

**MICROSCOPIA FOTOTÉRMICA DE
REFLEXÃO APLICADA À
CARACTERIZAÇÃO DE
DISPOSITIVOS MICROELETRÔNICOS**

Jerias Alves Batista

Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP
Julho de 1996

Jerias Alves Batista

**MICROSCOPIA FOTOTÉRMICA DE REFLEXÃO
APLICADA À CARACTERIZAÇÃO DE
DISPOSITIVOS MICROELETRÔNICOS**

*Este exemplar corresponde
à redação final da
Tese de Mestrado defendida
pelo aluno Jerias
Alves Batista e aprovada
pela comissão julgadora.
28/10/96.*

Orientador:

Prof. Dr. Antonio Manoel Mansanares

Tese apresentada ao Instituto de Física
"Gleb Wataghin" da Universidade
Estadual de Campinas, para obtenção
do título de Mestre em Física.

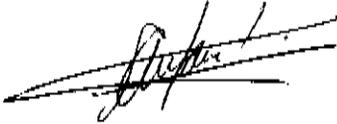
Campinas - SP

1996

PARECER DE APROVAÇÃO
DEFESA DE TESE DE MESTRADO DE
JERIAS ALVES BATISTA

DATA: 29 / 07 / 96

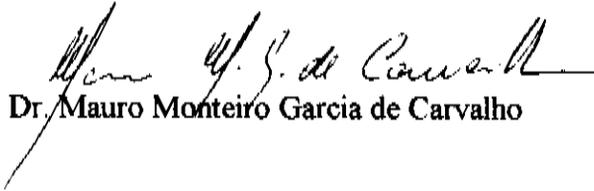
BANCA EXAMINADORA:



- Prof. Dr. Antonio Manoel Mansanares (Orientador)



- Prof. Dr. Luiz Carlos Moura Miranda



- Prof. Dr. Mauro Monteiro Garcia de Carvalho

À minha esposa Rosângela,
com carinho.

Agradecimentos

Gostaria de agradecer a todos os que de alguma forma contribuíram para a realização deste trabalho, seja direta ou indiretamente, em especial:

- ao Prof. Dr. Antonio Manoel Mansanares, pela orientação e acompanhamento constantes durante a realização desta tese, e pelas lições de profissionalismo vivenciadas;
- aos Profs. Dr. Edson C. da Silva, Dr. Flávio C. G. Gandra e Dr. Nicolau Jannuzi, pelas orientações, sugestões e amizades;
- ao Prof. Dr. Mauro Monteiro de Carvalho, por gentilmente ter cedido uma das salas de seu laboratório para a montagem do nosso experimento;
- ao Prof. Dr. Antonio Pinto Neto, pelo grande incentivo inicial, sem o qual teria sido improvável a minha vinda à UNICAMP;
- ao pessoal do GFRM - Edson, Antonio, Alexandre, Ana Cláudia, Dinah, José Roberto, Luís Carlos, Paulo Barja, Gustavo e Laura, pelas amizades e discussões relevantes no dia-a-dia da vida acadêmica e pelas muitas conversas “jogadas fora”.
- ao Luís Carlos, pelas muitas sugestões e medidas realizadas e convivência diária no laboratório;

- ao pessoal do Grupo de Metais e Ligas - Flávio e Medina, pelos muitos momentos agradáveis e papos descontraídos durante os almoços e cafezinhos;

- ao pessoal do CTI - Marcos Pimentel, João Adalberto e Prof. Jannuzzi, pelas amostras cedidas e discussões que me foram úteis;

- ao pessoal da Secretaria da Pós-Graduação - Maria Ignez, Márcia e Armando;

- à toda minha família, pelo incentivo e encorajamento contínuos e pela ajuda financeira no início deste trabalho;

- aos meus pais, Raimundo e Maria Batista, por me darem a oportunidade de ter o que nunca possuíram - o saber acadêmico;

- à minha esposa Rosângela, que sempre esteve ao meu lado independentemente das circunstâncias do momento; pelo carinho, compreensão e grande incentivo;

- ao CNPq, pelo suporte financeiro;

- e a Deus, por me permitir chegar até aqui.

Resumo

Um importante passo para o desenvolvimento de estruturas microeletrônicas é a avaliação não destrutiva de dispositivos em operação. O conhecimento das perdas térmicas nessas estruturas é de grande importância, uma vez que se elas forem excessivas localmente podem indicar a presença de um defeito ou mesmo servir como fonte de propagação de defeitos. Os mapas térmicos são bons indicadores de defeitos em dispositivos microeletrônicos, visto que o perfil de temperatura é sensível às distorções provocadas por estes. Defeitos tais como aqueles provocados por descargas eletrostáticas, fugas de correntes e por eletromigração alteram sensivelmente os perfis de temperatura e de campo elétrico.

Neste trabalho a Microscopia Fototérmica de Reflexão é aplicada à caracterização de estruturas resistivas de polissilício e transistores de efeito de campo MOS - MOSFET. As amostras foram gentilmente cedidas pelo Centro Tecnológico para Informática - CTI, Campinas-SP. As trilhas resistivas fazem parte de um *chip* (KELVRES) contendo trilhas de várias dimensões. Especificamente trabalhamos com trilhas de 6 e 3 μm de largura e cerca de 0,5 μm de espessura. Os transistores são parte de um *chip* (OSQUARE) construído no IMEC-Bélgica. O transistor a ser analisado é do tipo *n*-MOS com canal de 30 μm de largura e igual comprimento.

Em trilhas resistivas verificamos que o efeito dominante sobre o sinal medido é devido às perdas Joule. Com isso, identificamos efeitos de difusão de calor e mudanças na distribuição de linhas de corrente. Em regime de altas frequências observamos efeito capacitivo nas trilhas. Em transistores de efeito de campo MOS observamos três componentes para o sinal: uma componente de eletrorefletância, uma devida aos portadores fotogerados e uma de corrente de polarização. Mostramos seis diferentes formas de fazer microscopia nesses dispositivos, pela modulação da voltagem do dreno ou do *gate*.

Abstract

Non-destructive evaluation of operating micro-electronic devices is a fundamental step in the development of such structures. The knowledge of the thermal losses distribution in these structures is of particular importance, since they both can indicate the presence of defects and promote, when excessive, a run-away process of degradation. Since the temperature profile can be strongly affected by defects, through thermal parameters mismatch, thermal maps are a useful tool in their detection. One should point out that common degradation processes developed through electrostatic discharges and electromigration usually result in local perturbation of the temperature profile.

In this work the Photothermal Reflectance Microscopy is applied to the characterization of polycrystalline silicon tracks and metal-oxide-semiconductor field-effect-transistors (MOS-FET). The samples were supplied by the Centro Tecnológico para Informática - CTI. The conductive tracks here studied belong to a chip (KELVRES) composed by several tracks with varied dimensions. We worked on a few $6\mu\text{m}$ - and $3\mu\text{m}$ -wide and $0,5\mu\text{m}$ -thick polycrystalline silicon tracks. The studied transistors belong to a chip (OSQUARE) produced by IMEC-Belgium. The MOS-FET here analyzed is a n-channel $30\mu\text{m}$ -wide and $30\mu\text{m}$ -long.

The results obtained on conductive tracks indicate that the Joule effect is the dominant one. We observed both heat diffusion and distortion on the current distribution around singular regions, such as branches and narrowing points. At high modulation frequencies a capacitive effect was also observed. MOS-FET investigation revealed three different contributions to the signal: an electroreflectance component due to the surface potential bending; a photo-generated carriers component, induced by the probe beam itself; and a bias current component, mainly due to Joule effect. By using different arrangements we show six distinct ways to perform thermal - and electro-reflectance microscopy in such kind of device, each one presenting a specific contrast.

SUMÁRIO

CAPÍTULO 1: Fundamentação Teórica

	p.
1 - INTRODUÇÃO	01
2 - INTRODUÇÃO ÀS ONDAS TÉRMICAS	02
3 - TÉCNICAS DE MICROSCOPIA FOTOTÉRMICA	04
3.1 - Microscopia Fotoacústica	04
3.2 - Efeito Miragem	06
3.3 - Radiometria Infravermelha	09
3.4 - Microscopia Fototérmica de Reflexão	11
4 - CAMPO DE TEMPERATURA EM AMOSTRAS HOMOGÊNEAS.....	13
4.1- Meio Semi-Infinito com Fontes Planares	14
4.2 - Meio Semi-Infinito com Fontes Pontuais	15
4.3 - Meio Semi-Infinito com Fontes Cilíndricas	16
4.4 - Passagem do Caso 3D para o caso 1D	22
REFERÊNCIAS	24

CAPÍTULO 2 : Arranjo Experimental e Metodologia

1- INTRODUÇÃO	26
2 - MÉTODOS E EQUIPAMENTOS	26
REFERÊNCIAS	30

CAPÍTULO 3: Transistores de Efeito de Campo MOS e Trilhas Resistivas

1 - INTRODUÇÃO	31
2 - TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO	31
2.1 - MOSFET	32
2.1.1 - Propriedades Elétricas de Superfícies Semicondutoras	35
2.1.1.1 - Concentração de Portadores na Superfície	35
2.1.1.2 - Camadas de Depleção e Inversão	37
2.1.2 - Características Tensão-Corrente de um Transistor MOS	37
2.1.2.1 - Características de Dreno para V_{DS} Menor do que V_{GS}	37
2.1.2.2 - Características de Dreno para V_{DS} Comparável a V_{GS}	39
2.1.2.3 - Características de Dreno para V_{DS} Maior do que V_{GS}	41
3 - TRILHAS RESISTIVAS	43
3.1 - O Fenômeno da Eletromigração	44
REFERÊNCIAS	46

CAPÍTULO 4: Microscopia Térmica em Trilhas Resistivas

1 - INTRODUÇÃO	47
2 - SINAL DA FOTOREFLETÂNCIA MODULADA EM TRILHAS RESISTIVAS	47
REFERÊNCIAS	67

CAPÍTULO 5: Microscopia Térmica em Transistores de Efeito de Campo MOS

1 - INTRODUÇÃO	68
2 - CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA	71
3 - SINAL DA FOTOREFLETÂNCIA MODULADA EM MOSFET	76
3.1 - Componente de Eletrorefletância	76
3.2 - Componente de Portadores Fotogerados.....	78
3.3 - Componente de Corrente de Polarização	82
3.4 - Dependência do Sinal com a Intensidade do Feixe de Prova	85
3.4.1 - Sinal para V_D Contínuo e V_G Modulado	85
3.4.2 - Sinal para V_G Contínuo e V_D Modulado	87
REFERÊNCIAS	92

CAPÍTULO 6: Conclusões e Perspectivas

93

Capítulo 1

Fundamentação Teórica

1 - INTRODUÇÃO

Durante os últimos anos a física de ondas térmicas tem sido aplicada com muito sucesso ao estudo de materiais, especialmente semicondutores e dispositivos microeletrônicos. Muitas técnicas foram desenvolvidas com o objetivo de examinar estes materiais e tentar descrever a dinâmica dos processos térmicos associados à produção de calor, sobretudo pela formação da imagem das ondas térmicas.

A formação da imagem das ondas térmicas tem surgido como uma proeminente tecnologia para a avaliação não destrutiva de materiais [1-18]. Existem vários mecanismos mediante os quais as ondas térmicas são geradas, sendo que os dois mais comuns envolvem absorção de um feixe de laser modulado ou de elétrons. Quando um feixe de laser incide sobre a superfície de um semicondutor, os fótons cuja energia E seja maior do que a energia de *gap* E_g do material serão absorvidos. Os elétrons do estado fundamental absorvem a quantidade de energia E e são excitados para níveis superiores dentro da banda de condução sendo, em seguida, desexcitados para o estado fundamental, liberando a mesma quantidade de energia E . Vários fenômenos físicos decorrem do processo de decaimento de estados quânticos, sendo aquele que envolve geração de calor no material o que nos diz respeito.

Após geradas, as ondas térmicas ficam sujeitas ao processo de espalhamento através da amostra até serem refletidas por algumas regiões com características bem peculiares, ou seja, são regiões cujas propriedades térmicas

diferem das propriedades de sua vizinhança, como por exemplo o calor específico, a condutividade térmica e o coeficiente de expansão térmica. Propriedades não térmicas que promovam variações no coeficiente de absorção óptico, parâmetros elásticos, etc., também são obtidas por técnicas de ondas térmicas, desde que estas propriedades afetem os processos de geração ou detecção destas.

2 - INTRODUÇÃO ÀS ONDAS TÉRMICAS

Sabemos que em um determinado volume unitário de matéria, a variação da quantidade de calor por unidade de tempo, $\frac{\partial Q}{\partial t}$, é dada pelo fluxo de calor que entra ou sai do volume unitário somado à taxa de geração de calor por unidade de tempo $f(\vec{r}, t)$:

$$\frac{\partial Q(\vec{r}, t)}{\partial t} = \oint_{\text{sup}} k \vec{\nabla} T(\vec{r}, t) \cdot \vec{dS} + \int_{\text{vol}} f(\vec{r}, t) dV \quad (1)$$

ou, usando o teorema da divergência de Gauss, temos

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{vol}} \rho c T(\vec{r}, t) dV = \int_{\text{vol}} \vec{\nabla} \cdot [k \vec{\nabla} T(\vec{r}, t)] dV + \int_{\text{vol}} f(\vec{r}, t) dV \quad (2)$$

onde k é a condutividade térmica, ρ é a densidade e c é o calor específico. Da igualdade acima nós podemos chegar à expressão final para a equação de difusão

$$\vec{\nabla} \cdot [k \vec{\nabla} T(\vec{r}, t)] - \rho c \frac{\partial T(\vec{r}, t)}{\partial t} = -f(\vec{r}, t) \quad (3)$$

A função $f(\vec{r}, t)$ representa as fontes de calor no material e tem dimensão de energia por unidade de volume por unidade de tempo e $T(\vec{r}, t)$ é a temperatura. O termo *onda térmica* tem sido usado como referência a uma classe especial de solução dependente do tempo desta equação que ocorre quando a função $f(\vec{r}, t)$ é periódica no tempo. Se a periodicidade da fonte é caracterizada pela frequência angular ω , nós podemos escrever as funções $T(\vec{r}, t)$ e $f(\vec{r}, t)$ na forma complexa como

$$f(\vec{r}, t) = f(\vec{r})e^{j\omega t} \quad (4)$$

$$T(\vec{r}, t) = T(\vec{r})e^{j\omega t}$$

Substituindo estas expressões na equação de difusão (3), temos

$$\vec{\nabla} \cdot [k\vec{\nabla}T(\vec{r})] - k\sigma^2 T(\vec{r}) = -f(\vec{r}) \quad (5)$$

onde foi feita a transformação $j\omega\rho c = k(2j)(\omega\rho c/2k) = k(1+j)^2(\omega\rho c/2k) = k\sigma^2$. Agora a difusão de calor é caracterizada somente por seu aspecto espacial. σ é o coeficiente complexo de difusão (ou número de onda térmica), definido por

$$\sigma = (1+j)(\omega\rho c / 2k)^{1/2} \quad (6)$$

A quantidade $k/\rho c$ que aparece na definição de σ é chamada de difusividade térmica, α . A difusividade térmica é o parâmetro relevante no transporte transiente de calor; assim, ela aparece em todos os problemas de difusão térmica. A origem do termo *onda térmica* está na forma da equação (5). Esta equação é formalmente equivalente à equação de Helmholtz para o movimento ondulatório e, portanto, tem soluções semelhantes [19]. Estas soluções representam ondas fortemente amortecidas, como indicado pelo fato de que as partes real e imaginária do vetor de onda, σ , são iguais. A amplitude da onda cai a $1/e$ em uma distância chamada comprimento de difusão térmica, μ , definido por

$$\mu = (2k / \rho\omega c)^{1/2} = \left(\frac{2\alpha}{\omega}\right)^{1/2} \quad (7)$$

O comprimento de difusão térmica é um termo muito importante em nossa análise porque ele representa ao mesmo tempo características de amortecimento e o número de onda da temperatura periódica. Como ele é inversamente proporcional à raiz quadrada da frequência ($\omega = 2\pi f$), podemos obter o perfil de profundidade do campo de temperatura pela variação da frequência de modulação. Valores típicos do comprimento de difusão térmica estão compreendidos na faixa que vai de alguns micra a uns poucos milímetros.

3 - TÉCNICAS DE MICROSCOPIA FOTOTÉRMICA

As técnicas de microscopia fototérmica têm sido aplicadas a muitos problemas envolvendo gases, líquidos e sólidos com o objetivo de estudar as propriedades ópticas, térmicas e de transporte. Inicialmente descreveremos o efeito fotoacústico, onde veremos a estreita relação entre o sinal acústico e as propriedades ópticas e térmicas de um material. A deflexão de um feixe de prova que atravessa um meio com gradiente de índice de refração será analisada em seguida. A detecção da radiação infravermelha emitida por uma amostra aquecida será analisada. Finalmente, a variação no coeficiente de reflexão de uma amostra induzida pela variação na temperatura será apresentada com a Microscopia Fototérmica de Reflexão.

3.1 - Microscopia Fotoacústica

Vários mecanismos estão disponíveis para detectar as ondas térmicas, seja direta ou indiretamente. Historicamente, a primeira técnica a ser desenvolvida foi a Microscopia Fotoacústica, na qual o detetor é um microfone acoplado a uma célula com gás [3, 20-22]. Nesta técnica, a amostra é colocada dentro de uma célula contendo um gás apropriado. Na Figura 1 nós temos o arranjo esquemático de uma célula fotoacústica convencional. Um feixe de laser periodicamente modulado em intensidade adentra a célula por uma janela transparente, atravessa o volume de gás e atinge a superfície da amostra, onde é absorvido. Parte da radiação absorvida pela amostra é convertida em calor por processo de desexcitação não-radiativa.

O fluxo periódico de calor resultante da amostra para a camada vizinha de gás gera uma flutuação de pressão na célula, que é detectada pelo microfone como um sinal coerente na frequência de modulação do laser. Somente a fina camada de gás adjacente à amostra (de espessura $2\pi\mu_g$, onde μ_g é o comprimento de difusão térmica do gás) responde termicamente ao processo de difusão de calor do sólido para o interior da célula. Devido à modulação da luz incidente, a difusão de calor para o gás será de forma modulada. Assim, a camada fronteira de gás pode ser considerada como um pistão vibratório, gerando ondas de pressão que se propagam ao longo da célula. Como a magnitude da flutuação periódica de pressão é proporcional à

quantidade de calor propagada pela amostra, há uma estreita relação entre o sinal acústico registrado e a quantidade de luz absorvida por esta.

