66x + 4,03$ (em vermelho na Figura 4.8) a função de transferência da trilha tem uma não linearidade de 0,1%, calculado do coeficiente de determinação da curva obtido do ajuste linear.

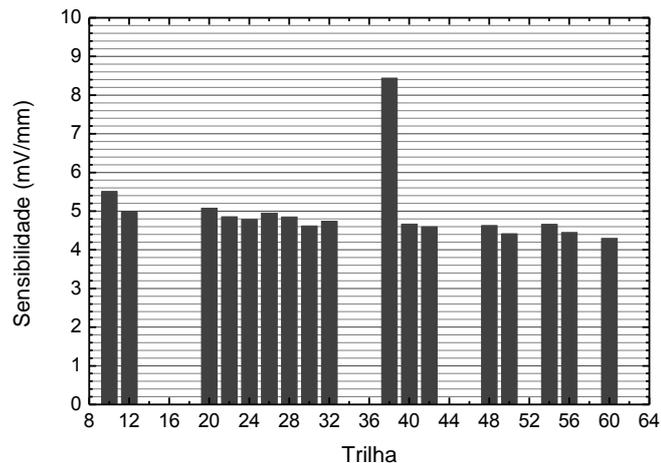


Figura 4.11 Gráfico de barra para a sensibilidade das trilhas.

A sensibilidade de cada trilha é mostrada na Figura 4.11. A sensibilidade de um PSD é definida como a variação da tensão por unidade de distância [34] e tem seu valor máximo tirado das proximidades do ponto de tensão nula [16]. Os valores das sensibilidades mostradas na Figura 4.11 foram obtidos das inclinações das funções de transferência mostradas na Figura 4.8, no intuito de mostrar um valor médio. Para a trilha 54 a sensibilidade é de 4,80 mV/mm próximo do ponto de tensão nula e da inclinação da função de transferência 4,66 mV/mm. Desconsiderando a trilhas 10, 26, 38 e 60, que estão coloridas na Figura 4.8, a média das sensibilidades ficou 4,72 mV/mm.

4.2.3 Variação da Tensão com a Intensidade do Feixe

Medidas para analisar o efeito da potência do feixe sobre a tensão lateral foto-gerada foram feitas, e funções de transferência foram obtidas para várias potências do feixe. O diâmetro do feixe foi mantido em $30\ \mu\text{m}$ e os passos em $0,5\ \text{mm}$. A Figura 4.12 mostra as funções de transferência para sete diferentes valores de potência do feixe.

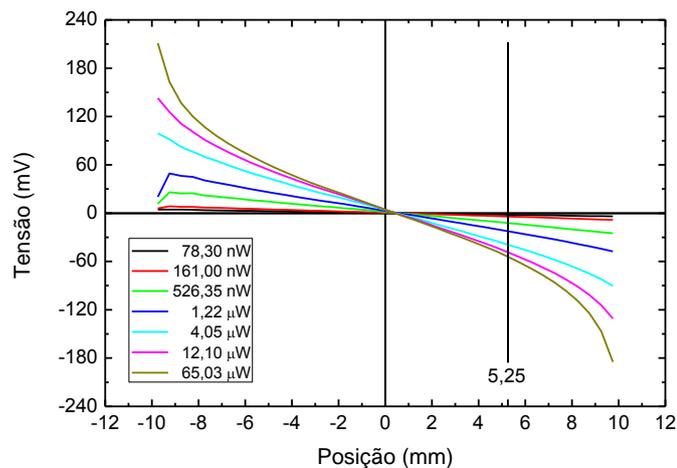


Figura 4.12 Funções de Transferência para vários valores de potência.

Claramente, nota-se que com o aumento da potência, a sensibilidade também aumenta, sendo que para potências a partir de $4,05\ \mu\text{W}$ há um encurvamento das funções de transferência próximo dos contatos, o que diminui a região linear na área ativa. Quanto maior a intensidade do feixe, maior a densidade de pares elétron-buraco foto-gerados na região de depleção e nas suas proximidades, distâncias da ordem do comprimento de difusão dos portadores minoritários sob a região iluminada, dado pela equação (2.45). Dessa forma, o potencial transversal foto-gerado através da junção também aumenta. O aumento da densidade dos portadores majoritários foto-gerados que chegam à camada resistiva, e difundem lateralmente também em maior quantidade nas proximidades da região sob o feixe, causa um aumento na largura do perfil do potencial nessas regiões. Porém, devido à recombinação dos portadores ao longo da camada resistiva, quanto mais distante da área iluminada, menor o potencial transversal foto-gerado, o que resulta numa diminuição da derivada da curva do potencial. Quando o feixe se aproxima de um contato, para uma mesma variação espacial, maior será a diferença do potencial devido à derivada do potencial se tornar cada vez maior na vizinhança da região sob o feixe. Em resumo, o aumento da quantidade dos

portadores majoritários foto-gerados na camada resistiva contribui para o aumento da sensibilidade devido ao aumento, de forma generalizada, da derivada o perfil do potencial e o aumento não linear da derivada nas proximidades do topo do potencial contribui para o encurvamento da função de transferência próximo dos contatos. A Figura 4.13 mostra um perfil com sua derivada de um potencial foto-gerado simulado, para um PSD. Para o potencial simulado foi usada uma função gaussiana, dessa forma, a derivada é suave, porém, de acordo com o esboço do potencial real (Figura 2.12), a derivada do potencial não é contínua nas extremidades do platô (região sobre o feixe de luz).

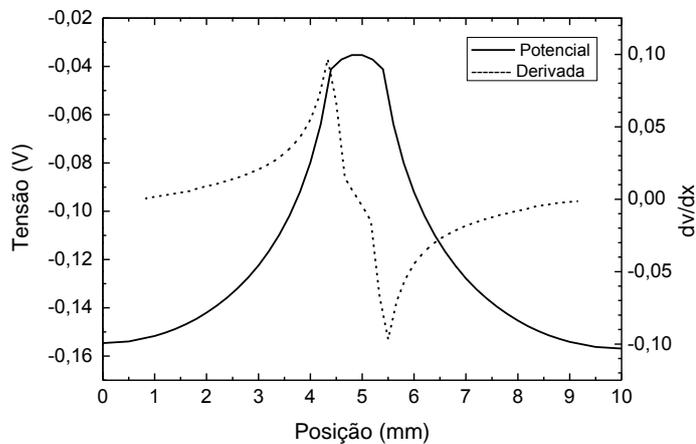


Figura 4.13 Potencial foto-gerado simulado para um PSD com sua derivada (adaptada de [35]).