Considerando que a camada fronteira sofra uma expansão isobárica e que a coluna de gás responda adiabaticamente à variação de pressão na célula, o sinal fotoacústico é dado por [3]

$$\delta P(t) = \frac{\gamma P_0 \mu_g}{\sqrt{2} l_g T_0} T(0) e^{-j\pi/4} \quad (8)$$

onde γ é a razão entre os calores específicos a pressão e volume constantes, P_0 é a pressão ambiente e l_g é o comprimento da coluna de gás; T_0 e $T(0)$ são, respectivamente, as componentes dc e a distribuição média de temperatura na superfície da amostra. A distribuição de temperatura $T(0)$ será discutida posteriormente para alguns casos interessantes, nos quais as fontes de calor possuem diferentes simetrias. Na referência [3] a expressão acima é analisada para vários casos diferentes (em um modelo unidimensional), visando facilitar a interpretação física do conjunto de seus termos. A opacidade da amostra é o parâmetro básico de diferenciação, como determinado pela relação entre o comprimento de absorção óptico $l_\beta = \beta^{-1}$ e a espessura da amostra, l .

Uma das vantagens desta técnica é que, em geral, ela pode ser aplicada a qualquer tipo de sólido, seja ele cristalino, na forma de pó, amorfo, etc. Esta capacidade esta baseada no fato de que somente a luz absorvida contribui para a geração das ondas acústicas. A luz espalhada, que representa sérios problemas para técnicas de espectroscopia convencional, não apresenta nenhum problema neste esquema. Devido à simetria planar do esquema de detecção, há ainda a vantagem de poder-se usar a teoria de espalhamento de ondas planas no desenvolvimento das equações [4]. No entanto, esta mesma simetria constitui-se em desvantagem, uma vez que ela impede a detecção de defeitos posicionados perpendicularmente à superfície da amostra (defeitos verticais) [5]. O limitado intervalo de variação da frequência de modulação (de alguns Hz a algumas centenas de kHz) se reflete na pequena variação do comprimento de onda térmica, o que limita a resolução espacial.

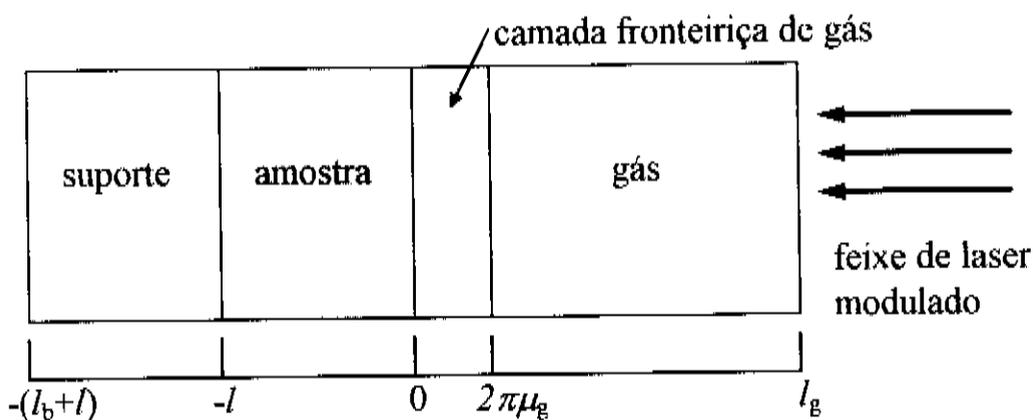


Figura 1 - Vista da seção transversal de uma célula fotoacústica cilíndrica mostrando a posição da amostra, do suporte e da coluna de gás.

3.2 - Efeito Miragem

Outra técnica empregada na geração e detecção de ondas térmicas utiliza o Efeito Miragem, ou seja, detecta a deflexão de um feixe de prova quando este atravessa uma região cujo índice de refração é alterado pela presença de um gradiente de temperatura [5 - 8]. Na figura 2 temos um arranjo esquemático do fenômeno, onde é mostrado o posicionamento dos feixes bomba e de prova.

No efeito miragem, um feixe de laser modulado em intensidade (feixe bomba) é focalizado perpendicularmente sobre a superfície da amostra, produzindo oscilações térmicas localizadas tanto na amostra quanto na camada adjacente de ar em contato com ela. As regiões vizinhas da amostra e do gás próximo à sua superfície são aquecidas por difusão térmica. Um feixe de prova não modulado varre a amostra paralelamente à sua superfície e a uma altura z . Valores típicos dos diâmetros de ambos os feixes estão na faixa de $50-100\mu\text{m}$. A existência de um gradiente de índice de refração induzido termicamente, tanto normal quanto lateral, produz desvios equivalentes no feixe de prova. A magnitude e a direção da deflexão desse feixe é determinada pelo perfil de temperatura sobre a superfície da amostra o qual, por sua vez, é determinado pelas propriedades de difusão térmica e absorção óptica.

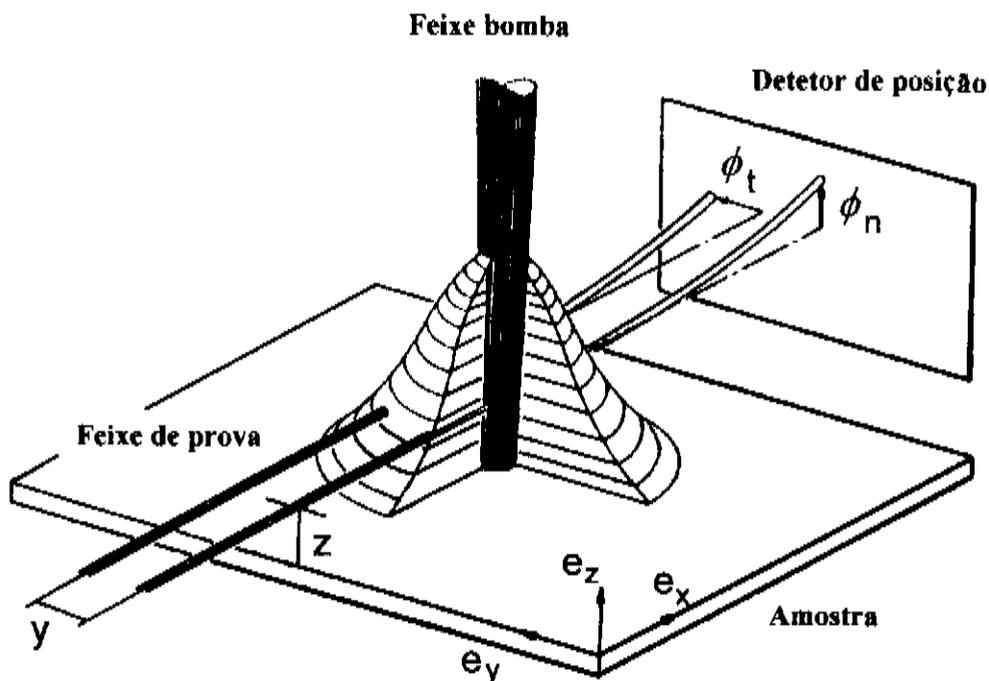


FIGURA 2 - Geometria para experimentos com deflexão do feixe óptico. O feixe de excitação é normal e o feixe de prova paralelo à superfície da amostra.

Para analisarmos a deflexão do feixe de prova, consideremos a figura 3 abaixo. Cálculos da deflexão de um feixe de laser atravessando um meio com gradiente de índice refração nos mostram que a componente transversal da deflexão do feixe de prova é proporcional à primeira derivada da temperatura média $\langle T(y) \rangle$ ao longo da linha $y = \text{constante}$ [5], ou seja,

$$\phi_t(y) = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} R_b \frac{\partial \langle T(y) \rangle}{\partial y} \quad (9)$$

onde n é o índice de refração e R_b é o raio do feixe de aquecimento. Analogamente, temos que a componente normal da deflexão é dado por

$$\varphi_n(y) = -\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} R_b \sigma_g \langle T(y) \rangle \quad (10)$$

onde σ_g é o coeficiente complexo definido para o gás.

Uma das vantagens desta técnica na formação da imagem da onda térmica é que ambos os processos de geração e detecção são espacialmente localizados. Enquanto a técnica Fotoacústica é insensível a defeitos verticais, a técnica do Efeito Miragem fornece um excelente método para a formação da imagem de tais defeitos [5]. Além de não fazer contato físico direto com a amostra, é possível trabalhar em uma faixa de frequências mais ampla do que a técnica anterior (de alguns Hz até centenas de kHz), o que nos dá uma melhor resolução espacial. Uma desvantagem desta técnica é a exigência de amostras com superfície plana ou cilíndrica. Além disso, há dificuldades de ordem prática em manter-se o posicionamento de ambos os feixes, bem como a altura do feixe de prova durante a varredura.

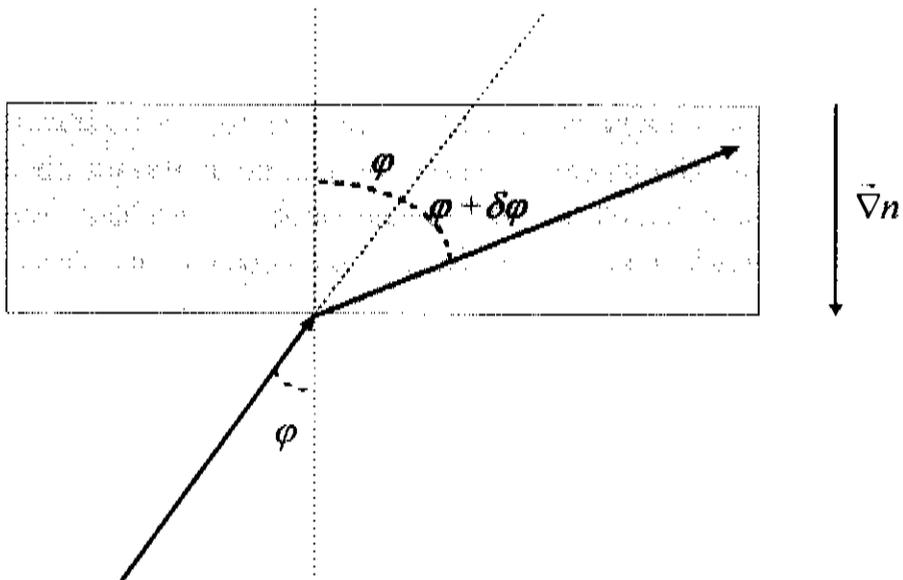


Figura 3 - Esquema mostrando a deflexão do feixe de prova sobre uma superfície devido ao gradiente de índice de refração.

3.3 - Radiometria Infravermelha

Uma outra técnica desenvolvida para a geração e detecção de ondas térmicas e que não possui contato físico direto com a amostra é a Radiometria Infravermelha [9-11]. Esta técnica mede as variações da temperatura na superfície da amostra com um detetor de radiação infravermelha focalizado. Na figura 4, mostrada na página seguinte, temos um diagrama do arranjo experimental. Um laser de argônio é focalizado sobre a superfície da amostra com a ajuda de uma lente que permite modificar o tamanho do feixe, e desta forma, o tamanho da fonte de excitação. Um espelho dicróico separa a radiação visível da infravermelha. A radiação infravermelha é focalizada sobre um detetor (HgCdTe) que está resfriado à temperatura do nitrogênio líquido, para evitar ruídos térmicos. Em esquemas de monodetecção, o elemento sensível mede variações locais de temperatura na superfície da amostra. Com a detecção diferencial, a região de interesse é focalizada entre duas células ativas de um detetor, de modo que a diferença entre os sinais é registrada. Com esse arranjo o sinal referente à amostra homogênea é rejeitado; portanto o contraste na imagem devido à presença de um defeito é aumentado. As células têm tamanhos de $250 \times 250 \mu\text{m}^2$ e são separadas cerca de $30 \mu\text{m}$, enquanto o feixe tem diâmetro de $170 \mu\text{m}$.

Uma vantagem desta técnica, diferentemente da Microscopia Fotoacústica e do Efeito Miragem, é que ela não depende do fluxo de calor da amostra para a camada adjacente de gás. Portanto, as complicações associadas ao atraso adicional da fase e mudanças na amplitude do sinal devido à presença da camada de ar não existem. Uma desvantagem é que as variações na emissividade da superfície podem obscurecer a imagem da onda térmica.

Para analisar a dependência da potência irradiada com a temperatura, consideremos a equação de Stefan-Boltzmann abaixo,

$$I = e\sigma A(T^4 - T_0^4) \quad (11)$$

onde e é a emissividade, A é a área da amostra que contribui para a radiação medida pelo detector e σ é a constante de Stefan ($\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{W/m}^2 \cdot \text{K}$); T_0 é a temperatura ambiente e T é a temperatura na superfície do material. Em geral, durante um experimento, a variação de temperatura na região da amostra que contribui para o sinal é muito pequena (da ordem de 1K), de modo que a

potência irradiada é aproximadamente proporcional à diferença de temperatura. A demonstração deste fato é direta. Seja $T(\vec{r})$ a variação na temperatura induzida pelo laser sobre a superfície da amostra. Assim, a temperatura total é dada por $T = T_0 + T(\vec{r})$. Expandindo T^4 em série de Taylor e tomando os termos mais relevantes, temos

$$I = 4Ae\sigma T_0^3 \int_{\text{sup}} T(\vec{r}) d^2r \quad (12)$$

onde a integral abrange toda a região de contribuição da amostra. Portanto, a potência irradiada pela amostra para o detetor é proporcional à temperatura média sobre a área que efetivamente contribui para o sinal.

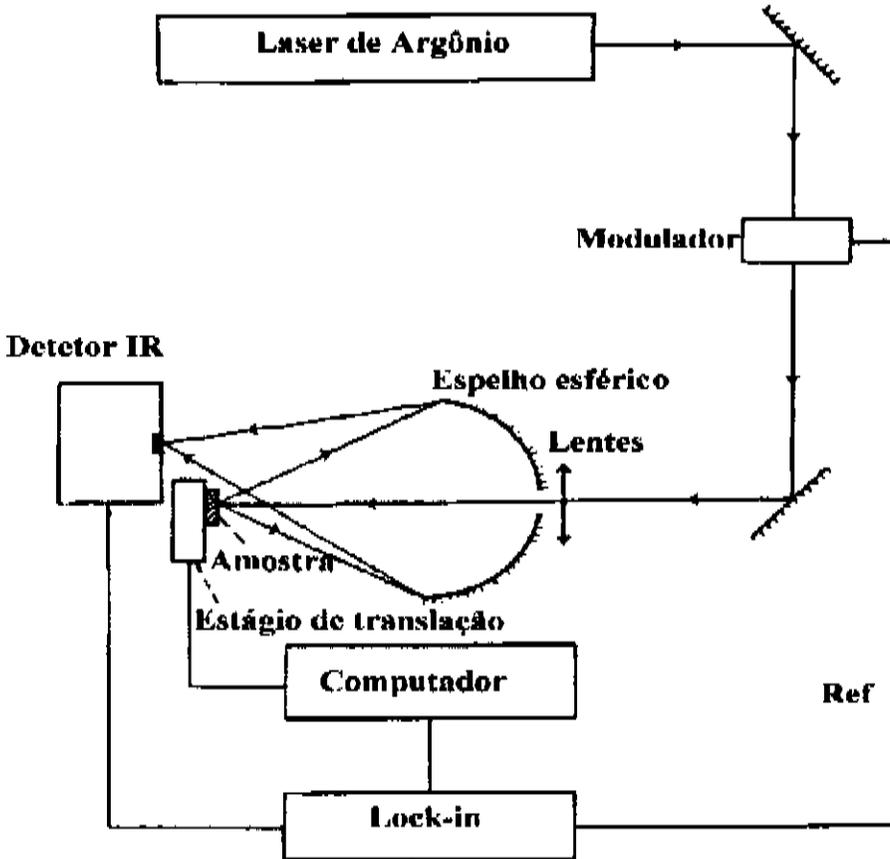


Figura 4 - Arranjo experimental para a Radiometria Infravermelha.

Todas essas técnicas têm grande potencial para gerar e detectar ondas térmicas, determinando, assim, o campo de temperatura. Não obstante a isso, uma outra técnica tem sido desenvolvida para determinar o campo de temperatura de uma amostra pela medida da variação da refletância do feixe de prova induzida por um feixe de aquecimento [13-22]. Embora as variações relativas na refletância de um material sejam, em geral, muito pequenas, esta técnica sobressai-se às outras na caracterização de componentes microeletrônicos pelo fato de não haver contato entre o sistema de detecção e a amostra e também por não carregar, em sua formulação, as complicações associadas à presença da camada de ar adjacente à amostra, além de poder-se trabalhar em um regime de altas frequências (até 10MHz). Sendo esta a técnica objeto de nosso trabalho nos ateremos especificamente a ela. Como já explicito, nosso objetivo básico é determinar o campo de temperatura, caracterizando a dependência espacial e em frequência das ondas térmicas geradas em dispositivos microeletrônicos, mais especificamente transistores de efeito de campo MOS e estruturas resistivas de polissilício.

3.4 - Microscopia Fototérmica de Reflexão

Quando um material é excitado com uma fonte de energia modulada em intensidade, suas propriedades ópticas podem ser alteradas pela absorção da energia incidente. Isto resulta em variações periódicas do índice de refração complexo da amostra na frequência de modulação da excitação. Estas variações periódicas no índice de refração complexo da amostra podem ser detectadas pela medida da variação da refletância modulada ΔR de um feixe de prova contínuo que é refletido pela superfície de uma amostra. Na maioria dos materiais o sinal da refletância relativa $\Delta R/R$ é da ordem de 10^{-4} , de modo que estamos bem aquém do limite físico de detecção imposto à técnica, que é da ordem de $10^{-6}/\sqrt{Hz}$ [13].

O fenômeno descrito acima é conhecido como fotorefletância modulada. Ele foi primeiramente observado por E. Y. Wang *et al* [23] em 1967. Wang e colaboradores interpretaram a variação na refletância como estando associada à modulação nas bandas de energia dos estados eletrônicos do material. A partir de então, a fotorefletância foi desenvolvida em uma potente técnica espectroscópica para a investigação de propriedades ópticas e térmicas de vários materiais. Além de empregar feixes com baixa potência

(<1W/cm² para o feixe bomba e <1mW/cm² para o feixe de prova) e operar em baixa frequência de modulação do feixe bomba (<1kHz), o comprimento de onda do feixe de prova era varrido e o sinal da fotorefletância era registrado como função do comprimento de onda do feixe de prova.

Na maioria dos materiais, o sinal da fotorefletância modulada surge como um efeito da termorefletância. Isto é, como as propriedades ópticas da maioria dos materiais têm uma certa dependência com a temperatura e como a temperatura da superfície da amostra sofre uma variação periódica com o calor produzido pela absorção do feixe bomba modulado, a refletância do feixe de prova experimenta uma modulação correspondente.

Quando se trata de semicondutores, existem muitas outras contribuições significantes para o sinal da fotorefletância devido à presença de portadores livres que são gerados pela absorção do feixe bomba. Há contribuições que surgem de efeitos térmicos associados à recombinação de portadores livres, de um efeito de Drude de portador livre sobre o índice de refração; também há o efeito de eletrofletância, por meio do qual os portadores fotogerados modulam a inclinação das bandas de energia na superfície ou o campo elétrico. Nas medidas realizadas em transistores de efeito de campo MOS identificamos três contribuições: uma de eletrofletância, uma de portadores fotogerados e outra de corrente de polarização.

Na técnica que nós utilizamos para caracterizar dispositivos microeletrônicos, as amostras ficam submetidas a correntes cuja frequência de modulação varia entre 100kHz e alguns MHz. Um laser diodo (670nm) com potência de algumas centenas de microwatts na superfície da amostra incide perpendicularmente sobre o seu plano através de um microscópio. A utilização de um microscópio é imprescindível na medida em que a resolução da imagem da onda térmica depende do diâmetro do feixe na superfície da amostra, além de permitir uma visualização detalhada das micro-superfícies a serem analisadas.

Como dissemos, nosso interesse não é fazer espectroscopia, de modo que o comprimento de onda do feixe de prova não é varrido. Pelo contrário, estamos interessados em caracterizar a dependência espacial e em frequência das ondas térmicas geradas. Com o auxílio da técnica, estamos aptos a detectar defeitos característicos na região próxima à superfície da amostra que afetam as propriedades de transporte elétrico e térmico locais.

Baseada na dependência do índice de refração da amostra com a temperatura, a Microscopia Fototérmica de Reflexão permite a formação da imagem do campo de temperatura de uma amostra com grande resolução. Em nossas amostras, este campo de temperatura é induzido predominantemente pelo efeito Joule devido à corrente de polarização e por modulação de campo elétrico. O princípio da técnica é induzir uma variação periódica na temperatura da amostra e sondá-la por meio da variação da refletância. Se denotarmos a refletância da amostra por R , temos que

$$R = R_0 + \frac{dR}{dT} \Delta T = R_0 + \Delta R \quad (13)$$

Dividindo por R_0 ,

$$\frac{\Delta R}{R_0} = \frac{1}{R_0} \frac{dR}{dT} \Delta T \quad (14)$$

onde R_0 é a refletância da amostra na temperatura T_0 . O coeficiente de temperatura $(1/R_0)(dR/dT)$ depende do comprimento de onda do laser de prova, do material da amostra e também da temperatura. ΔT é a variação de temperatura na superfície da amostra, a partir de T_0 . Conhecendo-se o coeficiente de temperatura e medindo-se $\Delta R/R$ podemos deduzir ΔT . A partir da variação da temperatura ΔT podemos extrair importantes informações acerca dos parâmetros térmicos da amostra. Nos capítulos 4 e 5 deste trabalho nós apresentaremos alguns resultados de $\Delta R/R$ medidos em estruturas resistivas de polissilício e transistores MOS em função da frequência de modulação da corrente e das tensões de polarização, onde faremos uma análise dos dados obtidos visando a formação de mapas térmicos padrões em dispositivos que operam bem sob condições normais de projeto.

4 - CAMPO DE TEMPERATURA EM AMOSTRAS HOMOGÊNEAS

Dependendo da simetria das fontes de calor em um material a equação de difusão térmica tem uma solução diferente. Nesta seção exploraremos três tipos de fontes que comumente surgem em problemas de difusão de calor, quais sejam: fontes planares, resultantes de um processo de

difusão de calor no qual o comprimento de difusão térmica é muito menor do que o tamanho da própria fonte ($\mu \ll R$); fontes pontuais, resultantes de processos de difusão térmica no qual todas as fontes estejam localizadas na origem, ou seja, é um caso complementar ao anterior no qual $\mu \gg R$; e fontes cilíndricas, obtidas quando se usa um feixe de laser para excitar um material. Em todos os casos aqui tratados usaremos fontes harmônicas ($e^{j\omega t}$)

4.1 - Meio Semi-Infinito com Fontes Planares

Para calcularmos a distribuição de temperatura de uma amostra em um meio semi-infinito e com fontes planas de calor, consideremos a equação de difusão (5) para o caso sem fontes:

$$\vec{\nabla} \cdot [k\vec{\nabla}T(\vec{r})] - k\sigma^2 T(\vec{r}) = 0 \quad (15)$$

A temperatura total fora da origem é composta por uma componente contínua e uma alternada que são superpostas. Tomando o limite de 1D na equação acima temos

$$\frac{d^2 T(x)}{dx^2} = \sigma^2 T(x) \quad (16)$$

cuja solução é da forma

$$T(x) = Ae^{\sigma x} + Be^{-\sigma x} \quad (17)$$

Usando como condições de contorno o fato de que a temperatura é nula para $x \rightarrow \infty$ e que o fluxo de energia na interface com o meio ($x = 0$) é contínuo, temos

$$T(x) = \frac{I_0}{k\sigma} e^{-\sigma x}, \quad \text{para } x \geq 0 \quad (18)$$

onde I_0 é a intensidade do feixe na superfície da amostra. Tomando o valor de σ da equação 6, vemos que sobre a fonte (na origem) a amplitude da temperatura cai com o inverso da raiz quadrada da frequência e a fase mantém-se constante em -45° . À medida em que nos afastamos da origem a amplitude da temperatura cai exponencialmente com a distância e a sua fase decresce linearmente. O coeficiente angular da fase é o recíproco do comprimento de difusão térmica.

4.2 - Meio Semi-Infinito com Fontes Pontuais

Para encontrarmos a distribuição de temperatura em um meio semi-infinito e isotrópico, no qual todas as fontes de calor estejam localizadas na origem, consideremos novamente a equação de difusão (5). Seja $T(\vec{r})$ a temperatura. Considerando a simetria esférica, temos

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2}[rT(r)] = \sigma^2[rT(r)] \quad (19)$$

Esta equação é semelhante à equação (16) para $rT(r)$, tendo soluções semelhantes

$$T(r) = \frac{Ae^{i\sigma r}}{r} + \frac{Be^{-i\sigma r}}{r} \quad (20)$$

Como a onda térmica é fortemente atenuada à medida que se propaga pelo material, podemos usar a condição de contorno de que a temperatura seja nula para $r \rightarrow \infty$. Com isso vemos que a constante A tem que ser nula na expressão acima, sendo que a exponencial é dominante. Suponhamos que a fonte libere uma potência P_0 na origem. Considerando a continuidade do fluxo de calor na origem encontra-se $B = P_0/2\pi k$. Portanto, temos a expressão final da temperatura dada por

$$T(r) = \frac{P_0}{2\pi k} \cdot \frac{e^{-\sigma_s r}}{r}, \quad \text{para } r > 0 \quad (21)$$

A solução acima só não é válida na origem, ponto de onde parte a onda térmica. Para $r \rightarrow \infty$ a amplitude não depende da frequência de modulação e a fase mantém-se nula. A amplitude cai com $1/r$ para $r \ll R$ e exponencialmente para $r \gg R$. A fase decresce com r da mesma forma que no caso 1D.

4.3 - Meio Semi-Infinito com Fontes Cilíndricas

Para analisarmos o campo de temperatura em uma amostra homogênea (semi-infinita) induzido pela absorção de um feixe de laser modulado, vamos resolver a equação de difusão de calor [5] em três dimensões para o caso onde as fontes tenham simetria cilíndrica. Quando um feixe de laser modulado em uma frequência f é focalizado sobre a superfície de uma amostra, a temperatura total a uma distância r do seu centro é composta por três componentes básicas, da mesma forma que nos casos anteriores [12]:

$$T(r) = T_0 + T_1(r) + T_2(r)\cos(\omega t + \phi) \quad (22)$$

onde T_0 é a temperatura ambiente, $T_1(r)$ é a componente dc da temperatura e $T_2(r)$ é a amplitude da oscilação da temperatura (ac) que, em geral, tem uma fase diferente de zero. A componente dc é encontrada resolvendo-se apenas o primeiro termo da equação (5), isto é,

$$\vec{\nabla} \cdot [k\vec{\nabla}T(\vec{r})] = 0 \quad (23)$$

Seja $\tau(\beta, z)$ a transformada de Hankel [24] da temperatura $T(r, z)$, dada por

$$\tau(\beta, z) = 2\pi \int_0^{\infty} r dr J_0(2\pi\beta r) T(r, z) \quad (24)$$

Aqui β é uma frequência espacial. A transformada inversa é dada por

$$T(r, z) = 2\pi \int_0^{\infty} \beta d\beta J_0(2\pi\beta r) \tau(\beta, z) \quad (25)$$

Devido à simetria cilíndrica do problema, a temperatura não depende da coordenada angular θ . Portanto, para um meio homogêneo e isotrópico, podemos escrever a equação (23) como

$$\nabla^2 T(r,z) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T(r,z)}{\partial r} \right] + \frac{\partial^2 T(r,z)}{\partial z^2} = 0 \quad (26)$$

Derivando a equação (25) em r ,

$$\frac{\partial T(r,z)}{\partial r} = 2\pi \int_0^{\infty} \beta d\beta \tau(\beta,z) \frac{dJ_0(2\pi\beta r)}{dr} \quad (27)$$

e usando a propriedade da função de Bessel $J_0'(z) = -J_1(z)$, temos

$$\frac{\partial T(r,z)}{\partial r} = 2\pi \int_0^{\infty} (-2\pi\beta) \beta d\beta \tau(\beta,z) J_1(2\pi\beta r) \quad (28)$$

Multiplicando esta expressão por r , derivando em r e sabendo que $J_1'(z) = J_0(z) - z^{-1}J_1(z)$, encontramos

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial T(r,z)}{\partial r} \right] = -2\pi \int_0^{\infty} (2\pi\beta)^2 \beta d\beta \tau(\beta,z) J_0(2\pi\beta r) \quad (29)$$

Derivando a equação (25) em z e junto com (29) substituindo na equação (26), temos

$$2\pi \int_0^{\infty} \beta d\beta J_0(2\pi\beta r) \left[\frac{\partial^2 \tau(\beta,z)}{\partial z^2} - (2\pi\beta)^2 \tau(\beta,z) \right] = 0 \quad (30)$$

de onde

$$\frac{\partial^2 \tau(\beta,z)}{\partial z^2} - (2\pi\beta)^2 \tau(\beta,z) = 0 \quad (31)$$

A solução geral desta equação tem a forma

$$\tau(\beta, z) = ae^{qz} + be^{-qz} \quad (32)$$

onde $q = 2\pi\beta$. Como condições de contorno, consideremos que a temperatura longe do plano da amostra seja nula ($T(r, z) \rightarrow 0$ para $z \rightarrow \infty$) e que o fluxo de calor ao longo de z em $z = 0$ seja contínuo. Usando a primeira condição de contorno encontramos $a = 0$. Consideremos que a deposição de calor por absorção do feixe de laser em $z = 0$ tenha uma distribuição gaussiana da forma

$$I(r) = I_0 e^{-\left(\frac{r}{R_b}\right)^2} \quad (33)$$

onde R_b é o raio do feixe bomba gaussiano. Usando a segunda condição de contorno,

$$I(r) = -k \left. \frac{\partial T(r, z)}{\partial z} \right|_{z=0} \quad (34)$$

e escrevendo $I(r)$ no espaço das transformadas de Hankel, temos

$$2\pi \int_0^{\infty} r dr J_0(qr) I(r) = -k \frac{\partial}{\partial z} \left[2\pi \int_0^{\infty} r dr J_0(qr) T(r, z) \right] \quad (35)$$

Resolvendo as integrais,

$$I_0 \pi R_b^2 e^{-\left(\frac{qR_b}{2}\right)^2} = -k \left. \frac{\partial}{\partial z} \tau(q, z) \right|_{z=0} = kbq \quad (36)$$

de onde tiramos b

$$b = \frac{I_0 \pi R_b^2 e^{-\left(\frac{q^2 R_b^2}{4}\right)}}{kq} \quad (37)$$

O termo $I_0 \pi R_b^2$ que aparece na expressão (37) é a potência depositada no plano $z = 0$ com distribuição gaussiana centrada em $r = 0$ com raio R_b . Substituindo (37) em (32), temos

$$\tau(\beta, z) = \frac{P_0}{k} \frac{e^{-\left(\frac{q^2 R_b^2}{4}\right)}}{q} \cdot e^{-qz} \quad (38)$$

E, finalmente, substituindo (38) em (25), temos a expressão para a distribuição dc de temperatura na superfície da amostra ($z = 0$) a uma distância r do centro do feixe bomba

$$T_1(r, 0) = \frac{P_0}{2\pi k} \int_0^\infty dq J_0(qr) \exp\left(-\frac{q^2 R_b^2}{4}\right) \quad (39)$$

Para encontrarmos a componente alternada da distribuição de temperatura, devemos resolver a equação de difusão (5) incluindo o termo da derivada temporal. A inclusão do termo dependente do tempo introduz a constante complexa σ^2 na equação (31), de modo que agora teremos

$$\frac{\partial^2 \tau(\beta, z)}{\partial z^2} - m^2 \tau(\beta, z) = 0 \quad (40)$$

onde $m^2 = q^2 + \sigma^2$. Resolvendo a equação (40), como no caso anterior, nós encontramos a expressão que nos dá a distribuição alternada da temperatura na superfície da amostra

$$T_2(r, 0) = \frac{P_0}{2\pi k} \int_0^\infty q dq J_0(qr) \frac{\exp(-q^2 R_b^2 / 4)}{m} \quad (41)$$

A temperatura no centro do feixe de aquecimento é facilmente encontrada fazendo $r = 0$ nas equações (39) e (41). Temos como resultado

$$T_1(0, 0) = \frac{P_0}{2\sqrt{\pi k R_b}} \quad (42)$$

para a componente dc e

$$T_2(0, 0) = T_1(0, 0) \omega \left(\frac{(-1 + j) R_b}{2} \frac{1}{\mu} \right) \quad (43)$$

para a componente alternada. Na expressão (43) $\omega(z)$ é a função erro, definida como $\omega(z) = \exp(-z^2)\text{erfc}(-iz)$, sendo erfc a função erro complementar [24], ou seja, $\text{erfc}(z) = 1 - \text{erf}(z)$, onde

$$\text{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-t^2) dt \quad (44)$$

Na figura 5 temos representados gráficos destas equações para melhor ilustração. Como pode ser visto, para qualquer intervalo de frequência, $T_2(r,0)$ é sempre menor ou igual a $T_1(r,0)$. Em baixas frequências de modulação, onde o comprimento de difusão térmica é maior do que o raio do feixe bomba ($\mu > R_b$), a função erro $\omega(z)$ na equação (43) tende ao valor unitário. Ou seja, a flutuação da temperatura em $r = 0$ e $z = 0$ tende a um valor de saturação que é igual ao da temperatura dc:

$$T_2(0,0) = T_1(0,0) = \frac{P_0}{2\sqrt{\pi}kR_b} \quad \text{para} \quad \mu \gg R_b \quad (45)$$

A fase é nula e a amplitude não mais depende da frequência. Neste limite, a solução para fontes cilíndricas tende àquela obtida para o caso de fontes pontuais, vista na seção 4.2. No limite de altas frequências, onde $\mu \ll R_b$, a oscilação da temperatura aproxima-se do comportamento em 1D [3]. Ou seja, a função erro decai com o inverso do seu argumento, de modo que a amplitude decresce com $f^{-1/2}$ e a fase mantém-se constante em -45° . A transição entre estes dois extremos é obtida fazendo-se $\mu = R_b$. Em baixas frequências de modulação a fonte pode ser considerada como uma fonte pontual e a difusão do calor é governada por um processo em 3D. Pelo contrário, em altas frequências a extensão da fonte é muito maior do que a distância coberta pelo processo de difusão durante um período de modulação. É importante notar que a equação (43) é uma transformada de Hankel [24] com fator peso gaussiano da solução para o problema equivalente em 1D, onde o fator $\exp(-q^2 R_b^2/4)$ é a transformada de Hankel do perfil gaussiano $\exp(-r^2/R_b^2)$, e que a equação (42) é um limite de (43) em baixas frequências de modulação. Para $r \gg R_b$ (longe das fontes), pode-se constatar das expressões acima que a fase decresce linearmente com r , com o mesmo coeficiente angular dos casos das seções 4.1

e 4.2. Na verdade, quando $r \gg R_b$, a fonte gaussiana pode ser considerada como um ponto, de modo que a solução acima reflete este fato naquele limite.

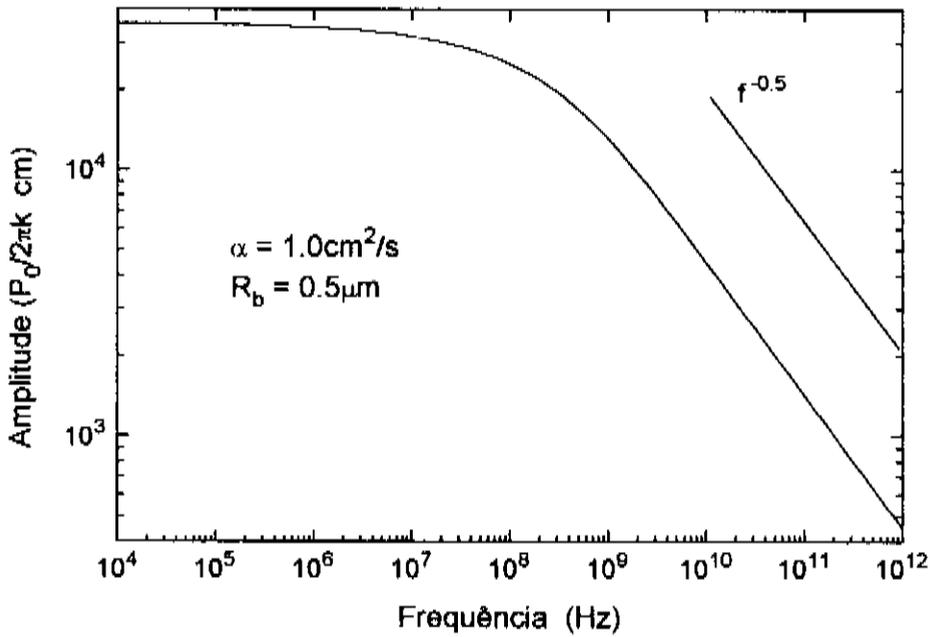


Figura 5a - Gráfico da equação 43 mostrando o comportamento da amplitude da temperatura com a frequência de modulação.

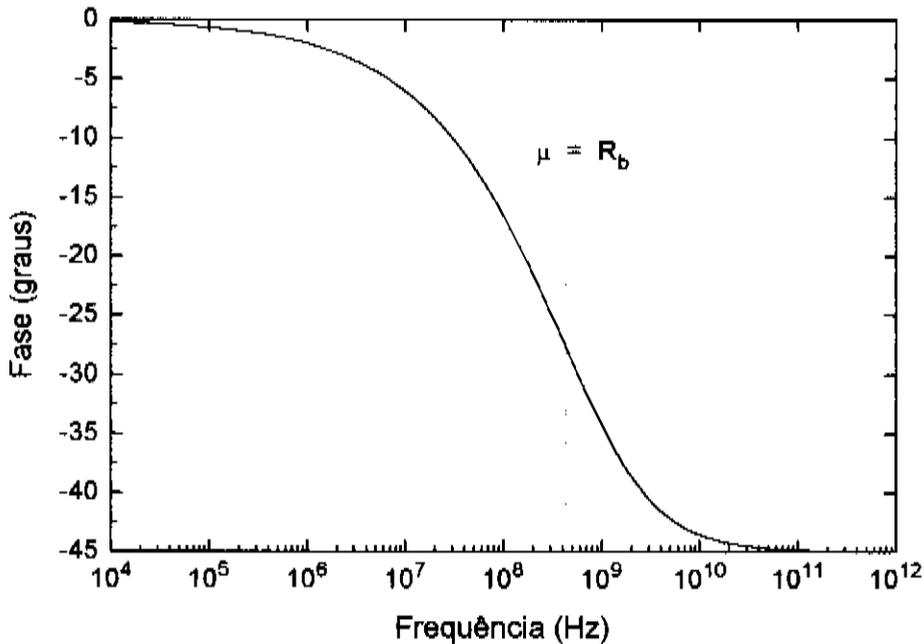


Figura 5b- Gráfico da fase da temperatura em função da frequência de modulação.