É comum apresentar os dados da influência da potência do feixe sobre o dispositivo num gráfico de sensibilidade [33,35]. A Figura 4.14(a) mostra a sensibilidade das funções de transferência apresentadas na Figura 4.12 em função da potência do feixe.

Para uma potência do feixe maior que $10 \mu\text{W}$, o perfil indica uma saturação da sensibilidade, provavelmente devido à saturação da geração de pares elétron-buraco sob a região de incidência do laser. A Figura 4.14(b) mostra o mesmo resultado com o eixo das potências em escala logarítmica (log-log). Uma maneira equivalente de obter a mesma informação do gráfico da sensibilidade com a potência é medir a foto-tensão lateral em função da potência com o feixe fixo num ponto do PSD. Tendo em vista que na saturação dos portadores foto-gerados o perfil do potencial se mantém constante, a variação do potencial nos contatos não se altera com o aumento da intensidade do feixe. Para verificar essa equivalência, o valor da tensão para o ponto 5,25 mm para cada função de transferência da Figura 4.12 foi plotado em função da potência na Figura 4.14(c) e na Figura 4.14(d). Nota-se que o resultado é equivalente. Como esse método é mais rápido, foram feitas medidas para

uma variação maior da potência do feixe e para vários pontos ao longo do mesmo PSD. O resultado é mostrado na Figura 4.15. Figura 4.15(a) mostra medidas realizadas à direita do ponto de tensão nula, com valores de tensão positiva, enquanto que a Figura 4.15(b) mostra medidas realizadas à esquerda do ponto de tensão nula, com os valores absolutos de tensão negativa. Nota-se que a saturação ocorre para pontos mais distantes dos contatos, o que sugere a condição de saturação para a qual a diferença de potencial entre a borda da região iluminada e os contatos deve ser muito maior que $k_B T / q$ [35,36].

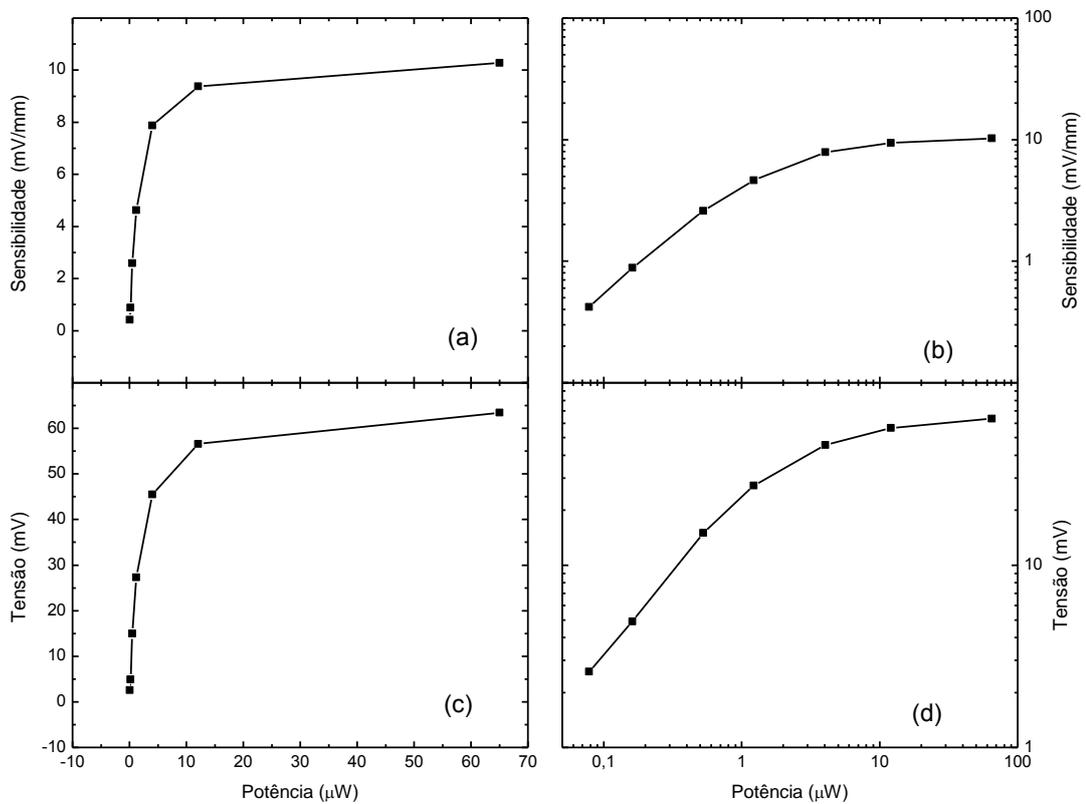


Figura 4.14 Sensibilidade de um PSD em função da potência do laser, nas escalas: linear (a), logarítmica (b). Tensão em função da potência do laser, nas escalas: linear (c), logarítmica (d). Diâmetro do feixe = 30 μm. Para as medidas de tensão, a distância do feixe do ponto de tensão nula = 5,25 mm.

Para densidades de potência da luz baixa, a relação com tensão [38] ou com a sensibilidade [34] mostra-se linear. O intervalo de densidade de potência utilizado em [38] e [34] foi de 0,3 a 300 μW/cm² e 200 a 1000 μW/cm², respectivamente. Enquanto que a densidade de potência mínima utilizada neste trabalho foi de 1,66 mW/cm².

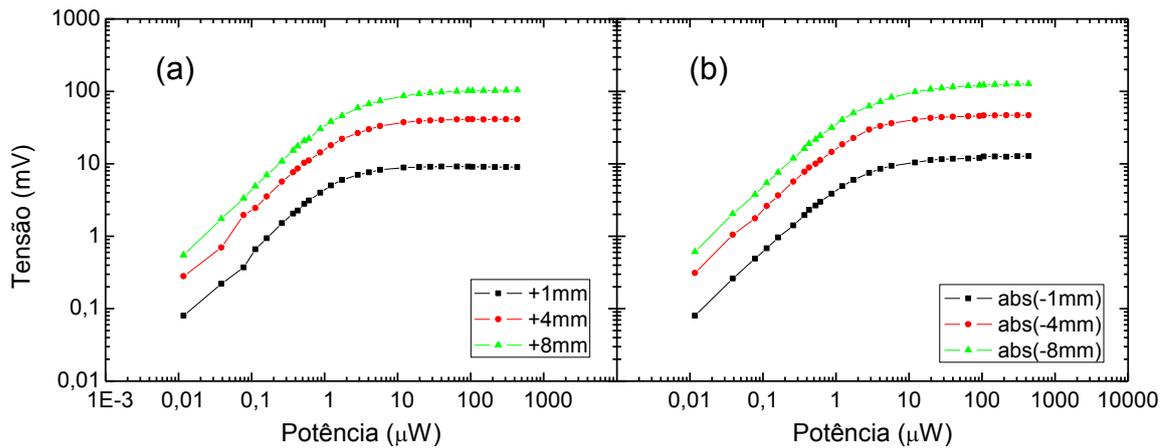


Figura 4.15 Dependência da tensão com a potência do laser para diferentes distâncias do ponto de tensão nula de um PSD. (a) valores de tensão positiva, à direita do ponto de tensão nula e (b) valores absolutos de tensão negativa, à esquerda do ponto de tensão nula.