4.4 - Passagem do Caso 3D para o caso 1D

A partir da solução da equação de difusão de calor em 3D com simetria cilíndrica, podemos chegar à solução da mesma equação para o espaço 1D semi-infinito. Seja T_{1D} a média da temperatura para o caso 3D (T_{3D}) dividida pela área total da fonte.

$$T_{1D}(z) = \frac{\iint d^2\vec{r} T_{3D}(r, z)}{\iint d^2\vec{r}} \quad (46)$$

Devido à simetria em θ , a integral no numerador pode ser escrita como

$$\iint d^2\vec{r} \cdot T_{3D}(r, z) = 2\pi \int_0^{\infty} r dr T_{3D}(r, z) \quad (47)$$

Seja τ_{3D} a transformada de Hankel de T_{3D} como definido pela equação 24:

$$\tau_{3D}(\beta, z) = 2\pi \int_0^{\infty} r dr J_0(2\pi\beta r) T_{3D}(r, z) \Rightarrow \int_0^{\infty} r dr T_{3D}(r, z) = \frac{\tau_{3D}(0, z)}{2\pi} \quad (48)$$

Portanto, substituindo em (46), temos

$$T_{1D}(z) = \frac{\tau_{3D}(0, z)}{\iint d^2\vec{r}} \quad (49)$$

Vimos que a expressão para a transformada da Hankel da temperatura é dada pela equação 38, ou seja,

$$\tau_{3D}(\beta, z) = \frac{P_0}{k} \frac{e^{-\frac{(2\pi\beta R_b)^2}{4}}}{m} \cdot e^{-mz} \quad (50)$$

Aqui temos substituído q por m , onde $m^2 = (2\pi\beta)^2 + \sigma^2$, por se tratar de uma componente modulada. No limite de uma dimensão, a integral

$(P_0)/(\iint d^2\vec{r})$ é igual à intensidade do feixe sobre a amostra. Portanto, tomando $\beta = 0$, temos

$$T_{1D}(z) = \frac{I_0 e^{-\sigma z}}{k\sigma} \quad (51)$$

que é equivalente à equação 18, obtida para o caso de fontes planares. Isto é natural, pois no limite de validade da aproximação 1D a temperatura num plano z corresponde à temperatura média T_{1D} definida em (46).

REFERÊNCIAS

- 01 - A. Rosencwaig, Photoacoustic and Photoacoustic Spectroscopy. New York: John Wiley & Sons, 1980.
- 02 - G. Busse, Appl Phys. Lett. 35,759(1979).
- 03 - A. Rosencwaig e A. Gersho, J. Appl. Phys. 47(1), 64(1976).
- 04 - P. K. Kuo e L. D. Favro, Appl Phys. Lett. 40, 1012(1982).
- 05 - K. R. Grice, L. J. Inglehart, L. D. Favro, P. K. Kuo e R. L. Thomas, J. App. Phys. 54(11), 6245(1983).
- 06 - A. C. Bocarra, D. Fournier e J. Baldoz, Appl Phys. Lett. 36, 130(1980).
- 07 - L. C. Aamodt e J. C. Murphy, J. App. Phys. 52(8), 4903(1981).
- 08 - F. A. McDonald, G. C. Wetsel, Jr. e G. E. Jamielson, Can. J. Phys. 64,1265(1986).
- 09 - J. Guitonny, Z. Bozoki, A. M. Mansanares, M. L. Liboux, D. Fournier e A. C. Bocarra, Opt. Comm. 104, 61(1993).
- 10 - G. Busse, Appl. Opt. 21, 107(1982).
- 11 - J. Opsal, A. Rosencwaig e D. L. Willemborg, Appl. Opt. 22(20), 3169(1983).
- 12 - A. Mandelis, A Williams e K. M. Siu, J. Appl. Phys. 63(1), 92(1988).
- 13 - A. Rosencwaig, J. Opsal, W. L. Smith e D. Willemborg, Appl. Phys. Lett. 46(11), 1013(1985).
- 14 - J. Opsal e A. Rosencwaig, Appl. Phys. Lett. 47(5), 498(1985).

- 15 - J. Opsal, M. W. Taylor, W. L. Smith e A. Rosencwaig, *J. Appl. Phys.* 61(1), 240(1987).
- 16 - L. J. Inglehart, A. Broniatowski, D. Fournier, A. C. Bocarra e F. Lepoutre, *Appl. Phys. Lett.* 56(18), 1749(1990).
- 17 - A. M. Mansanares, T. Velinov, Z. Bozoki, D. Fournier e A. C. Bocarra, *J. Appl. Phys.* 1994.
- 18 - A. M. Mansanares, J. P. Roger, D. Fournier e A. C. Bocarra, *Appl. Phys. Lett.* 64(1), 5(1994).
- 19 - Y. H. Wang, R. L. Thomas e G. F. Hawkins, *Appl. Phys. Lett.* 32(9), 538(1978).
- 20 - Y. H. Wang, R. L. Thomas e J. J. Pouch, *Appl. Phys. Lett.* 35(5), 368(1979).
- 21 - F. A. McDonald, *J. Appl. Phys.* 52(1), 381(1981).
- 22 - P. K. Kuo e L. D. Favro, *Appl. Phys. Lett.* 40, 1012(1982).
- 23 - E. Y. Wang, W. A. Albero, Jr e C. E. Bleil, *II-IV Semiconducting Compounds*, Bejamin, New York, 1967, p. 136.
- 24 - M. Abramovitz e I. A. Stergun, *Handbook of Mathematical Funtions*, Dover, New York, p. 297, 1970.

Capítulo 2

Arranjo Experimental e Metodologia

1 - INTRODUÇÃO

O arranjo experimental que nós utilizamos para a realização das medidas é mostrado na figura 1. Este arranjo é adequado para o caso de se trabalhar com dispositivos microeletrônicos, tais como transistores, resistores, diodos, lasers de semicondutor, etc, onde o mecanismo de geração das ondas térmicas é a própria corrente de polarização. Alguns autores têm utilizado esse arranjo para estudo de componentes microeletrônicos [1,2].

2 - MÉTODOS E EQUIPAMENTOS

Para analisar o sinal da fotorefletância modulada em trilhas resistivas e em MOSFET usamos o arranjo que será descrito a seguir. Quando trabalhamos com trilhas resistivas usamos um gerador de função (-10 a 10V_p, 0,1mHz-20MHz, PHILLIPS PM-5139) como fonte de alimentação para modular o potencial sobre o componente. No caso de transistores, além do gerador de função usamos uma fonte de tensão contínua (TECTROL, -15 a 15V) para polarizar o terminal do dreno ou do *gate*, dependendo do objetivo da medida. Os terminais da fonte e do substrato no transistor são mantidos aterrados em todas as medidas. Este arranjo é adequado para transistores que possuem substrato com dopagem tipo-*p* (canal *n*), que é o caso de nossa

amostra, onde o terminal da fonte deve ser mantido sempre no potencial mais baixo. Em dispositivos com canal p (substrato com dopagem n), o terminal da fonte deve ser mantido no potencial mais elevado, enquanto que o terminal do dreno deve ser aterrado.

Para sondar a variação da temperatura na amostra usamos um laser diodo emitindo continuamente em 670nm com 10mW de potência na saída. Este laser sonda (LASERMAX MDL-200-670-10) é acoplado à entrada fotográfica de um microscópio óptico (OLYMPUS BHMJ). Após passar por um cubo separador de polarização e por uma lâmina de quarto-de-onda, o feixe sonda é focalizado na superfície da amostra através da objetiva do microscópio (N.A. = 0.75, com ampliação de 50x). Esta montagem nos permite obter um feixe de laser com diâmetro de aproximadamente $1\mu\text{m}$ na superfície da amostra. Após ser refletido, o feixe de prova passa novamente através da lâmina de quarto-de-onda, sendo que sua polarização é girada em 90° com respeito ao feixe que vem do laser. Ao incidir sobre o cubo separador de polarização ele é então desviado e focalizado sobre um fotodiodo de Si através de uma lente convergente. O fotodiodo de Si (NEW FOCUS 1801) tem resposta plana desde sinais dc até 125MHz. O feixe é cuidadosamente posicionado de tal modo que o seu diâmetro na superfície do fotodiodo seja menor do que a célula ativa; com este cuidado nós evitamos pequenas variações que geralmente ocorrem na espessura do feixe e ainda reflexões em ângulos diferentes da normal à superfície da amostra devido a efeitos de lentes térmicas e deformações termoelásticas da sua superfície [3]. Nós estamos interessados somente na modulação da intensidade do feixe de prova, ou seja, na variação da refletância da amostra. O sinal de saída do fotodiodo é analisado por um amplificador *lock-in* de alta frequência (0,1-50MHz, EGG 5202).

A corrente nos dispositivos é modulada de 100kHz a 5MHz, de modo que a temperatura na amostra terá uma componente também modulada. Como um resultado da variação no índice de refração induzida pela modulação da temperatura, o feixe de prova sofre uma pequena modulação na sua intensidade refletida. Como veremos no capítulo 4, medidas do sinal de fotoreflétância modulada mostram que o efeito Joule é dominante no processo de geração de calor em trilhas resistivas. Por outro lado, identificamos três contribuições para o sinal de fotoreflétância em MOSFET, as quais serão analisadas no capítulo 5.

Para varrer a superfície da amostra com o feixe de prova, fazemos uso de um sistema de translação x-y (microcontrole ITL09), que é capaz de produzir deslocamentos em passos de 100nm. Um computador controla a posição da amostra e armazena as componentes ac, analisada pelo amplificador *lock-in*, e dc, medida diretamente do fotodiodo por um conversor analógico-digital. A componente contínua é proporcional à refletância R da amostra e a alternada a ΔR , no comprimento de onda do feixe de prova. Desta forma podemos obter os valores experimentais da amplitude e da fase de $\Delta R/R$.

Quando se trabalha com qualquer tipo de amostra (sobretudo com amostras não ativas), além do arranjo descrito acima, pode-se usar um laser de Ar^+ modulado em intensidade (bomba) para gerar as ondas térmicas [4,5]. Este laser é focalizado no mesmo ponto que o feixe sonda sobre a amostra. A focalização do feixe bomba sobre a amostra se dá através de um espelho dicróico, acoplado à entrada fotográfica do microscópio.

A utilização de um microscópio para a observação da região a ser analisada permite grande facilidade na realização das medidas, sobretudo no momento da focalização do feixe de prova sobre o ponto a ser analisado. Medidas para obtenção de mapas térmicos duram, em geral, de 15 a 30 minutos, dependendo do tamanho da região a ser varrida. Nos mapas de transistores com canal de $30\mu\text{m}$, temos varrido uma área de $40\times 40\mu\text{m}$, sendo que no total são medidos 1600 pontos. O nível de ruído observado nesta montagem é de $10^{-6} \sqrt{\text{Hz}}$ em $\Delta R/R$. Como na maioria dos materiais o coeficiente de reflexão $(1/R)(dR/dT)$ é da ordem de 10^{-4}K^{-1} , então estamos aptos para detectar variações de temperatura da ordem de 0,01K.

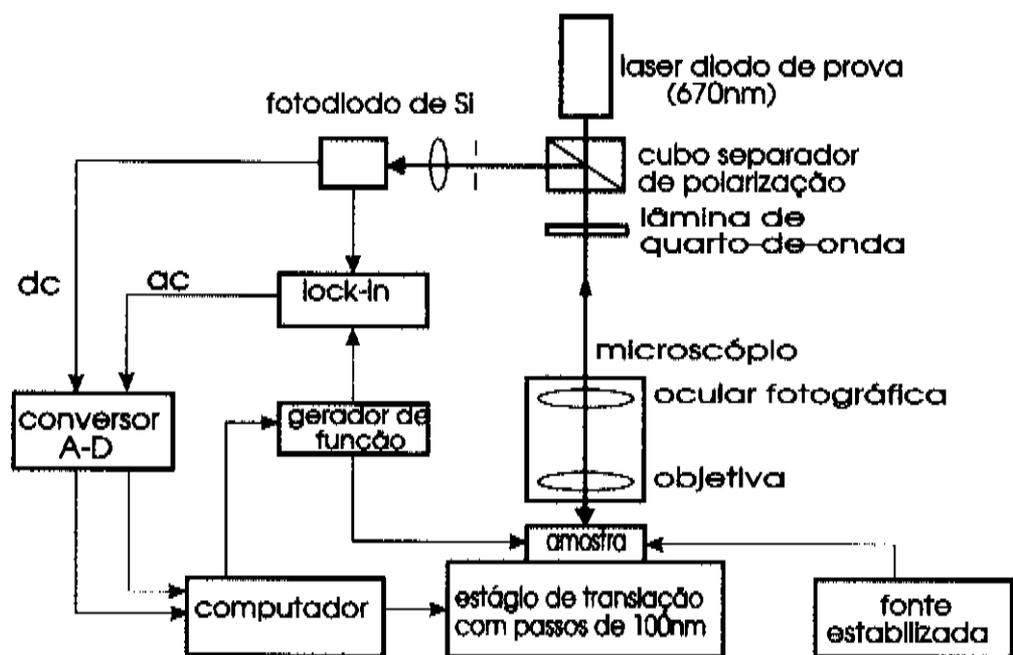


Figura 1 - Diagrama de blocos do arranjo experimental usando-se corrente de polarização como mecanismo de aquecimento.

REFERÊNCIAS

- 1 - A. M. Mansanares, J. P. Roger, D. Fournier, e A. C. Bocarra, *Appl. Phys. Lett.*, 64(1), 4(1993).
- 2 - A. Mandelis, A. Williams, e E. K. M. SIU, *J. Appl. Phys.*, 63(1), 92(1988).
- 3 - J. Opsal, M. W. Taylor, W. L. Smith e A. Rosencwaig, *J. Appl. Phys.* 61(1), 240(1987).
- 4 - J. Opsal, A. Rosencwaig e D. L. Willemborg, *Appl. Opt.* 22(20), 3169(1983).
- 5 - A. M. Mansanares, T. Velinov, Z. Bozoki, D. Fournier e A. C. Bocarra, *J. Appl. Phys.*, 75(1), 3344(1994).

Capítulo 3

Transistores de Efeito de Campo MOS e Trilhas Resistivas

1 - INTRODUÇÃO

Com vistas à aplicação da Microscopia Fototérmica de Reflexão à análise de estruturas microeletrônicas, apresentaremos algumas propriedades importantes dos Transistores de Efeito de Campo MOS e de estruturas resistivas de polissilício. Como dissemos, nosso objetivo é fazer uma caracterização térmica não destrutiva de tais estruturas, analisando o sinal da fotorefletância modulada em cada uma delas. Os mapas térmicos são bons indicadores de defeitos nessas estruturas, uma vez que o perfil de temperatura é sensível às distorções provocadas por estes. Defeitos tais como aqueles causados por descargas eletrostáticas, fugas de correntes e por eletromigração alteram sensivelmente os perfis de temperatura e de campo elétrico. Iniciaremos com uma breve discussão sobre as propriedades elétricas das superfícies semicondutoras, onde destacaremos a importância da camada de inversão como elemento essencial à operação dos dispositivos MOSFET. Por fim, analisaremos as características de tensão-corrente para alguns casos de interesse.

2 - TRANSISTORES DE EFEITO DE CAMPO

Quando dois semicondutores com dopagens opostas são colocados em contato físico, devido à diferença nos níveis de Fermi, um fluxo de corrente de elétrons e de buracos será estabelecido na junção até que se

atinga um determinado ponto de equilíbrio. O potencial necessário para estabelecer o equilíbrio do sistema é chamado potencial de difusão ou embutido, V_{bi} . Na região próxima à de atuação desse potencial as densidades de portadores de carga não são uniformes. A região na qual as densidades de portadores não são uniformes é chamada *camada de depleção*. Aliada à característica de retificação, isto é, à capacidade de conduzir corrente facilmente em um único sentido, a existência da camada de depleção em uma junção $p-n$ tem sido explorada como um modelo que explica bem o processo de condução de corrente em transistores e outras estruturas microeletrônicas. Um estudo mais detalhado sobre junções $p-n$ nos leva à conclusão de que é possível modular a largura da camada de depleção mediante a variação de um potencial externo aplicado sobre ela [1].

O princípio básico de funcionamento dos transistores de efeito de campo MOS (MOSFET) está na modulação da área da seção transversal da camada de depleção de uma junção $p-n$ inversamente polarizada. Este dispositivo apresenta características bastante atrativas para ser empregado em circuitos integrados de alta velocidade porque pode ser feito de semicondutores que possuem alta taxa de mobilidade de portadores, como por exemplo Si e GaAs. O MOSFET é basicamente um capacitor MOS entremeadado por duas junções $p-n$. Ele tem se destacado como o dispositivo mais importante utilizado em circuitos integrados de larga escala (VLSI) e é usado extensivamente em microprocessadores e em *chips* de memória contendo centenas de milhares e, em alguns casos, vários milhões dessas estruturas.

2.1 - MOSFET

A estrutura física de um transistor de efeito de campo MOS é esquematizada na figura 1. Este dispositivo é fabricado com a tecnologia da difusão planar no silício. Inicialmente temos um substrato semicondutor intrínseco ou levemente dopado com cargas aceitadoras, de modo a torná-lo do tipo p de alta resistividade. Numa primeira etapa, duas regiões tipo n são produzidas por difusão seletiva de impurezas doadoras. Estas regiões, que são vistas na figura 1b, constituem as regiões fonte e dreno do transistor. Em seguida, forma-se uma camada de dióxido de silício que recobre toda a superfície do semicondutor e abrem-se duas janelas nesta camada de óxido

sobre as regiões tipo n da fonte e do dreno. Finalmente, deposita-se películas metálicas sobre cada uma das janelas e sobre a camada de óxido entre as regiões da fonte e do dreno. Duas destas regiões metalizadas servirão como contatos ôhmicos para as regiões do dreno e da fonte. A terceira camada metálica, intermediária, fica isolada do semiconductor pela camada de óxido: ela constitui o eletrodo do *gate* (ou porta). Em nossas amostras, a camada metálica é substituída por uma camada de silício policristalino dopado com alumínio.

Quando o terminal do *gate* está aberto (desprovido de tensão), praticamente não existe um percurso de condução entre a fonte e o dreno. Conquanto o material do substrato entre estas regiões tenha uma resistividade elevada, mas finita, a região intermediária é acoplada às regiões da fonte e do dreno através de junções $p-n$. As junções estão em oposição, de modo que uma delas estará forçosamente com polarização inversa, qualquer que seja a polaridade da tensão do dreno-fonte, o que impede a condução de portadores através da região intrínseca intermediária ou tipo p .

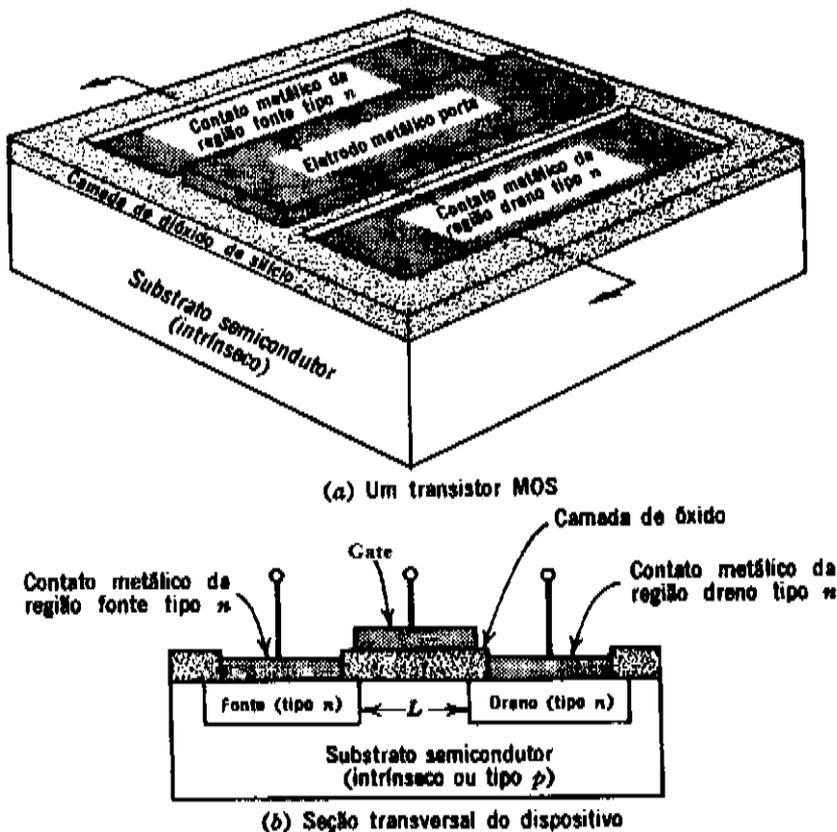


Figura 1- Estrutura física de um MOSFET. O desenho está fora de escala.

Quando o terminal do *gate* se torna positivo em relação às regiões da fonte e do dreno, produz-se um campo elétrico na camada de óxido, sob o terminal do *gate*. Este campo se origina em cargas positivas na camada de polissilício do *gate* e termina em cargas negativas dentro da camada de inversão, na superfície do semiconductor. Na próxima seção veremos mais detalhes sobre a camada de inversão. As cargas negativas consistem em elétrons que são levados para o substrato semiconductor, oriundos das regiões fonte e dreno, tão logo o terminal do *gate* se torne positivo. Esta situação é ilustrada na figura 2, onde mostramos apenas os aspectos essenciais da estrutura. A carga eletrônica é móvel e assim provê um percurso condutivo entre a fonte e o dreno, que é chamado de *canal*. A condutância do canal, que é induzida pelo *gate*, depende da tensão *gate-fonte* e *gate-dreno*, V_{GS} e V_{GD} , respectivamente. Como não é necessária uma corrente apreciável no terminal do *gate*, em face do isolamento proporcionado pela camada de óxido, será muito pequena a potência exigida para controlar o fluxo de potência em uma malha que inclua este terminal. Isto evidencia a potencialidade de um transistor de efeito de campo MOS como elemento de controle em um circuito.

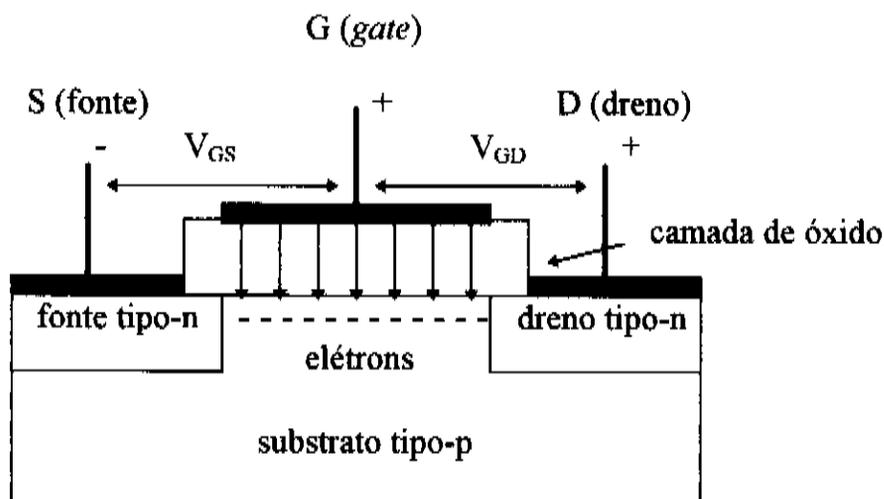


Figura 2 - Pode-se induzir um canal condutor entre a fonte e o dreno tornando o *gate* positivo em relação a ambos.

Na discussão feita até aqui temos suposto que a tensão dreno-fonte é pequena em comparação com a tensão *gate*-fonte ($V_{DS} \ll V_{GS}$). Com isso, a intensidade do campo elétrico na camada de óxido é aproximadamente a mesma ao longo de toda a extensão do canal induzido e a condutividade resultante é uniforme. Se, por outro lado, a tensão dreno-fonte for positiva e comparável à tensão *gate*-fonte, o campo elétrico será variável ao longo do canal. O campo será máximo na extremidade do canal junto à fonte, onde a tensão aplicada à camada de óxido é V_{GS} (observe que a fonte é aterrada) e terá sua menor intensidade na extremidade junto ao dreno, onde a tensão aplicada à camada de óxido ficará diminuída de V_{DS} , ou seja, $V_{GS} - V_{DS}$. Neste caso a densidade de carga induzida varia ao longo do canal, de modo que não mais será possível descrevê-lo como uma condutância linear. Como um resultado, as características de dreno tornam-se não lineares, como veremos mais adiante. Para um valor fixo e positivo de V_{GS} a corrente do dreno satura quando V_{DS} aumenta. A corrente do dreno atinge seu valor de saturação quando a tensão aplicada à camada de óxido, na extremidade junto ao dreno, atinge o valor zero, ou seja, $V_{DS} = V_{GS}$. Neste ponto deixa de haver acúmulo de carga na extremidade do canal junto ao dreno, de modo que um posterior aumento em V_{DS} não afeta a corrente do dreno.

2.1.1 - Propriedades Elétricas de Superfícies Semicondutoras

2.1.1.1- Concentração de Portadores na Superfície

O funcionamento de um transistor de efeito de campo MOS depende de um canal condutor que é formado na superfície do substrato semiconductor pelo campo elétrico que o eletrodo do *gate* induz sobre a camada de óxido. As concentrações de portadores no canal relacionam-se com o campo elétrico na camada de óxido pela lei de Gauss [2], como ilustrado pela figura 3.

$$\oint_S \epsilon \epsilon_n dS = Q \quad (1)$$

Q indica a carga efetiva, contida no volume limitado pela superfície S . ϵ é a permissividade elétrica da camada de óxido e ϵ_n é a componente do campo

elétrico que atravessa perpendicularmente a superfície S. A carga Q no substrato tem três componentes:

1. Cargas superficiais imóveis, de qualquer polaridade, que podem estar presentes na interface entre a camada de óxido e o semiconductor. Esta carga decorre da interrupção da estrutura cristalina periódica e de impurezas que são retidas na interface óxido-semiconductor.
2. Elétrons móveis que são levados para a região do canal, provenientes das regiões tipo n do dreno e da fonte, tão logo seja aplicada uma tensão ao *gate*. Estes portadores permitem a condução no canal e são responsáveis pelo funcionamento dos dispositivos.
3. Íons negativos imóveis, que são deixados no canal como consequência do deslocamento de buracos do canal para as regiões da fonte e do dreno, tão logo seja aplicada uma tensão ao *gate*.

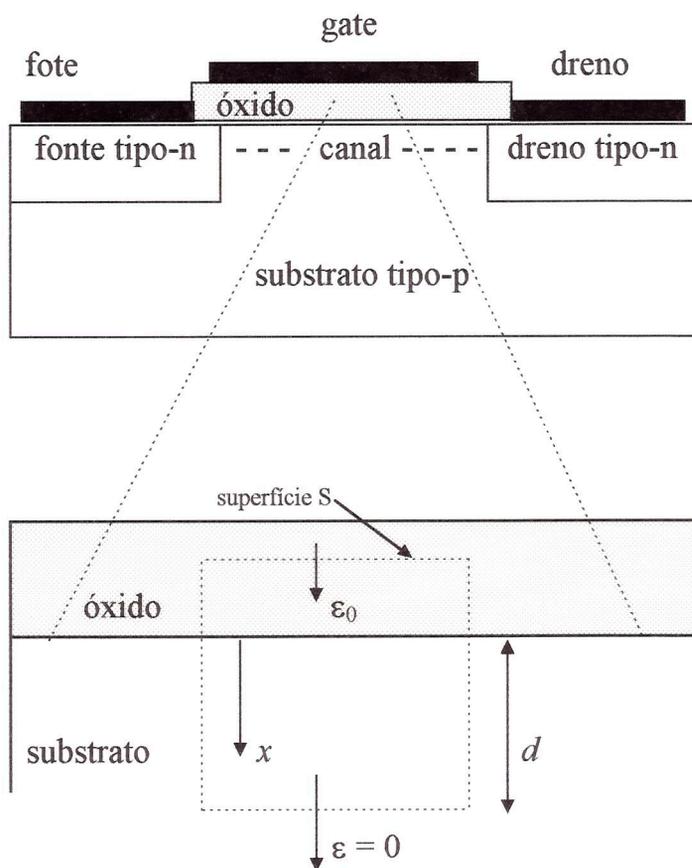


Figura 3 - O campo elétrico, na camada de óxido, relaciona-se com a carga na superfície do semiconductor pela lei de Gauss.

2.1.1.2 - Camadas de Depleção e Inversão

A distribuição espacial de carga no canal é regida pela lei de Gauss e pelas relações de Boltzmann, que estabelecem a dependência entre as concentrações de portadores e o potencial eletrostático [3]. Se aplicarmos um potencial positivo e relativamente forte sobre o terminal do *gate*, as concentrações de portadores junto à superfície do semiconductor podem inverter-se. Embora o semiconductor seja do tipo *p*, a camada superficial passa a ser do tipo *n*, separada do restante do substrato por uma camada de carga espacial (*camada de depleção*) associada a uma junção *p-n*, como pode ser visto na figura 4. Diz-se, que o canal contém uma *camada de inversão*.

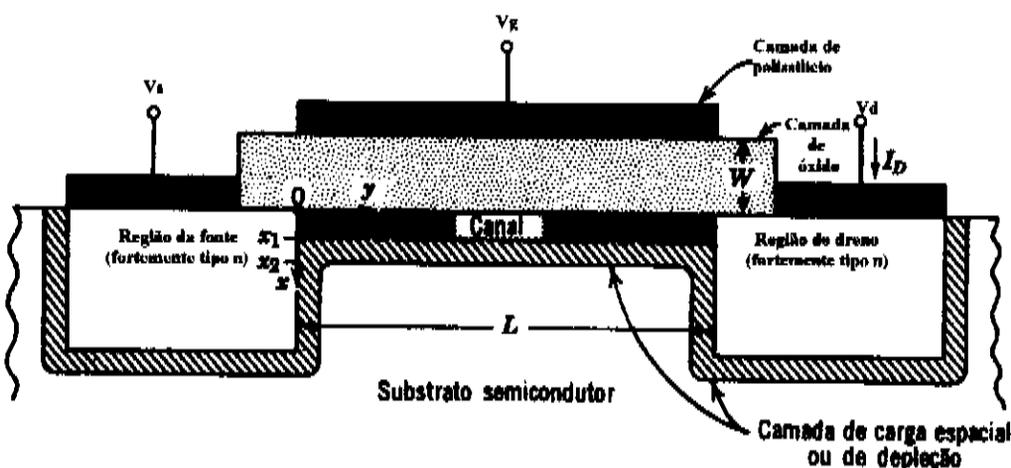


Figura 4 - Uma camada de inversão fica isolada do substrato em que é formada por uma camada de depleção, isto é, forma-se uma junção *p-n*.

2.1.2 - Características Tensão-Corrente para um MOSFET

2.1.2.1 - Características de Dreno para V_{DS} Menor do que V_{GS}

As variações na concentração de portadores que produzem a carga no canal, designada por $\rho(x)$, influem na condutividade da região do semiconductor próxima à superfície. Esta modulação da condutividade no canal é responsável pelo funcionamento do transistor de efeito de campo MOS.

Vamos relacionar a variação da condutividade com as variações na concentração de portadores $\rho(x)$ e com o campo elétrico na camada de óxido ϵ_0 .

A corrente que se estabelece entre a fonte e o dreno em um transistor MOS flui paralelamente à interface semicondutor-óxido. Em termos das coordenadas da figura 5 abaixo, a corrente flui no canal segundo a direção y .

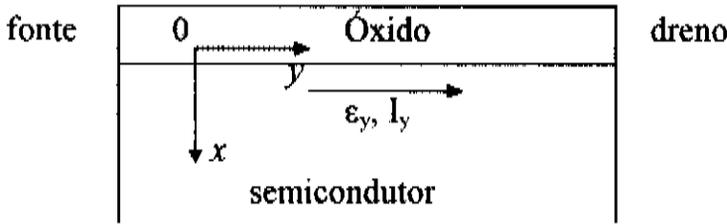


Figura 5 - A condutância do canal é definida para um fluxo de corrente paralelo à interface semicondutor-óxido.

A corrente total na direção de y , associada à variação incremental de elétrons Δn , pode ser escrita como [2].

$$I_y = q\mu_e h \int_0^d \Delta n \epsilon_y dx \quad (2)$$

onde h é a altura do canal, q é a carga do elétron e μ_e é a sua mobilidade. O limite superior da integral é escolhido de modo a incluir toda a região do canal, onde Δn é diferente de zero. Inicialmente vamos considerar o caso onde $V_{DS} \ll V_{GS}$. O campo é aproximadamente uniforme ao longo do canal, de modo que ϵ_x será independente de y e, das equações de Maxwell, ϵ_y deve ser independente de x . A equação 2 assume a forma

$$I_y = q\mu_e h \epsilon_y \int_0^d \Delta n dx \quad (3)$$

Relacionando Δn com o campo elétrico dentro do óxido, obtemos

$$I_y = \epsilon \mu_e h \epsilon_y \epsilon_0 \quad (4)$$

Esta equação mostra que a corrente na direção de y se relaciona *linearmente* com o campo elétrico na camada de óxido, segundo a direção x , e também com o campo elétrico orientado na direção de y . Esta dependência da corrente de dreno em relação ao campo elétrico na camada de óxido denomina-se *efeito de campo*; este é o mecanismo físico básico em que se apoia o funcionamento dos transistores de efeito de campo MOS.

A equação acima pode ser usada para verificar as características de dreno. Supusemos que o campo ϵ_x e a variação incremental de Δn independem de y . Sendo a carga uniformemente distribuída na direção de y , obtemos

$$I_D = -I_y = \frac{\epsilon \mu_e h}{LW} V_{DS} V_{GS} \quad (5)$$

onde L é o comprimento do canal e W é a espessura da camada de óxido. Assim, a corrente de dreno relaciona-se linearmente com V_{DS} e V_{GS} nesta região.

2.1.2.2 - Características de Dreno para V_{DS} Comparável a V_{GS}

Para valores de V_{DS} comparáveis a V_{GS} , não podemos mais desprezar a queda de tensão ao longo do canal ao determinar o campo ϵ_0 na camada de óxido. Designemos o potencial entre a interface óxido-semicondutor e a fonte por $V(y)$. Esta tensão é uma função de y por causa do campo elétrico na direção de y , que é responsável pela corrente de dreno. A tensão aplicada à camada de óxido é, para qualquer ponto de y , $V_{GS} - V(y)$ e o correspondente campo elétrico na camada de óxido é dado por $\epsilon_0 = [V_{GS} - V(y)]/W$. Pela equação de Maxwell, $(\partial\epsilon_x/\partial y) = (\partial\epsilon_y/\partial x)$, vemos que ϵ_x agora é uma função de y e que ϵ_y também deve ser função de x . Na parte superior do canal, ϵ_x é aproximadamente igual a ϵ_0 . Portanto, podemos escrever

$$\frac{\partial\epsilon_x}{\partial y} = -\frac{1}{W} \frac{\partial V(y)}{\partial y} = \frac{\epsilon_y}{W} = \frac{\partial\epsilon_y}{\partial x} \quad (6)$$

A variação relativa de ϵ_y será no máximo $\frac{\Delta\epsilon_y}{\epsilon_y} = \frac{\Delta x}{W} = \frac{d}{W}$, de modo que se d , a profundidade do canal, for muito menor do que W , o campo na direção de y não varia apreciavelmente entre os limites da integral da equação 2. Esta equação novamente pode ser escrita na forma da equação 3. Considerando que $V_{GS} - V(y)$ não assuma valores muito pequenos (da ordem de milivolts) e que $V_{GS} - V_{DS}$ seja maior do que zero, encontramos [2].

$$I_D = \frac{h\mu_e}{WL} \left[V_{GS}V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right], \text{ para } V_{DS} \leq V_{GS} \text{ e para } V_{GS} \geq 0 \quad (6)$$

As características de dreno dadas na equação acima são apresentadas na figura 6, com I_D em função de V_{DS} , tendo V_{GS} como um parâmetro. As curvas estendem-se apenas até o ponto onde $V_{DS} = V_{GS}$.