4.2.4 Crosstalk Elétrico entre PSDs

Para medir a interferência do sinal de uma trilha iluminada sobre as trilhas vizinhas, uma das trilhas foi conectada ao multímetro e o feixe de luz foi trasladado por todo o dispositivo transversalmente às trilhas (como sugere a parte inferior da Figura 4.16). Inicialmente, o feixe de luz foi colocado dentro da área ativa de uma das trilhas vizinhas do dispositivo a 5 mm de um dos contatos. O passo inicial foi de 0,2 mm, já que esse espaço garante que o feixe de luz esteja dentro das próximas trilhas, tendo em vista que a espessura da trilha é de 0,15 mm e o espaço entre as trilhas é de 0,05 mm. Antes de um aumento significativo da tensão, o passo foi diminuído para 0,01 mm, para ter uma melhor definição do perfil nas proximidades e dentro da trilha conectada. A Figura 4.16 mostra o perfil da medida de *crosstalk* elétrico para o feixe com potência de 0,53 μW e cintura de 30 μm . Quanto menor a cintura do feixe, mais precisa é a medida nas bordas e se os passos forem pequenos, o perfil fica mais definido. Dessa forma, é possível tirar a dimensão do diâmetro do feixe do platô que aparece no topo do perfil dentro da trilha conectada. Próximo da borda a tensão diminui em relação ao centro da trilha, mesmo o feixe estando completamente dentro da trilha, devido aos efeitos de borda da camada resistiva. Centrado na trilha encontra-se uma região espacial com os maiores valores de tensão (platô), que são aproximadamente iguais (33,42 a 33,95 mV). Quando as trilhas vizinhas são iluminadas, a trilha conectada ao multímetro, praticamente, não percebe sinal algum. Para ultrapassar a tensão de ruptura seria necessário uma excitação que gerasse uma tensão com valor de cerca de 25 V, de acordo com a Figura 4.5, porém esse

valor é muito maior que a foto-tensão lateral gerada que é da ordem de dezenas de milivolts, como mostra o gráfico de barras das foto-tensões laterais máximas medidas na Figura 4.9. Quando o laser encontra-se na região de isolamento das trilhas, a trilha conectada passa a perceber algum sinal por difusão ou refração da luz no óxido. Quando o *spot* de luz está no início da trilha vizinha a trilha conectada ao multímetro mede 0,74 mV, ou seja, 2 % do valor máximo sentido pela trilha conectada quando o feixe está sobre ela. A medida de *crosstalk* é importante tendo em vista que é pretendido medir simultaneamente nas várias trilhas do dispositivo a excitação de um espectro disperso espacialmente.

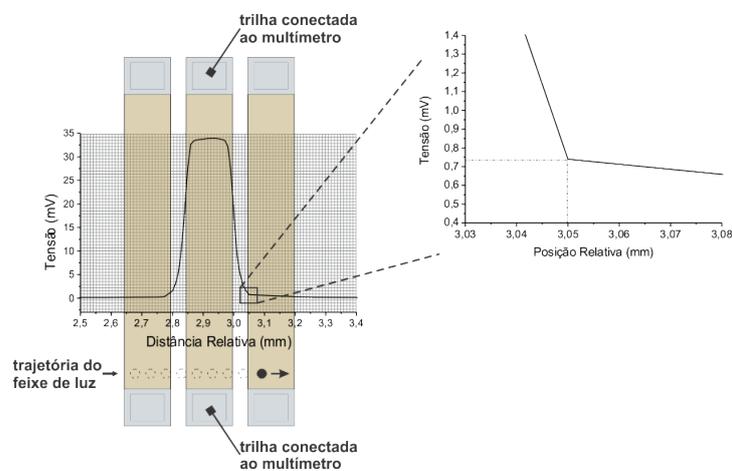


Figura 4.16 Esquema da medida de *crosstalk* e o resultado obtido. Em detalhe, o sinal no início da trilha vizinha, onde o sinal é 0,74 mV.

4.2.5 Função de Transferência Com Dois Feixes

Para as medidas com dois feixes, o feixe original de He-Ne foi dividido em dois por um divisor de feixe e foram alinhados de tal maneira que ficassem ambos no centro da trilha, em relação ao eixo y da Figura 4.17(a). Para obter potências iguais nos feixes foram utilizados atenuadores NGs e lâminas de microscópio levemente inclinadas para este ajuste. A potência para cada feixe foi de 660 nW. As funções de transferência foram obtidas para algumas distâncias diferentes entre feixes, com passos de 0,5 mm. A Figura 4.17(b) mostra a função de transferência, em preto, para os dois feixes separados um do outro de 1,94 mm, ambos incidindo simultaneamente sobre uma trilha (configuração daqui em diante chamada de 2F2, de dois feixes separados de aproximadamente 2 mm). A sensibilidade obtida foi de 4,91 mV/mm. As curvas de cores vermelha e verde representam as funções de transferência obtida com apenas um feixe sobre a trilha (feixe simples). A sensibilidade para cada uma das

medidas com feixe simples foi de 3,20 mV/mm. Ambas foram medidas depois do alinhamento para que os dois feixes ficassem sobre a trilha. Durante a medição, um dos feixes teve sua passagem obstruída. A Figura 4.17(c) mostra a mesma medida para os feixes separados um do outro de 10,92 mm (2F11). A sensibilidade obtida para esta configuração foi de 5,68 mV/mm, enquanto que nas medidas com feixe simples, obteve-se 3,22 mV/mm, para efeitos práticos, igual ao resultado das medidas com feixe único obtido na configuração 2F2. A pequena diferença deve-se aos ajustes de alinhamento dos feixes. As funções de transferência para as medidas com feixe simples nas medições 2F11, não abrangem a totalidade da área ativa, devido à limitação do transladador micrométrico. Nota-se que uma função de transferência obtida com dois feixes tem uma extensão menor comparada com a obtida com feixe simples, isso se deve ao espaçamento entre os feixes, tendo em vista que as medidas são feitas quando os dois feixes estão sobre a trilha. Essa extensão da função de transferência corresponde a uma região centralizada na área ativa com comprimento aproximadamente de 17,50 mm e 8,50 mm, respectivamente para 2F2 e 2F11.

A linearidade da função de transferência para dois feixes sugere a equivalência de um feixe que varre a trilha entre os pontos de equivalência 1 e 2 mostrados na Figura 4.17(a), o que causaria a mesma sensibilidade no dispositivo que aquela que os dois feixes causaram. Pode-se concluir que entre os contatos continua-se medindo uma foto-tensão lateral. Porém, a foto-tensão lateral nos contatos causada por dois feixes é influenciada pela distância entre os dois feixes, já que a sensibilidade para feixe duplo (dois feixes incididos sobre a trilha) varia com o espaçamento entre os feixes. Além disso, a foto-tensão lateral de feixe duplo não corresponde à soma das foto-tensões laterais dos feixes simples quando incididos individualmente nos mesmos pontos da configuração de feixe duplo. Para visualizar esse aspecto, considera-se o feixe duplo, com um dos feixes no ponto de tensão nula, como indica a Figura 4.18(b). Para a configuração 2F2, o segundo feixe estaria a 1,94 mm do ponto de tensão nula. Nas medidas com feixes simples, o segundo feixe, pela Figura 4.17(b), causaria uma foto-tensão lateral de aproximadamente -6 mV, enquanto que para a configuração com dois feixes a foto-tensão lateral é aproximadamente de -5 mV, para o ponto equivalente de 0,97 mm, já que os feixes tem a mesma potência. Se, nesses pontos correspondentes as foto-tensões laterais tivessem o mesmo valor, a sensibilidade para o feixe duplo seria duas vezes a sensibilidade para o feixe simples.

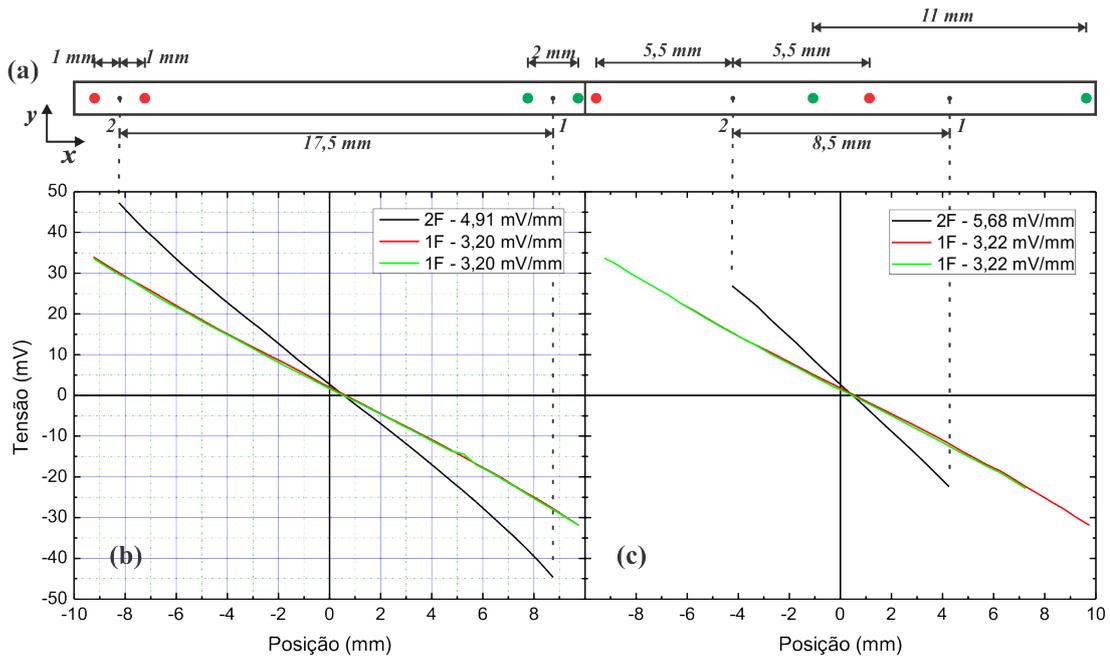


Figura 4.17 Funções de transferência: dois feixes incidindo sobre a trilha e cada um dos feixes incidindo separadamente. (a) distância entre os feixes de 1,94 mm. (b) distância entre os feixes de 10,92 mm. Ainda é mostrada a sensibilidade para cada função de transferência. (c) Esboço da disposição dos feixes sobre a trilha no início (pontos verdes) e no final (pontos vermelhos) da medição.

É importante entender a interação dos potenciais dos feixes nos contatos. Pela função de transferência pode-se entender o sinal obtido com dois feixes como o sinal de um feixe equivalente. Como primeira aproximação, o perfil do potencial do feixe equivalente seria a soma dos dois perfis gaussianos dos potenciais dos feixes simples. Dessa forma, a distância entre os feixes é levada em conta. Na Figura 4.18 o lado esquerdo do potencial representado pela cor azul e o lado direito do potencial representado pela cor verde compõem as extremidades do perfil do potencial do feixe equivalente. A Figura 4.18(a) e a Figura 4.18(c) mostram os feixes equidistantes do ponto de tensão nula, nota-se aí que a variação do potencial transversal nos contatos é a mesma, de onde resulta a tensão lateral nula. Apenas nesta configuração, na qual os feixes com mesma potência são colocados em pontos equidistantes do ponto de tensão nula, as foto-tensões laterais geradas por cada um dos feixes de forma independente (feixe simples) são iguais. Esse efeito pode ser percebido nas funções de transferência de cada um dos feixes, tendo em vista que cada feixe causa a mesma sensibilidade e suas funções de transferência são simétricas em relação ao ponto de tensão nula. Como exemplo, considera-se a configuração 2F2 cujas funções de transferência são mostradas na Figura 4.17(b). Para facilitar a observação, consideram-se dois pares de pontos simétricos ao ponto de tensão nula, que está em 0,5 mm no gráfico (b) da Figura 4.17. O primeiro par com distância de 1,5 mm tem os pontos 2 mm e -1 mm com as respectivas foto-

tensão laterais -5 mV e 5 mV . O segundo par com distância de $7,5\text{ mm}$, corresponde aos pontos 8 mm e -7 mm , nesses pontos a foto-tensão lateral tem os respectivos valores, -25 mV e 25 mV . Esses valores são os mesmos para ambas as funções de transferência, dessa forma quando incididos simultaneamente nesses pontos simétricos, a foto-tensão lateral é nula.