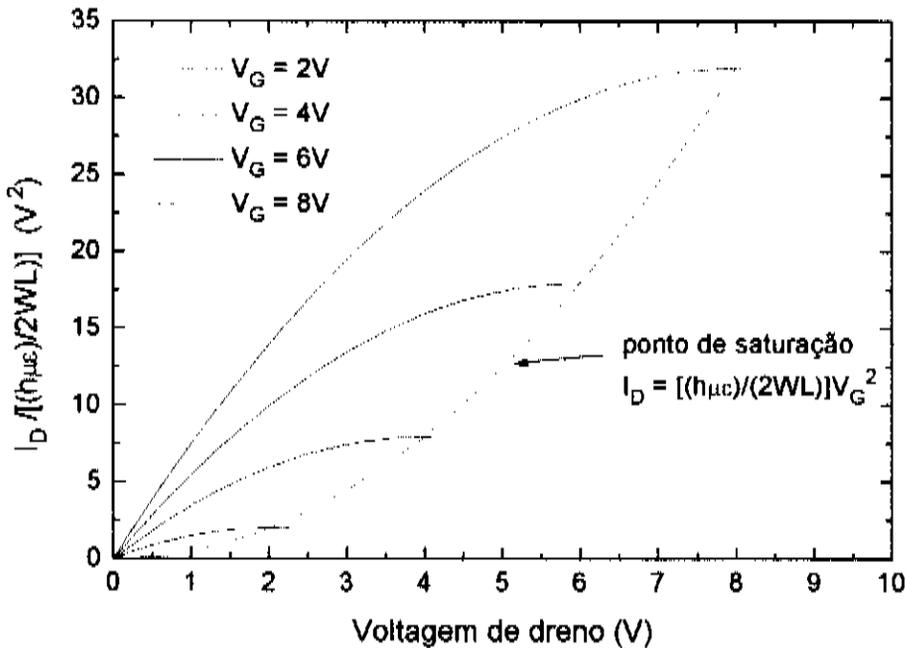


Figura 6 - Características de dreno de um transistor MOS. Apenas a região em que $V_{GS} > 0$ é representada.

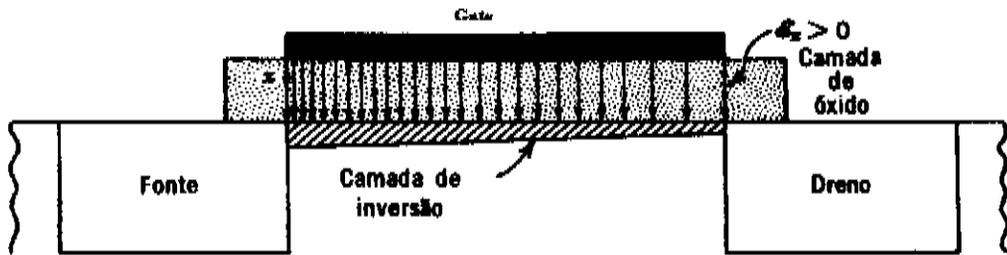
2.1.2.3 - Características de Dreno para V_{DS} Maior do que V_{GS}

Quando a tensão de dreno excede a tensão de *gate*, o campo elétrico da camada de óxido inverte seu sentido na extremidade do canal junto ao dreno. A camada de inversão não mais se estende até a extremidade do canal. Na realidade, forma-se uma pequena região de depleção na extremidade do canal junto ao dreno. O campo elétrico na região de depleção origina-se nos átomos doadores da região altamente dopada tipo *n*, do dreno, e termina parte sobre a carga elétrica na camada de inversão, em direção à fonte, e parte no terminal do *gate*. Esta situação é ilustrada na figura 7, onde são apresentadas configurações para três diferentes valores de V_{DS} . A densidade das linhas de campo é proporcional à intensidade do campo e a direção destas linhas indica a direção do campo. Observe que para $V_{DS} > V_{GS}$ a camada de inversão termina um pouco aquém da região do dreno. Há uma curta região de depleção entre a região do dreno e a extremidade da camada de inversão.

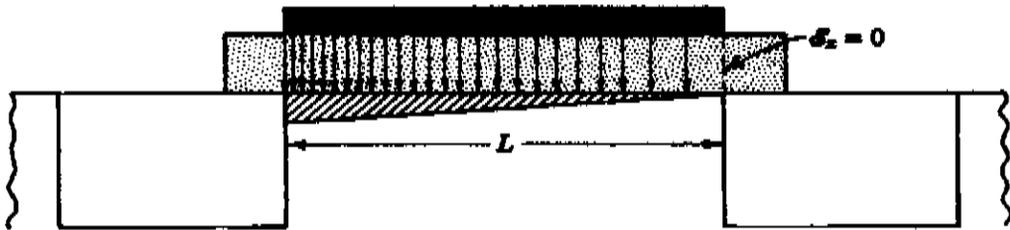
A corrente atravessa esta região porque existe um intenso campo elétrico no sentido de *y* negativo que produz um fluxo de elétrons da extremidade da camada de inversão para o dreno. A corrente de dreno resultante é apenas ligeiramente maior do que a que existe quando $V_{DS} = V_{GS}$, porque esta corrente é determinada pela distribuição de potencial na porção do canal junto à fonte, onde se forma a camada de inversão. Esta distribuição de potencial é aproximadamente a mesma para $V_{DG} > 0$ e para $V_{DG} = 0$. A camada de inversão é agora um pouco menor, tendo seu comprimento diminuído de δ , onde δ é o comprimento da região de depleção do dreno. Este encurtamento tem apenas um ligeiro efeito sobre a corrente do dreno. Na prática, a curva de I_D por V_{DS} na saturação tem uma ligeira inclinação, mas suficientemente pequena para ser ignorada.

Assim, para tensões de dreno maior que a tensão de *gate*, a corrente de dreno é aproximadamente constante e seu valor é dado pela equação 6 com $V_{DS} = V_{GS}$, ou seja,

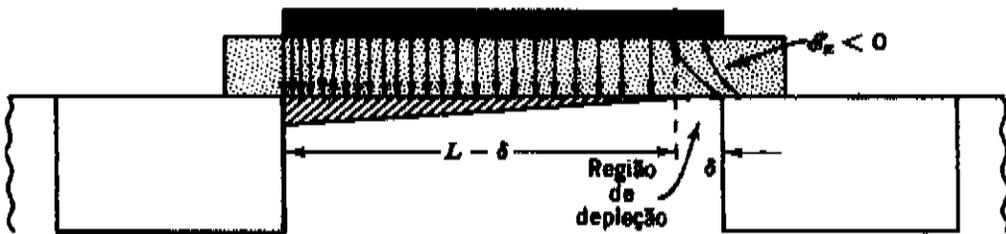
$$I_D = \frac{h\mu_e}{WL} \left[\frac{V_{GS}^2}{2} \right], \quad \text{para } V_{DS} > V_{GS} \text{ e para } V_{GS} \geq 0 \quad (7)$$



(a) Tensão de dreno menor que a tensão de porta



(b) Tensão de dreno igual à tensão de porta



(c) Tensão de dreno maior do que a tensão de porta

Figura 7 - Esboços mostrando a distribuição do campo elétrico na camada de óxido próxima ao dreno.

As curvas características correspondentes são mostradas na figura 8, combinadas com as características para $V_{DS} < V_{GS}$. No próximo capítulo apresentaremos resultados de algumas medidas realizadas em um transistor onde $L = 30\mu\text{m}$ e $W = 30\text{nm}$, onde será notória a inclinação nas curvas de I_D por V_{DS} .

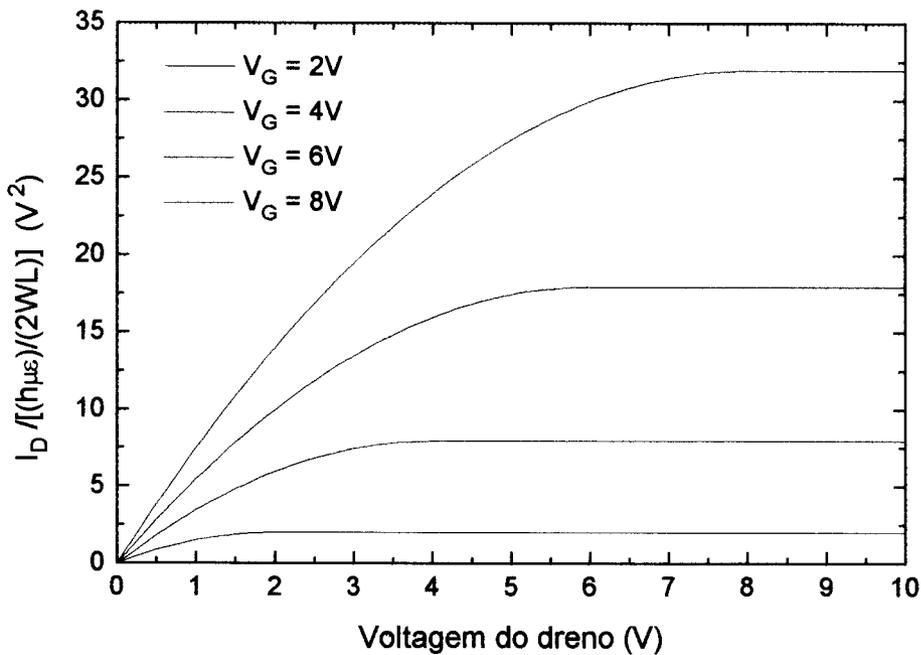


Figura 8 - Características de dreno completas. Quando V_{DS} supera V_{GS} a corrente fica saturada.

3 - TRILHAS RESISTIVAS

As amostras que temos utilizado são trilhas de polissilício depositado sobre um substrato de silício monocristalino. A resistência entre os contatos metalizados dispostos nas extremidades das trilhas depende da forma e da concentração de impurezas da camada de polissilício. Obviamente, para uma dada distribuição de impurezas, trilhas longas, estreitas e finas produzem resistência maior do que trilhas curtas e espessas. A trilha usada como amostra, mostrada na figura 1 do próximo capítulo, tem cerca de $3\mu\text{m}$ de largura e aproximadamente 480nm de espessura.

3.1 - O Fenômeno da Eletromigração

As trilhas resistivas são componentes essenciais dos dispositivos microeletrônicos e podem ser destruídas por vários tipos de anormalidades que ocorrem nesses dispositivos, sendo as principais as altas densidades de correntes e picos de tensão que causam a degradação das trilhas. Esta degradação pode resultar no rompimento de uma trilha ou ainda em um curto-circuito com uma trilha vizinha. A principal causa de rompimentos e curtos-circuitos em trilhas que conectam dispositivos é a ocorrência da eletromigração, ou seja, a transferência de momento dos elétrons para os átomos da trilha em situações de alta densidade de corrente [4]. Os principais fatores que influenciam o fenômeno da eletromigração são basicamente dois: a temperatura e a densidade de corrente.

A temperatura influencia decisivamente de duas maneiras. A primeira, quando da construção do dispositivo, determinando o tamanho dos grãos do material depositado. A segunda, quando da operação do dispositivo, determinando o seu tempo de vida útil. O tamanho dos grãos que formam uma trilha é de fundamental importância na ocorrência do fenômeno, uma vez que este é desencadeado preferencialmente nos contornos dos grãos e em cavidades formadas entre estes. Na figura 9 temos a representação esquemática para este fato. A tendência natural das cavidades entre os grãos é aumentar numa velocidade cada vez maior, provocando a abertura ou rompimento da trilha. O material deslocado poderá se acumular em outros pontos da trilha formando saliências nos mesmos. Um aumento pronunciado do acúmulo de massa eventualmente provoca o contato físico entre as trilhas, causando curtos-circuitos. Por outro lado, sabemos que quanto maior a temperatura, maior a vibração das partículas do material que compõe a trilha, de modo que será maior a probabilidade de transferência de momento dos elétrons da corrente para essas partículas, acarretando um maior fluxo de massa. Usualmente, em testes acelerados como os de eletromigração, as temperaturas de estresse estão na faixa de 150 a 250°C.

Dentre os fatores elétricos e magnéticos envolvidos, o mais representativo é a densidade de corrente da trilha. Intuitivamente chega-se à conclusão de que quanto menor as dimensões da trilha maior a densidade de corrente; conseqüentemente maior a transferência de momento dos elétrons às partículas da estrutura.

Para o caso de transistores de efeito de campo MOS, o fenômeno da eletromigração torna-se um fator limitante para a diminuição de suas estruturas. O problema torna-se mais crítico quando o dispositivo é fabricado nas condições mínimas de projeto.

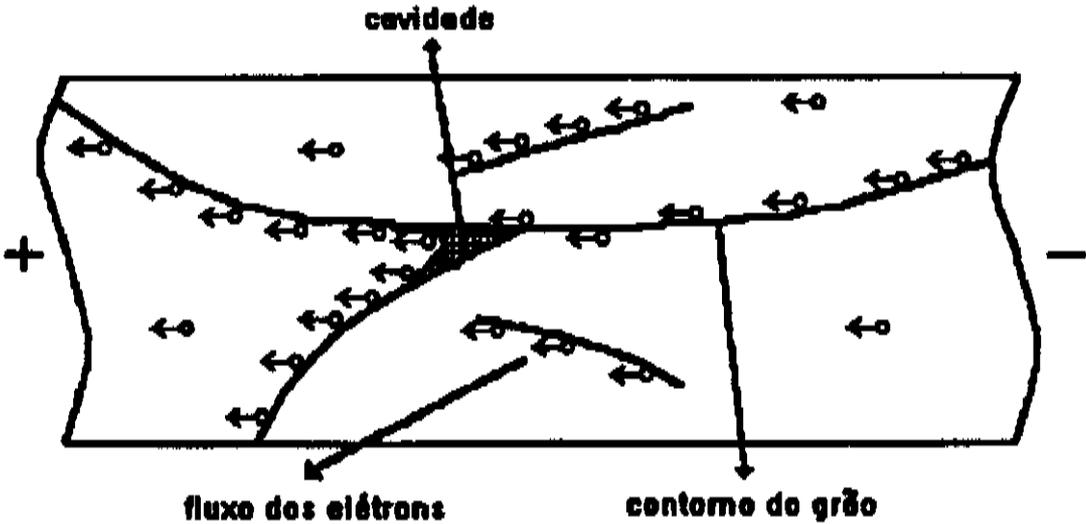


Figura 9 - Esquema ilustrativo dos grãos em uma estrutura submetida a grande densidade de corrente.

REFERÊNCIAS

- 1 - S. M. SZE, Semiconductor Devices: Physics and Technology. 1^a ed. Singapore: John Wiley & Sons, 1985.
- 2 - P. E. Gray e C. L. L. Searly. Princípios de Eletrônica. Rio de Janeiro: Livros Técnicos e Científicos Editora, 1974.
- 3 - A. S. Grove, Physics and Technology of Semiconductors Devices. New York: John Wiley & Sons, 1967.
- 4 - S. Wolf, Silicon Processing for the VLSI Era. Califórnia: Lattice Press, 1990. V. 2.

Capítulo 4

Microscopia Térmica em Trilhas Resistivas

1 - INTRODUÇÃO

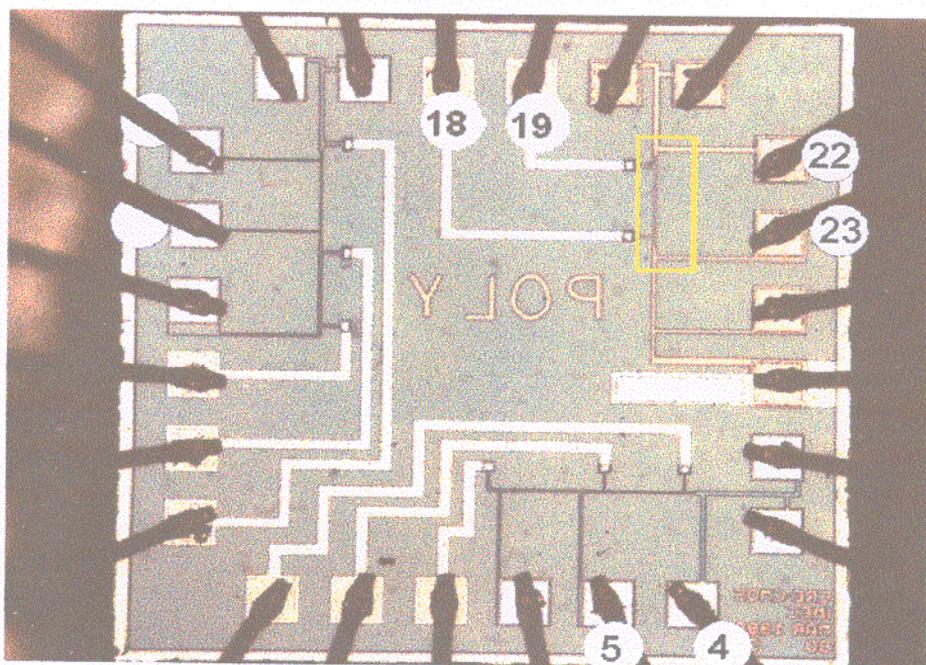
Neste capítulo nós apresentaremos resultados de medidas obtidos em trilhas resistivas de polissilício. Como já mencionado, o conhecimento das perdas térmicas em trilhas que interligam componentes microeletrônicos é de grande importância para a análise de falha e melhoria dos processos de fabricação de tais elementos, uma vez que se elas forem excessivas localmente podem indicar a presença de defeitos ou mesmo servir como fonte de propagação desses defeitos [1,2]. Iniciaremos com uma discussão acerca do campo de temperatura induzido por perdas térmicas nesses componentes, destacando a forma padrão de aquecimento em algumas regiões de interesse.

2 - SINAL DE FOTOREFLETÂNCIA EM TRILHAS RESISTIVAS

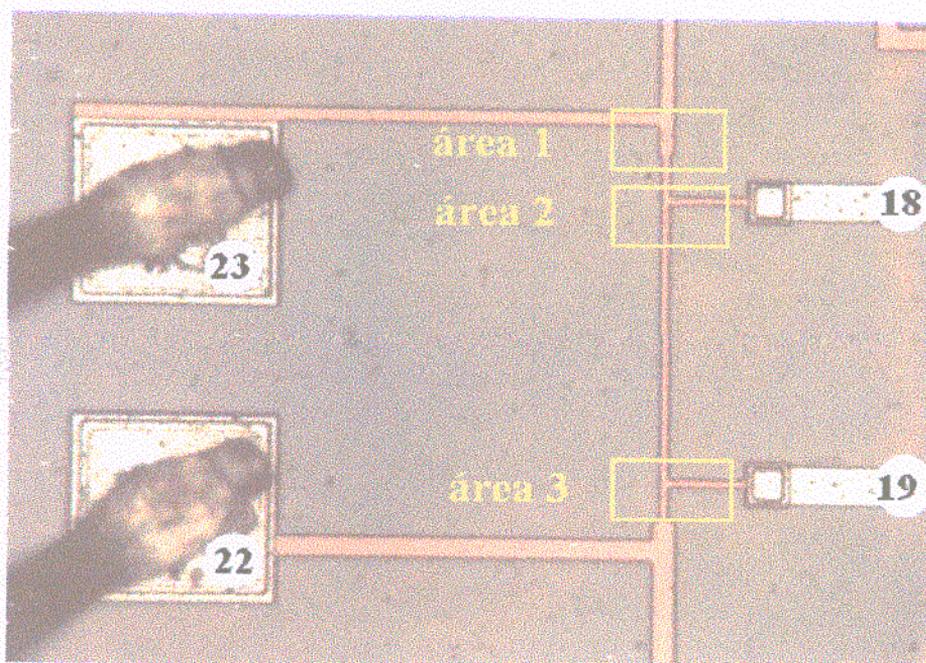
Medidas de sinal de fotorefletância em geral são feitas usando-se um feixe de laser modulado para aquecer a amostra e um outro feixe de laser contínuo para sondar as variações no coeficiente de reflexão em sua superfície. Entretanto, como foi visto anteriormente, em nossas medidas usamos a própria corrente de polarização do dispositivo em operação para excitá-lo. Com o uso

do feixe bomba é possível obter-se as propriedades térmicas do meio, enquanto o uso da corrente de polarização permite-nos, além destas, obter a distribuição de fontes de calor. O conhecimento da distribuição de correntes em um dispositivo em operação é de grande importância para quem trabalha com projetos das estruturas desses dispositivos. O mapeamento térmico das trilhas nos permite deduzir as linhas de corrente elétrica através da sua influência na geração de calor, desde que o processo dominante de geração seja o efeito Joule.