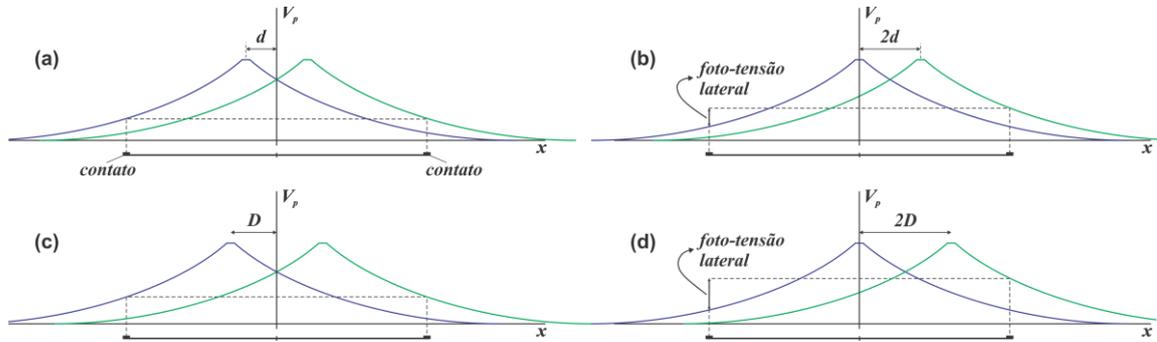


Figura 4.18 Esboço dos perfis dos potenciais transversais independente para cada feixe ao longo da camada resistiva (tipo-p) de uma trilha, para dois espaçamentos diferentes $2d$ e $2D$, $D > d$. (a) e (c) feixes equidistantes do ponto de tensão nula. (b) e (c) um dos feixes no ponto de tensão nula.

Na Figura 4.18(b) e na Figura 4.18(d) são mostrados os perfis de potencial para as configurações onde um dos feixes está sobre o ponto de tensão nula e o outro feixe distante de $2d$ e $2D$, com $D > d$. Nota-se que na configuração com distância maior entre os feixes, a foto-tensão lateral também é maior, já que um dos potenciais tem o máximo mais próximo de um dos contatos. Quanto maior o espaçamento entre os feixes, maior é a sensibilidade no dispositivo, já que quanto mais perto do topo do perfil do potencial, maior a derivada (Figura 4.13); com isso, para uma mesma variação no espaço, maior será a variação na tensão. Ainda é possível notar no esboço das Figura 4.18(b) e Figura 4.18(d) que a tensão lateral gerada com dois feixes é menor do que aquela gerada pelo feixe simples na posição do feixe distante do ponto de tensão nula.

O efeito da potência do feixe sobre o sinal de saída nas medidas com dois feixes também foi analisado. A Figura 4.19 mostra as funções de transferência para dois feixes incidindo numa mesma trilha, distantes um do outro de $10,92\text{ mm}$, para quatro valores de potências diferentes. Da mesma forma que aconteceu nas medidas com um feixe, a sensibilidade aumenta com o aumento da potência do feixe. Também acontece para potências altas uma não-linearidade nas proximidades dos contatos, como pode ser visto na curva da potência $165\text{ }\mu\text{W}$, porém o efeito é causado pelo feixe mais próximo do contato. Para esta potência, a região sob o feixe de luz satura de acordo com a Figura 4.15. Os motivos desses efeitos são os mesmos discutidos na seção 4.2.3.

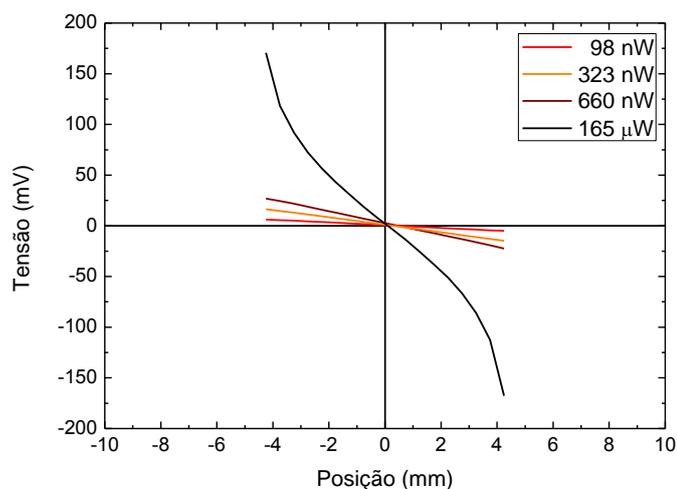


Figura 4.19 Funções de transferência para dois feixes distantes de 10,92 mm para potências diferentes.

A propriedade do PSD ter foto-tensão lateral nula, quando dois feixes com mesma potência incidem a distâncias equidistantes do ponto de tensão nula, permite comparar feixes com potências diferentes, tendo em vista que a foto-tensão lateral resultará da diferença das potências dos feixes. Uma forma equivalente de fazer a comparação das potências é com a distância dos feixes ao ponto de tensão nula. Considera-se um feixe de referência cuja potência é conhecida e que tem distância ao ponto de tensão nula fixa e conhecida, e outro feixe com potência diferente (feixe analisado). O feixe analisado pode ser colocado num ponto, dependendo do comprimento da trilha, no qual a foto-tensão lateral é anulada. Esta distância do feixe analisado está relacionada com a diferença entre as potências do feixe de referência e do feixe analisado. A diferença de potência pode ser causada, por exemplo, por um material colocado no caminho de um dos feixes, dessa forma a diferença de potência pode dar informações sobre as características ópticas do material.

4.2.6 Medida Diferencial

Como discutido na seção anterior, em pontos equidistantes do ponto de tensão nula, dois feixes com mesma potência, se incididos um por vez em cada um desses pontos, produzem uma foto-tensão lateral de mesma magnitude, porém com polarização diferente. Devido a esse efeito, quando os feixes incidem simultaneamente nos pontos equidistantes, a foto-tensão gerada é nula. Tal característica sugere que se um feixe de referência for colocado

em um ponto distante do ponto de tensão nula e outro feixe com potência diferente for colocado na mesma distância, porém, do lado oposto, a foto-tensão lateral é resultante da diferença entre as potências dos feixes. Para analisar esse efeito, foi feita a diferença dos valores absolutos das foto-tensões geradas por feixes com potências semelhantes colocados em pontos equidistantes do ponto de tensão nula. Uma análise com a variação da potência de um dos feixes, também foi feita. Neste trabalho, a diferença refere-se aos valores absolutos das foto-tensões laterais quando elas são geradas em lados opostos da trilha (aqui a referência na trilha é o ponto de tensão nula). Essa diferença, de forma prática, equivale à soma das tensões, já que elas têm polarizações contrárias. A diferença entre as tensões, aqui, é chamada de tensão diferencial, seja ela dada diretamente pela incidência simultânea dos dois feixes em pontos equidistantes ou pelas incidências consecutivas dos feixes, também em pontos equidistantes.