As trilhas resistivas que temos usado como amostra fazem parte de um *chip* de teste (KELVRES) fornecido pelo CTI, de Campinas-SP. Na figura 1 temos uma foto ampliada da sua superfície mostrando a disposição de todas as trilhas. O componente possui trilhas de várias larguras, sendo que as medidas foram realizadas nas áreas demarcadas 1, 2 e 3. Essas partes das trilhas foram estrategicamente escolhidas por apresentarem variações no campo de temperatura devido a estreitamento (área 1) e junções com trilhas vizinhas (áreas 2 e 3). Na figura a) temos uma vista geral das trilhas no circuito, na qual destacamos a região a ser analisada. Na figura b) temos uma vista ampliada desta região.



a)



b)

Figura 1 - a) Vista geral da superfície do circuito a ser analisado, onde a área de interesse é destacada. b) vista ampliada da região em destaque.

As medidas foram realizadas mediante o seguinte procedimento: primeiro colocamos uma diferença de potencial entre os pinos 19 e 23 e depois entre os pinos 22 e 23, dependendo da medida a ser realizada. Na figura 2 abaixo nós temos uma caracterização elétrica da trilha principal a ser estudada. Aterramos o pino 23 e fizemos variar a tensão sobre o pino 22 de 0 a 10V e registramos a corrente com o auxílio de um amperímetro. Por ser um dispositivo homico, o comportamento linear da corrente com a tensão era esperado. Como medida de segurança, o máximo valor da tensão que temos utilizado nas medidas é de 10V a fim de evitar o rompimento da trilha por superaquecimento.

As trilhas são feitas depositando-se silício policristalino dopado com aproximadamente 2% de alumínio sobre um substrato de silício monocristalino dopado *n*. A profundidade da camada de polissilício é de aproximadamente 480 nm ao longo de todas as trilhas. A parte mais larga da trilha na área 1 destacada na figura 1 tem cerca de 6 μ m de largura, enquanto que a parte mais estreita tem cerca de 3 μ m. As trilhas mais largas que ligam os pinos 18 e 19 ao pino 23 são feitas de alumínio para manter contato homico com as bases dos pinos, que também são de alumínio.

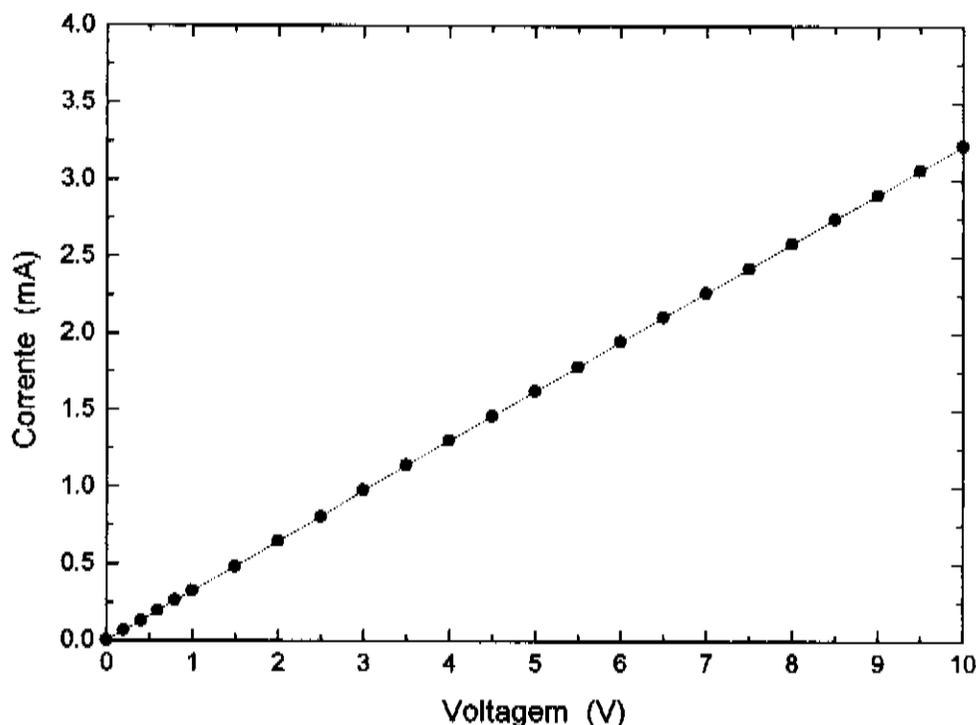


Figura 2 - Caracterização elétrica da trilha a ser medida. A diferença de potencial é estabelecida entre os pinos 22 e 23.

As medidas do sinal de fotorefletância modulada que realizamos demonstram claramente que o processo de geração de sinal nas trilhas resistivas é dominado pelo efeito Joule. Para ilustrar este fato, consideremos a tabela abaixo. O laser foi posicionado entre as áreas 1 e 2 em destaque na figura 1.

Voltagem dc (V)	Amplitude do sinal (μV)	Fase (graus)
0,0	$0 \pm 1,25$	-
1,0	$100 \pm 2,5$	-38
2,0	$200 \pm 2,5$	-38
3,0	$300 \pm 12,5$	-38
4,0	$400 \pm 12,5$	-38
5,0	$500 \pm 12,5$	-38

Tabela 1 - Medida da amplitude do sinal fototérmico para vários valores de V_{DC} . $V_{AC} = 4,0\text{V}$ e $f = 100\text{kHz}$.

O potencial gerado pela fonte sobre o dispositivo tem a forma

$$V(t) = V_{DC} + V_{AC} \text{sen}\omega t \quad (1)$$

Consideremos que toda a energia perdida no sistema seja dissipada em forma de calor (efeito Joule). A potência P dissipada no circuito será, então, proporcional ao quadrado da tensão $V(t)$, ou seja,

$$P \propto V^2(t) \quad (2)$$

Tomando o quadrado da expressão (1) nós encontramos um termo constante (independente de t), um termo proporcional a $\text{sen}\omega t$ e outro a $\text{cos}2\omega t$. Entretanto, o *lock-in* só analisa o sinal alternado que estiver na frequência de modulação do sinal de referência; portanto, termos lineares, proporcionais a $\text{cos}2\omega t$ e superiores, quando houver, serão desprezados. Como resultado temos,

$$S_{AC} \propto V_{DC}V_{AC} \quad (3)$$

O sinal da fotorefletância modulada é proporcional à variação de temperatura que, por sua vez, é proporcional à potência dissipada no circuito. Assim, o sinal da fotorefletância modulada é proporcional à potência dissipada. Os dados da tabela 1 demonstram exatamente este fato, ou seja, o sinal da fotorefletância modulada é linear com V_{DC} . Na medida acima $V_{AC} = 4,0V$ e a frequência de modulação da tensão foi de 100kHz.

Impondo que V_{DC} seja igual a V_{AC} no potencial da expressão (1) (na prática selecionando uma onda quadrada indo de 0 a V_p no gerador de função), vemos que a amplitude do sinal de fotorefletância será proporcional ao quadrado da tensão sobre o circuito. Salvo quando explicitamente mencionado, em todas as medidas temos escolhido uma modulação em ondas quadradas, com a voltagem indo de 0 a V_p . Na figura 3 temos um gráfico da variação da amplitude do sinal térmico com a tensão sobre uma trilha de $3\mu m$ de largura. O laser é posicionado no centro da trilha, entre as áreas 2 e 3 destacadas na figura 1. A diferença de potencial está entre os pinos 22 e 23 e a frequência de modulação da corrente é de 1,0MHz. A fase do sinal e a componente estática da refletância permanecem constantes em -38° e 0,74V, respectivamente. Os pontos são dados experimentais e a curva cheia é um ajuste desses pontos por uma função do tipo $y = ax^2$.

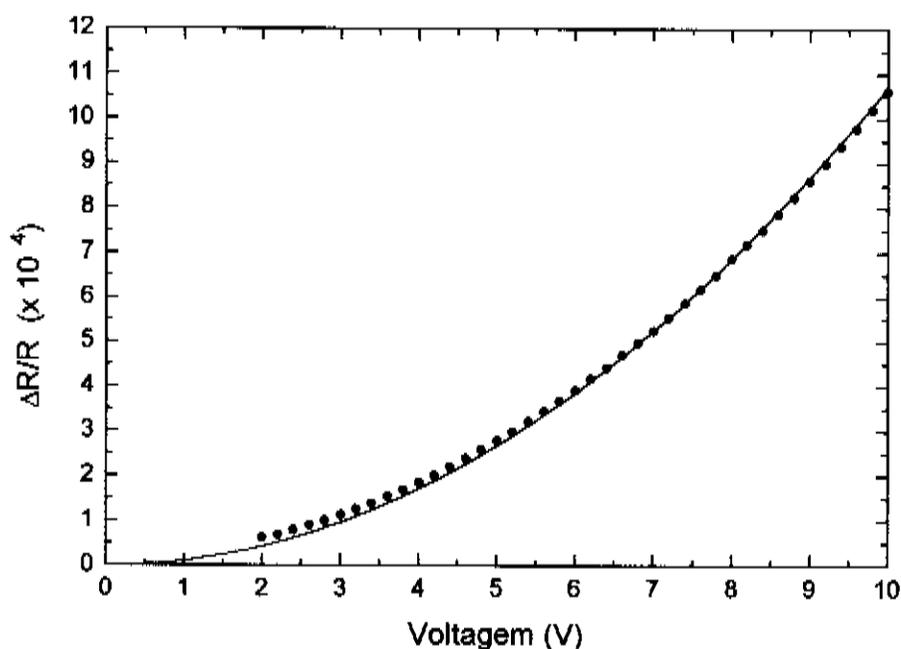


Figura 3 - Amplitude do sinal da fotorefletância para $f = 1,0MHz$. Como esperado, a amplitude do sinal é proporcional às perdas Joule na trilha.

Para caracterizar termicamente as trilhas resistivas temos feito um conjunto de medidas nas áreas em destaque na figura 1. Inicialmente vamos mostrar medidas feitas na frequência de 100kHz. Na figura 4 temos uma varredura em linha na qual o laser varre da área 1 até a área 2 da figura 1, cruzando o ponto de junção da trilha que dá acesso ao pino 18. As condições experimentais são $f = 100\text{kHz}$ e $V = 5,0\text{V}$. A primeira parte da trilha (até $11\mu\text{m}$) tem largura de aproximadamente $6\mu\text{m}$, o dobro da largura da segunda parte. O fluxo de elétrons é o mesmo ao longo da trilha. Por causa do estreitamento, a densidade de corrente aumenta, o mesmo ocorrendo à resistência elétrica. Portanto, é esperado que haja maior dissipação de calor na parte mais estreita. Em outras palavras, sejam L_1 e L_2 as larguras das trilhas com a mesma espessura h e a mesma resistividade ρ . A quantidade de energia por unidade de volume por unidade de tempo depositada sobre a trilha de largura L_1 é dada por $(\rho I^2)/(h^2 L_1^2)$, enquanto que sobre a trilha de largura L_2 temos $(\rho I^2)/(h^2 L_2^2)$. A razão entre estas duas grandezas resulta em $(L_1/L_2)^2$. Assim, se L_1 é o dobro de L_2 , a energia depositada na segunda parte da trilha quadruplica.

Como pode ser observado na figura 4, o sinal medido apresenta este comportamento. Inicialmente temos valores da amplitude (cerca de $280\mu\text{V}$), obtidos na região mais larga da trilha. Depois a amplitude aumenta e mantém-se aproximadamente constante em $1150\mu\text{V}$. O calor gerado não se difunde através das paredes da trilha devido ao descasamento nas resistências térmicas destas com o ar que as cerca. No entanto, nas junções com trilhas vizinhas o calor está livre para se difundir. A diminuição na amplitude do sinal mostrada na figura reflete exatamente isto. O centro da junção está a cerca de $39\mu\text{m}$ do ponto inicial de medida, sendo que neste ponto o sinal diminui devido à difusão de calor para a trilha vizinha e também devido à alteração na distribuição de linhas de corrente. Após a passagem do laser pela junção, a amplitude volta ao nível anterior. Na curva inferior temos representada a fase para esta medida. Na região mais larga da trilha as fontes de calor são mais extensas, sendo que a fase tende para um comportamento semelhante àquele apresentado por uma fonte de calor plana (seção 4.1 do cap. 1). Nesta região a fase tem um valor de aproximadamente -45° . À medida em que o laser adentra a região estreita da trilha a fase aumenta, o que reflete uma ligeira diminuição no tamanho das fontes de calor em relação ao comprimento de difusão térmica. O comportamento da fase após a junção com a trilha parece revelar um efeito dependente da frequência que nós mostraremos mais adiante. A fase do sinal

tem uma dependência menor com as perturbações locais da refletância se comparada com a amplitude, como pode ser visto na figura. A componente contínua do sinal mantém-se constante em cerca de 0,85 V.

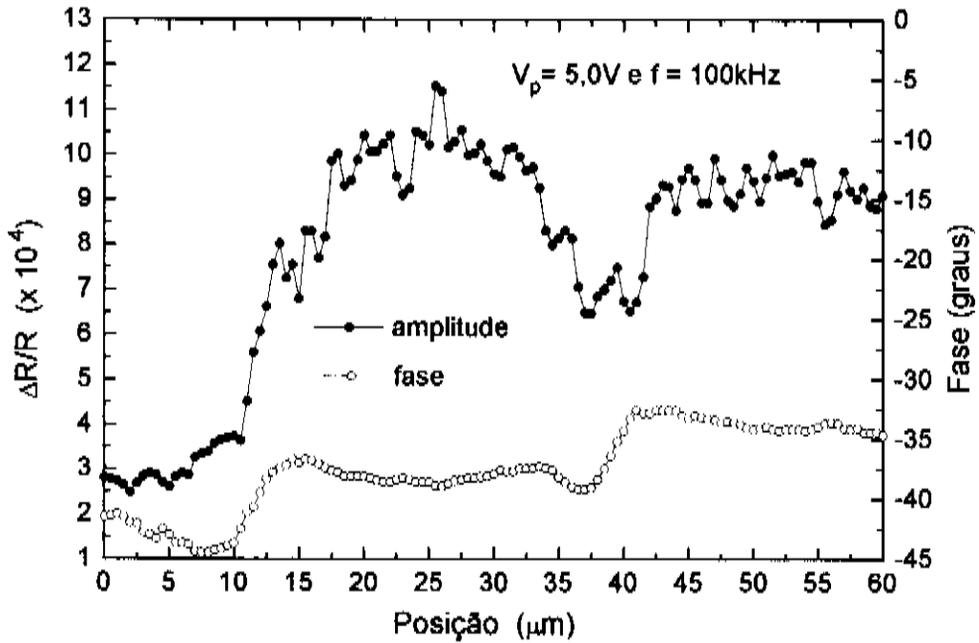


Figura 4 - Varredura em linha sobre trilha mostrada na área 1 da figura 1. O laser varre da área 1 até a área 2. $f = 100kHz$ e $V_p = 5,0V$.

Na figura 5 temos um mapa de temperatura para a região onde a trilha se alarga. As condições experimentais da medida foram: $f = 100kHz$ e $V_p = 5,0V$. Os códigos de cores são os seguintes: a região escura indica ausência de calor, ou seja, estamos sobre o substrato de silício. A região avermelhada indica um nível de sinal intermediário e, à medida que nos deslocamos para a parte estreita da trilha o sinal fica cada vez mais acentuado, tendo aí o seu máximo. O nível de sinal é zero para a região escura e cerca de $830\mu V$ para a região esbranquiçada. A área total da medida é de $7 \times 16\mu m^2$. As linhas brancas foram colocadas para indicar mais ou menos os limites da trilha. A fase tem uma variação de 10^0 (indo de -42^0 na região mais larga a -32^0 na região mais estreita.)

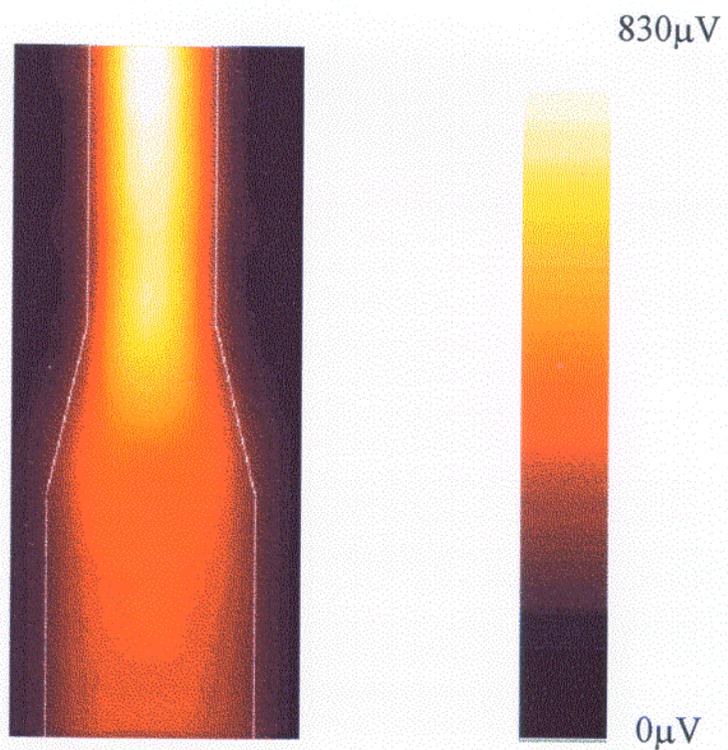


Figura 5 - Mapa térmico da trilha sobre a área 1 marcada na figura 1. A área varrida é de $7 \times 16 \mu\text{m}^2$ e a amplitude não normalizada pelo sinal contínuo varia de 0 a $830 \mu\text{V}$, como mostra a legenda. $f = 100\text{kHz}$ e $V_p = 5,0\text{V}$.