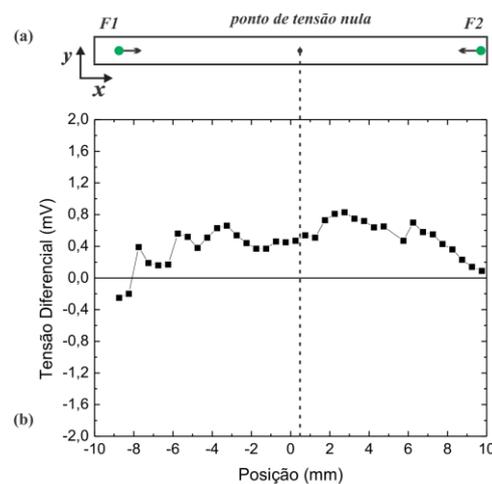


Figura 4.20 Diferenciação da foto-tensão lateral gerada por feixes simples com mesma potência (660 nW) para vários pontos equidistantes em um PSD.

Considera-se inicialmente cada feixe posicionado dentro da área ativa em pontos equidistantes do ponto de tensão nula próximos aos contatos, como sugere a Figura 4.20(a), sendo a potência dos feixes de 660 nW. Os valores são os mesmos usados para obter as funções de transferência para feixes simples na configuração 2F2, mostradas na Figura 4.17(b). Os valores são obtidos varrendo-se todo o dispositivo com um feixe por vez, com passos de 0,5 mm. Para os pontos da diferença de tensão mostrados na Figura 4.20(b), na parte esquerda do ponto de tensão nula, o feixe F1 manteve-se à esquerda deste ponto, enquanto que o feixe F2 à direita dele. No lado da trilha, à direita do ponto de tensão nula, as posições dos feixes são invertidas. Para um dispositivo ideal, onde a camada resistiva é

uniforme e a camada antirreflexiva de óxido tem a mesma espessura em todo o dispositivo, e medida ideal na qual é possível exatamente colocar os feixes em pontos simétricos em relação ao ponto de tensão nula, neste caso, os pontos no gráfico seriam simétricos em relação ao eixo que passa pelo ponto de tensão nula. Ainda num dispositivo ideal, os valores da diferença de tensão se encontrariam numa reta que passa pelo zero no eixo da diferença de tensão. Além dos motivos citados para a ausência de simetria em relação ao eixo que passa pelo ponto de tensão nula, que também contribuem para uma diferença da tensão diferente de zero, o desalinhamento do feixe da região central da trilha (eixo y na Figura 4.20) também contribui para essa diferença, tendo em vista que próximo às bordas da trilha, a tensão sai da região do platô localizada no centro da trilha, como sugerido na Figura 4.16.

Medidas da diferenciação da tensão com variação da potência de um dos feixes foram feitas. Na medição, um dos feixes ficou como referência em uma distância fixa do ponto de tensão nula, enquanto o outro feixe (o analisado) foi colocado no ponto equidistante oposto e teve sua potência variada. Em seguida, o feixe analisado foi tomado como referência com o mesmo valor de potência de referência, enquanto o antigo feixe de referência passou a ser analisado. A obtenção da tensão diferencial foi obtida das duas formas para efeitos de comparação. Aquelas tensões diferenciais obtidas das incidências simultânea dos dois feixes serão identificadas como método S, enquanto que as tensões diferenciais obtidas da soma dos valores das foto-tensões laterais dos feixes incididos consecutivamente serão identificadas como método C. Os feixes, chamados de F1 e F2, com potência de $1,21 \mu\text{W}$, foram colocados nos pontos equidistantes de $840 \mu\text{m}$ do ponto de tensão nula. Para obtenção da foto-tensão lateral gerada por apenas um dos feixes, a passagem do outro foi obstruída.

A Figura 4.21 mostra os resultados para os métodos S e C. A parte superior do gráfico apresenta os valores da foto-tensão lateral quando F1 teve sua potência variada e F2 foi mantido como referência (quadrados pretos no gráfico), enquanto que na parte de baixo do gráfico encontram-se os valores da foto-tensão quando a potência de F2 foi variada e F1 foi tomado como referência (triângulo para cima verde), ambos os resultados para o método S. Como a variação da potência é obtida diminuindo-se seu valor, nota-se que F1 se encontrava do lado da trilha onde a foto-tensão lateral tinha polarização negativa, enquanto F2 na polarização positiva. Para o método C, os valores no gráfico são mostrados em círculo vermelho para F1 variando e triângulo para baixo azul para F2 variando. Essa troca do feixe analisado é indicada no gráfico pela simetria em relação ao eixo que passa pelo zero no eixo da tensão diferencial, tendo em vista que os feixes sem atenuadores tinham a mesma potência. Esse resultado é equivalente à troca física da posição entre os feixes, i.e., colocar F1 no lugar

de F2 e vice-versa. A diferença entre os valores das tensões diferenciais referente aos métodos S e C é mínima. Como o dispositivo e os feixes permaneceram fixos, essa diferença provavelmente é devida aos ruídos no dispositivo (térmico ou balístico), que não são tratados neste trabalho. Da figura, nota-se que para ambos os resultados, das medidas S e C, quanto maior a variação entre as potências dos feixes F1 e F2, maior é a foto-tensão lateral diferencial.

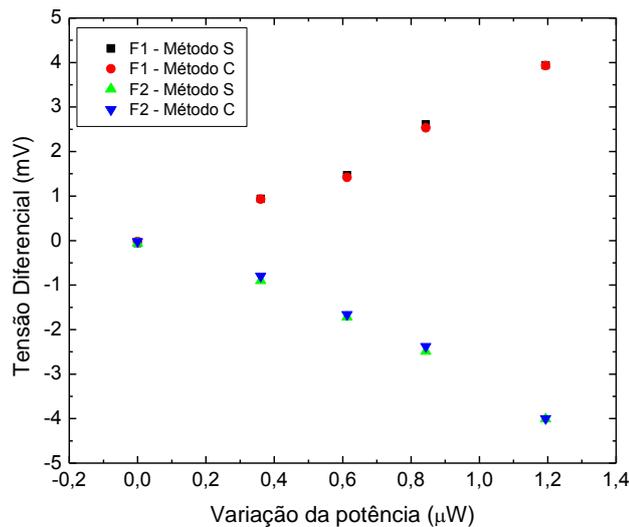


Figura 4.21 Diferenciação de tensão com variação entre as potências dos feixes. Fi indica qual feixe teve a potência variada.

As medidas de tensão diferencial confirmam a expectativa discutida na seção anterior (4.2.5), relacionada à propriedade do PSD em pontos simétricos ao ponto de tensão nula. As medidas mostraram que quando dois feixes com mesma potência são incididos em pontos equidistantes do ponto de tensão nula, a foto-tensão lateral é nula. A outra série de medidas na qual a potência de um dos feixes foi variada mostrou que a variação entre as potências dos feixes resulta numa foto-tensão lateral, que foi chamada de foto-tensão diferencial. Como era de se esperar, a tensão diferencial diminui com a diminuição da variação entre as potências dos feixes e vice-versa (Figura 4.21). Com esses resultados, pode-se afirmar que é possível usar o múltiplo PSD como um diferenciador de tensões causadas por feixes com potências diferentes, como sugerido na introdução deste trabalho.

CAPÍTULO 5

Conclusão e Perspectivas

O dispositivo apresentado nesta dissertação é um sensor óptico de 64 canais cuja aplicação fundamental é a detecção da posição do feixe de luz incidente. Porém, devido ao foto-efeito lateral é possível utilizá-lo como um diferenciador de sinal óptico. Tendo em vista essa aplicação, o sensor foi construído com 64 PSDs unidimensionais paralelos, cada PSD com dimensões de 20 mm por 150 μm , para utilização simultânea de até 64 canais.

Para a construção do sensor foi empregada a tecnologia planar do silício em um substrato de silício tipo-n, onde foram empregadas três máscaras litográficas, fabricadas em fotolito. Oxidação térmica, litografia, corrosão, metalização, além de implantação iônica foram algumas das etapas tecnológicas realizadas. Duas implantações de boro foram realizadas. Uma para formar contatos ôhmicos com 10^{15} cm^{-2} de dose a 50 keV de energia e a outra para formação da camada resistiva com dose de 10^{13} cm^{-2} e mesma energia. A camada resistiva é uma camada tipo-p de aproximadamente 350 nm de espessura que forma com o substrato tipo-n uma junção p-n que é o elemento básico do PSD.

A caracterização elétrica, através das medidas I-V, ratificou os contatos ôhmicos em cada trilha. A resistência média para as camadas resistivas foi de 570 k Ω . Também foi realizada a análise I-V entre PSDs vizinhos, de onde obteve-se 25 V para o valor de tensão mínima para romper o *gap* entre os PSDs adjacentes.

Na caracterização óptica, o dispositivo mostrou uma resolução melhor que 10 μm . Os PSDs unidimensionais demonstraram boa linearidade na função de transferência em 99% da área ativa para um feixe com cintura de 30 μm . Para uma potência do feixe de 1,74 μW a sensibilidade média das trilhas validas foi de 4,72 mV/mm. O *crosstalk* elétrico entre as trilhas também foi analisado. A sensibilidade na trilha conectada quando o feixe está sobre a trilha vizinha é de aproximadamente 2% do valor máximo da tensão, quando o feixe está sobre a trilha conectada. Diante do aumento da potência do feixe, verificou-se que o

dispositivo responde com o aumento da sensibilidade, porém, a sensibilidade tende à saturação para potências do feixe a partir de 10 μW . Esse resultado mostrou-se equivalente às medidas da foto-tensão lateral com a variação da potência do feixe, entretanto, com o feixe incidindo em um ponto fixo de uma trilha. Os resultados mostraram que a saturação da foto-tensão lateral varia com a distância do ponto sobre o qual o feixe incide ao ponto de tensão nula. Para distância de 1 mm, a saturação inicia em 10 μW ; para 4 mm e 8 mm de distância do ponto de tensão nula, a saturação inicia com a potência do feixe aproximadamente em 40 μW e 100 μW , respectivamente.

As medidas com dois feixes confirmaram a hipótese de capacidade de diferenciação de sinais ópticos, quando os feixes incidem em pontos simétricos ao ponto de tensão nula. Quando os feixes tinham a mesma potência, a foto-tensão lateral medida era nula. Enquanto que variando a potência de um dos feixes, era medida uma foto-tensão lateral que diminuía com a diminuição da variação entre a potência dos feixes de luz.

Os resultados demonstram a possibilidade de usar o foto-efeito lateral em aplicações diferentes daquela pensada inicialmente por Wallmark, que resultou no desenvolvimento de um detector sensível à posição. Pode-se afirmar com base nos resultados apresentados que é possível utilizar o dispositivo deste trabalho em aparelhos que façam uso de um diferenciador de sinal óptico, como um espectrômetro.

Muito da caracterização do múltiplo PSD foi feito e apresentado nesta dissertação, entretanto, outros tipos de análises são necessários a fim de melhor caracterizar o dispositivo, como por exemplo: (1) resposta espectral, que é o intervalo do espectro eletromagnético para o qual o sensor responde com um sinal elétrico; (2) medidas da capacitância; (3) análise de ruídos; (4) tempo de resposta; (5) comparação com sistemas de dois detectores; (6) medidas multicanais; (7) medidas com espectros. No entanto para prosseguir com a caracterização óptica do dispositivo é necessário aperfeiçoar os processos tecnológicos, além de utilizar máscaras profissionais, a fim de construir trilhas mais uniformes e utilizar um método de solda melhor para o empacotamento.

Este é um típico trabalho com vasta aplicação que pode ser aproveitado para o início da indústria de semicondutores e óptico-eletrônica no Brasil. O múltiplo PSD e os fotodetectores de junção de forma geral são dispositivos que quanto comparados aos transistores são de simples fabricação, mas, também de ampla aplicação e rentabilidade.

Referências

- [1] D. J. W. Noorlag, “Lateral-photoeffect position-sensitive detectors,” Delft University Technology, 1982.
- [2] M. De Bakker, “The PSD chip - high speed acquisition of range images,” Delft University of Technology, 2000.
- [3] S. Iqbal, “Optical Metrology with Laser and Position-Sensitive Detectors,” International Islamic University, 2007.
- [4] A. Mäkynen, “Position-sensitive devices and sensor systems for optical tracking and displacement sensing applications,” University of Oulu, 2000.
- [5] J. Henry and J. Livingstone, “A Comparison of Layered Metal-Semiconductor Optical Position Sensitive Detectors,” *IEEE Sensors Journal*, vol. 2, no. 4, pp. 372-376, 2002.
- [6] J. Xing, K. Jin, M. He, H. Lu, G. Liu, and G. Yang, “Ultrafast and high-sensitivity photovoltaic effects in TiN/Si Schottky junction,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 41, no. 19, p. 195103, Oct. 2008.
- [7] S. Q. Xiao, H. Wang, Z. C. Zhao, and Y. X. Xia, “Large lateral photoeffect observed in metal–semiconductor junctions of $\text{Co}_x\text{Mn}_y\text{O}$ films and Si,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 40, no. 18, pp. 5580-5583, Sep. 2007.
- [8] H. Andersson, “Position Sensitive Detectors - Device Technology and Applications in Spectroscopy Applications in Spectroscopy,” Mid Sweden University, 2008.
- [9] S. Q. Xiao et al., “A novel position-sensitive detector based on metal–oxide–semiconductor structures of $\text{Co-SiO}_2\text{-Si}$,” *New Journal of Physics*, vol. 10, no. 3, p. 033018, Mar. 2008.
- [10] L. Chi, P. Zhu, H. Wang, X. Huang, and X. Li, “A high sensitivity position-sensitive detector based on $\text{Au-SiO}_2\text{-Si}$ structure,” *Journal of Optics*, vol. 13, no. 1, p. 015601, Jan. 2011.
- [11] O. Hosten and P. Kwiat, “Observation of the spin hall effect of light via weak measurements.,” *Science (New York, N.Y.)*, vol. 319, no. 5864, pp. 787-90, Feb. 2008.

- [12] H. J. Woltring, "Single- and dual-axis lateral photodetectors of rectangular shape," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 22, no. 8, pp. 581-590, Aug. 1975.
- [13] *PSD (POSITION SENSITIVE DETECTOR)*. Hamamatsu - Japan: , 2003, p. 16.
- [14] W. Wang and I. J. Busch-Vishniac, "The Linearity and Sensitivity of Lateral Effect Position Sensitive Devices - An Improved Geometry," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 36, no. 1, pp. 2475-2480, 1989.
- [15] D. J. W. Noorlag and S. Middelhoek, "Two-dimensional position-sensitive photodetector with high linearity made with standard i.c.-technology," *Solid-state and electron devices*, vol. 3, no. 3, pp. 75-82, 1979.
- [16] J. T. Wallmark, "A New Semiconductor Photocell Using Lateral Photoeffect," *Proceedings of the IRE*, vol. 45, no. 4, pp. 474-483, 1957.
- [17] R. B. Emmons, "The lateral photoeffect," *Solid-State Electronics*, vol. 10, pp. 505-506, 1967.
- [18] A. R. Moore and W. M. Webster, "The Effective Surface Recombination of a Germanium Surface with a Floating Barrier," *Proceedings of the IRE*, vol. 43, no. 4, pp. 427-435, 1955.
- [19] G. Lucovsky, "Photoeffects in Nonuniformly Irradiated p-n Junctions," *Journal of Applied Physics*, vol. 31, no. 6, pp. 1088-1095, 1960.
- [20] W. P. Connors, "Lateral photodetector operating in the fully reverse-biased mode," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 18, no. 8, pp. 591-596, Aug. 1971.
- [21] B. E. Bouma, G. J. Tearney, I. P. Bilinsky, B. Golubovic, and J. G. Fujimoto, "Self-phase-modulated Kerr-lens mode-locked Cr:forsterite laser source for optical coherence tomography," *Optics letters*, vol. 21, no. 22, pp. 1839-41, Nov. 1996.
- [22] R. Torre, P. Bartolini, and R. Righini, "Structural relaxation in supercooled water by time-resolved spectroscopy," *Nature*, vol. 428, no. 6980, pp. 296-9, Mar. 2004.
- [23] K. F. Lee and J. E. Thomas, "Entanglement with classical fields," *Physical Review A*, vol. 69, no. 5, pp. 1-14, May. 2004.
- [24] G. L. Abbas and V. W. S. Chan, "A dual-detector optical heterodyne receiver for local oscillator noise suppression," *Journal of Lightwave Technology*, vol. 3, no. 5, pp. 1110-1122, 1985.
- [25] P. C. Hobbs, "Ultrasensitive laser measurements without tears," *Applied optics*, vol. 36, no. 4, pp. 903-20, Feb. 1997.
- [26] S. Middelhoek and S. A. Audet, "Silicon sensors: full of promises and pitfalls," *Journal of Physics E: Scientific Instruments*, vol. 20, no. 9, pp. 1080-1086, Sep. 1987.

- [27] S. M. Sze and K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*, 3rd ed. Hoboken, New Jersey: John Wiley e Sons, Inc, 2007, p. 814.
- [28] S. M. Rezende, *Materiais e Dispositivos Eletrônicos*, 2nd ed. São Paulo, São Paulo: Editora Livraria da Física, 2004.
- [29] K. F. Brennan, *The Physics of Semiconductors: with applications to optoelectronic devices*. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- [30] W. Kern and D. A. Poutinen, "Cleaning solutions based on hydrogen peroxide for use in silicon semiconductor technology," *RCA Review*, vol. 31, pp. 187-206, 1970.
- [31] S. Wolf and R. N. Tauber, *Silicon Processing for the VLSI era*, 2nd ed. Los Angeles: Lattice Press, 2000.
- [32] R. C. Jaeger, *Introduction to microelectronic fabrication*, vol. V. Reading, Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, Inc, 1988.
- [33] *FLOOPS-ISE User's Manual, ISE TCAD Release 10.0*. Zurich: , 2004, p. 261.
- [34] A. Toneva and D. Sueva, "Two-coordinate position sensitive amorphous silicon photodetectors," *Sensors and Actuators A: Physical*, vol. 73, no. 3, pp. 210-214, Mar. 1999.
- [35] R. C. G. da Silva, "Desenvolvimento e Otimização de um Fotodetector de Silício Bidimensional Sensível à Posição," Universidade Federal do Rio Grande do Sul, 2004.
- [36] T. Y. Gorbach and K. M. Krolevets, "Longitudinal photocell for large illuminations," *Radio Engineering and Electronic Physics*, vol. 7, pp. 995-998, 1962.
- [37] T. Y. Gorbach, Z. S. Gribnikov, and K. M. Krolevets, "The photovoltage of a nonuniformly illuminated p-n junction," *Radio Engineering and Electronic Physics*, pp. 956-964, 1962.
- [38] R. C. G. da Silva, H. I. Boudinov, and R. R. Correia, "Design and development of two-dimensional position sensitive photo-detector," *Microelectronics Journal*, vol. 36, no. 11, pp. 1023-1025, Nov. 2005.