Na figura 6 temos um mapa térmico para o caso onde o laser varre a área 2 da figura 1, onde a trilha principal forma um “T” com a trilha vizinha que dá acesso ao pino 18. A região de difusão de calor para a trilha lateral é nitidamente observada próximo ao centro da varredura. Além da pequena difusão de calor para a trilha lateral atribuímos essa mudança no perfil do sinal a uma distorção na distribuição de linhas de corrente devido a mudanças no campo elétrico próximo dessa região. As condições experimentais são $f = 100\text{kHz}$ e $V_p = 5,0\text{V}$. Embora a máxima amplitude do sinal térmico esteja no centro da trilha, não significa necessariamente que as linhas de corrente estejam mais concentradas nesta região. A trilha tem aproximadamente $3 \mu\text{m}$ de largura e o diâmetro do feixe de laser é de $1 \mu\text{m}$. À medida que o laser se afasta do centro da trilha parte dele começa a incidir sobre a sua borda, de modo que não será refletido de volta para o fotodiodo (isto é visto pela região amarelo-avermelhada). Portanto, a região iluminada da amostra que contribui para o sinal captado pelo fotodiodo diminui progressivamente, até que o feixe esteja focalizado totalmente fora da trilha,

onde o sinal térmico é nulo. Novamente temos traçado linhas brancas no contorno da trilha para melhor visualização. A fase tem uma pequena variação de 10^0 ao longo da medida, diminuindo na região de junção com a trilha lateral.

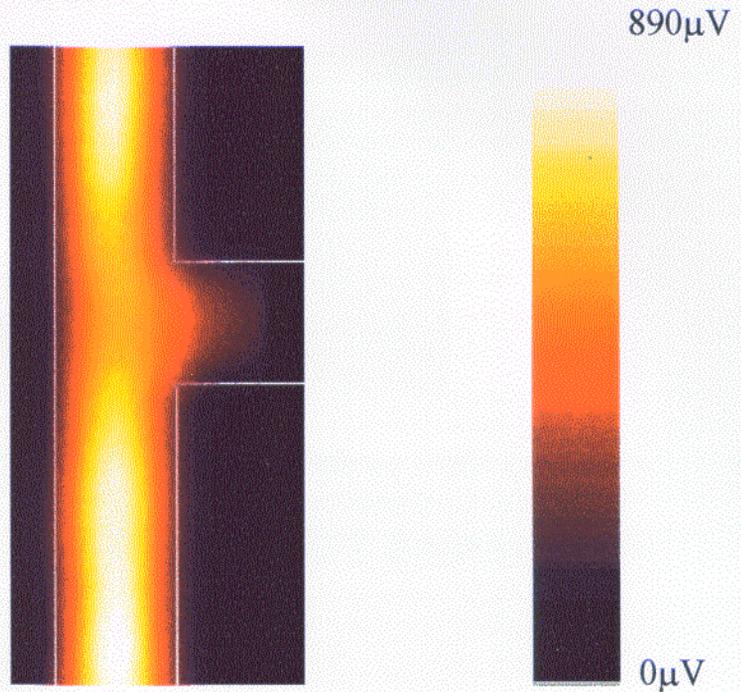


Figura 6 - Mapa térmico sobre a trilha destacada na área 2 da figura 1. $f = 100\text{kHz}$ e $V_p = 5,0\text{V}$. A área varrida é de $7 \times 16 \mu\text{m}^2$. A amplitude varia de 0 a $890 \mu\text{V}$, como mostra a legenda.

Na figura 7 temos uma medida que mostra o comportamento do campo de temperatura sobre a área 3 destacada na figura 1. A diferença de potencial agora está entre os pinos 19 (positivo) e 23 (aterrado). Novamente o calor pode ser visto difundindo-se ao longo da trilha principal; além disso, há mudanças na distribuição das linhas de corrente, de modo que a amplitude do sinal da fotorefletância no contorno diminui. Observe que não há sinal térmico algum sobre o substrato de silício fora da trilha. A fase mantém-se constante em -43^0 sobre a trilha, caindo até -90^0 na região de difusão de calor. As condições experimentais são: $f = 100\text{kHz}$ e $V_p = 5,0\text{V}$.

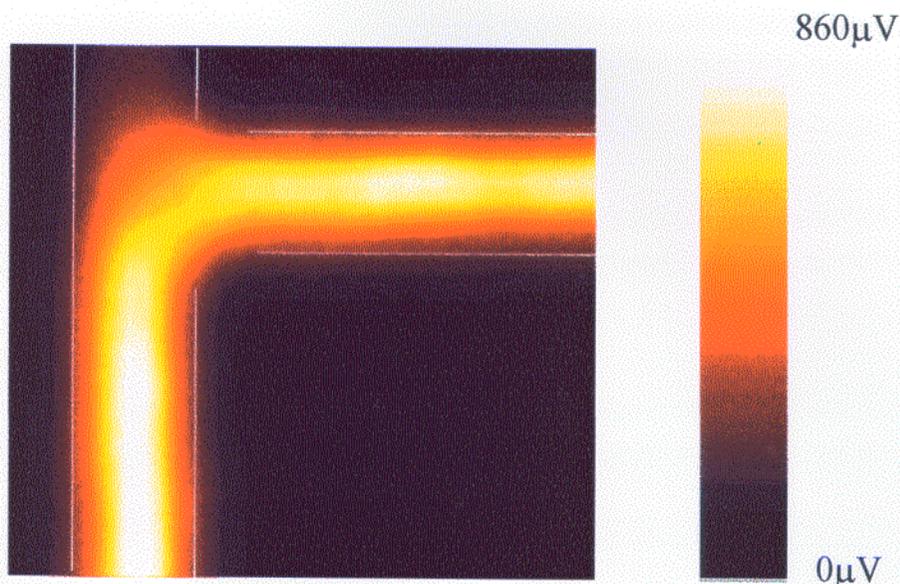


Figura 7 - Mapa térmico sobre a junção mostrada na área 3 da figura 1. A diminuição do nível do sinal na região do cruzamento das trilhas é devido à difusão térmica. $f = 100\text{kHz}$ e $V_p = 5,0\text{V}$. A área total varrida é de $13 \times 15 \mu\text{m}^2$.

Os mapas térmicos sugerem um comportamento padrão da distribuição de temperatura nos dispositivos. Defeitos estruturais ou induzidos por eletromigração facilmente perturbam as linhas de corrente, de modo que a distribuição de temperatura fica alterada. O mapeamento térmico de componentes microeletrônicos contribui significativamente como um método adicional para o controle de qualidade de suas estruturas. Até agora temos mostrado resultados de medidas ao longo do eixo da trilha. Entretanto, o perfil lateral do campo de temperatura pode ser obtido através de mapas térmicos, como já mostrados, ou através de varreduras transversais ao eixo da trilha. Na figura 8a temos um perfil lateral do campo de temperatura medido entre as áreas 1 e 2 da figura 1. O sentido da corrente é do pino 22 para o pino 23. Entretanto, a alteração no sentido da corrente não muda a forma do sinal. As irregularidades observadas na parte superior do gráfico da amplitude são devidas às imperfeições na superfície da amostra (na topografia) e também devido, possivelmente, a pequenos defeitos localizados na camada de polissilício. Os dois picos laterais no gráfico da amplitude revelam que há uma pequena difusão da calor para o substrato. As bordas da trilha são levemente

inclinadas com relação à superfície do substrato. Isto pode ser visto no gráfico do sinal contínuo (figura 8b). A parte do feixe que incide exatamente sobre estas bordas não é refletida de volta para o fotodetector. Por isso, o sinal contínuo torna-se sensivelmente menor próximo à base da trilha. À medida que o laser se afasta da trilha a contribuição do sinal contínuo é devida ao substrato de silício. A fase do sinal mantém-se constante sobre a trilha (em -40°), tendo uma leve inclinação de ambos os lados à medida que o laser se afasta do centro, como pode ser visto no intervalo de 4 a $7\mu\text{m}$ na figura 8b. Só incluímos valores de fase sobre a trilha porque fora dela o comportamento torna-se aleatório. Temos realizado medidas em outros pontos da trilha (entre as áreas 2 e 3, e depois desta) e os resultados foram semelhantes aos mostrados na figura abaixo.

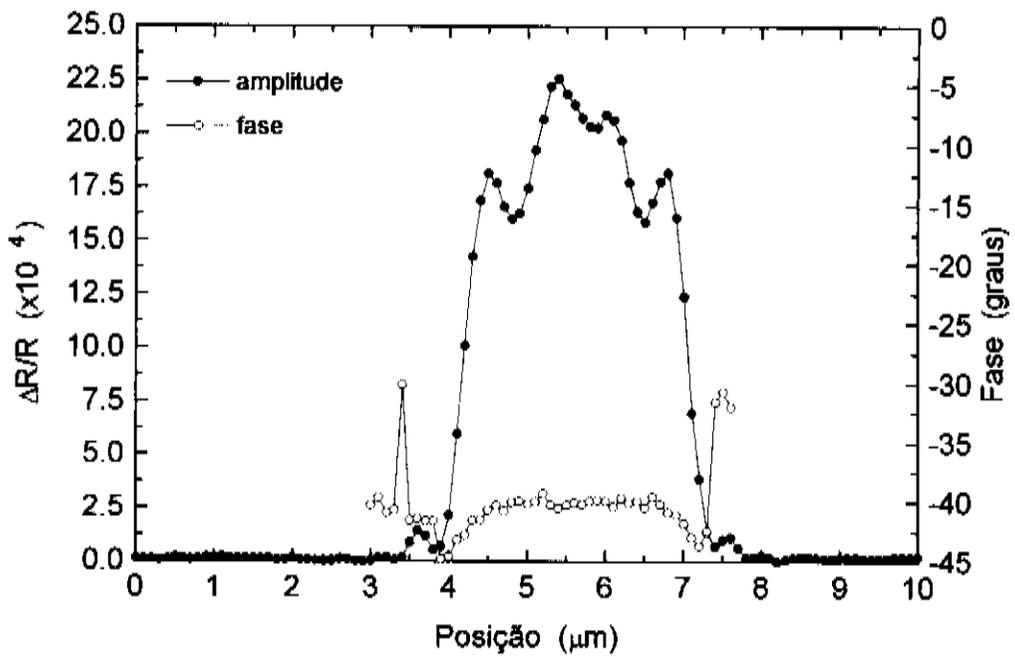


Figura 8a - Amplitude do perfil lateral do campo de temperatura sobre a trilha. $f = 100\text{kHz}$ e $V_p = 8,0\text{V}$.

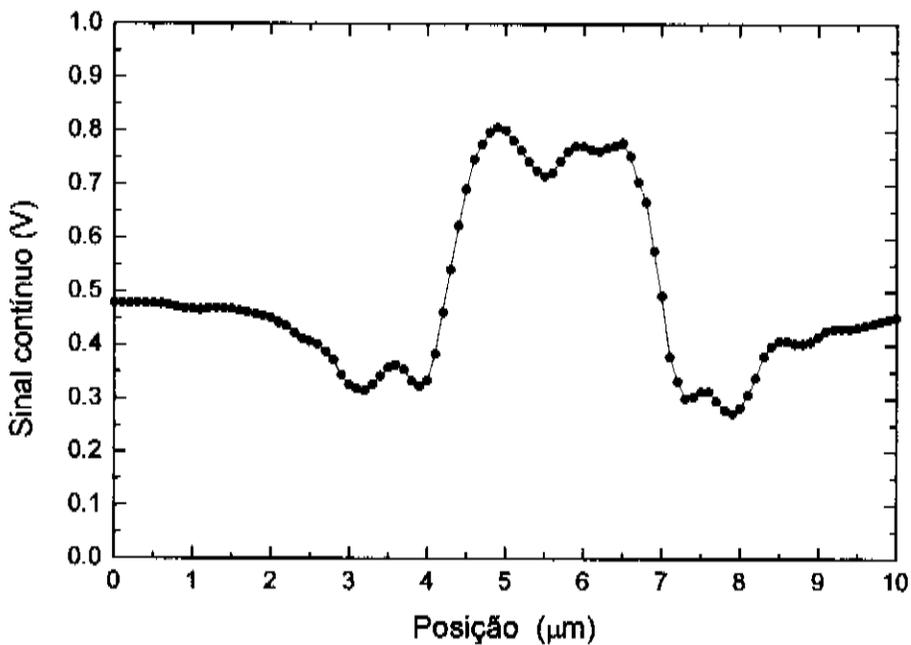


Figura 8b - Imagem óptica (sinal contínuo) de uma seção transversal da trilha.

Na figura 9 temos o resultado de uma medida com o laser cruzando a trilha principal e varrendo sobre a trilha que dá acesso ao pino 18. Esta medida é equivalente à representada na figura 6, onde o feixe está cruzando a trilha no ponto de menor sinal daquela medida. Para comparar o perfil dos sinais para as diferentes frequências, temos normalizado as amplitudes a 1. O maior valor da amplitude para $f = 100\text{kHz}$ foi de aproximadamente $560\mu\text{V}$, enquanto o correspondente valor para a amplitude em $f = 1,0\text{MHz}$ foi cerca de $145\mu\text{V}$. Pode-se observar que à medida que a frequência aumenta há um estreitamento na curva, indicando um confinamento maior do calor na trilha principal.

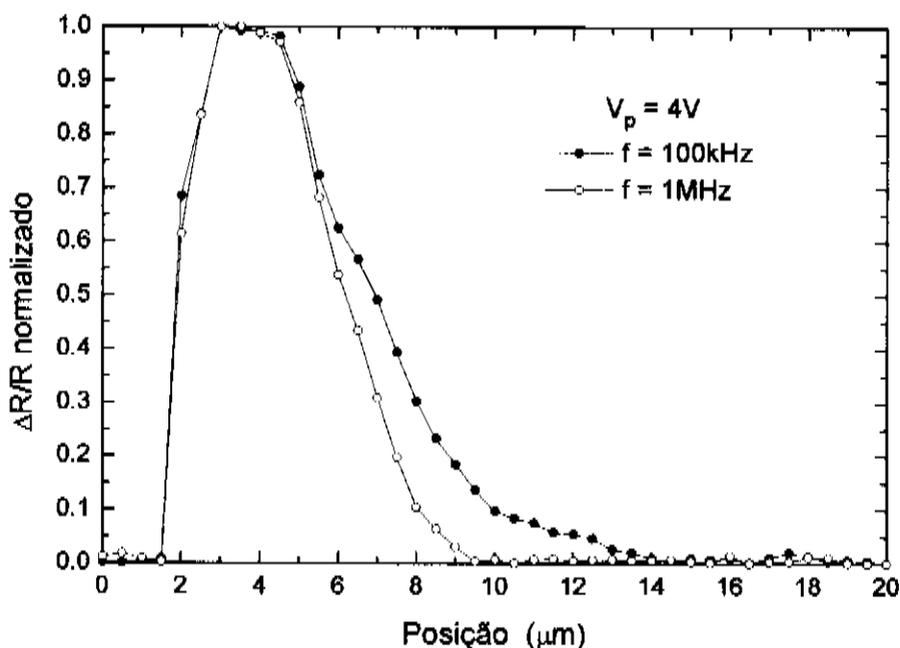


Figura 9 - Amplitude normalizada com o feixe varrendo sobre a área 2 destacada na figura 1. $f = 100\text{kHz}$ para os círculos fechados e $f = 1,0\text{MHz}$ para os círculos abertos.

Os resultados discutidos até agora foram obtidos usando-se o limite mínimo de frequências estabelecido para o nosso arranjo experimental (100kHz). Medidas em altas frequências são importantes quando se trabalha com a formação de imagens térmicas de estruturas microeletrônicas. Como vimos no capítulo 1, o comprimento de difusão térmica é função do inverso da raiz quadrada da frequência. Portanto, aumentando a frequência de modulação da corrente poderemos, eventualmente, detectar e resolver possíveis defeitos na estrutura de um componente.

Entretanto, as medidas em altas frequências apresentam algumas dificuldades práticas, como por exemplo, indução eletromagnética do gerador de função no *lock-in* e, eventualmente, na fonte de tensão do laser de prova, de modo que haverá um sinal parasita adicional devido à modulação do feixe sonda. O problema da indução eletromagnética pode ser solucionado protegendo-se os equipamentos com blindagens de Faraday.

Outro problema comum quando se trabalha com altas frequências é a reflexão da onda eletromagnética nas conexões dos cabos. Estas reflexões distorcem as ondas previamente selecionadas no gerador de função, causando atenuação em sua intensidade. Este problema pode ser resolvido construindo-se cuidadosamente os cabos e conexões a serem utilizados, além de escolher como função uma onda senoidal no gerador de função.

Temos realizado algumas medidas em altas frequências (até 5MHz) nas junções das trilhas (“Ts”) como mostradas na figura 10. A curva 10a representa a medida sobre a área 2 destacada na figura 1. Há uma grande queda na amplitude do sinal térmico após a junção com a trilha que dá acesso ao pino 18. O efeito se prolonga até a junção com a trilha que dá acesso ao pino 19. A figura 10b representa uma medida sobre a área 3. Como pode ser observado, na região entre os “Ts” a amplitude do sinal é menor do que fora dela. A fase do sinal tem uma variação de aproximadamente 15° ao longo da medida, sendo que ela é menor na região entre os “Ts”. Este efeito torna-se cada vez mais acentuado à medida que a frequência de modulação aumenta. Deve-se observar que até cerca de 1,0MHz este efeito não é significativo. Um possível explicação para o fenômeno seria o efeito capacitivo das bifurcações (“Ts”). Um modelo simplificado está esquematizado na figura 11.

Seja R_1 a resistência de todo o percurso da trilha, com exceção do trecho que está entre as junções com as trilhas vizinhas. R_2 é a resistência do trecho entre os “Ts” e C é a capacitância associada aos “Ts”.

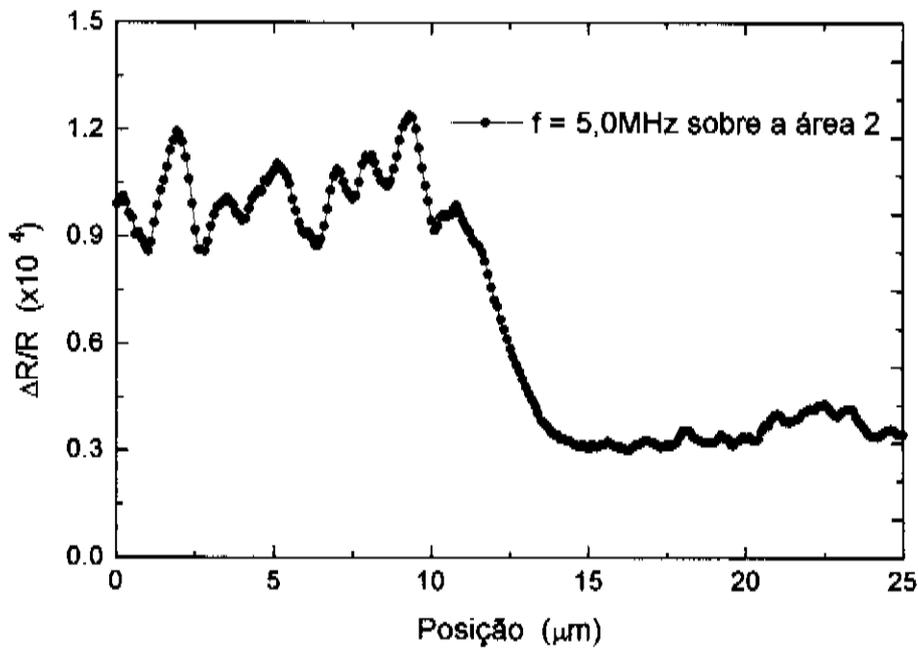
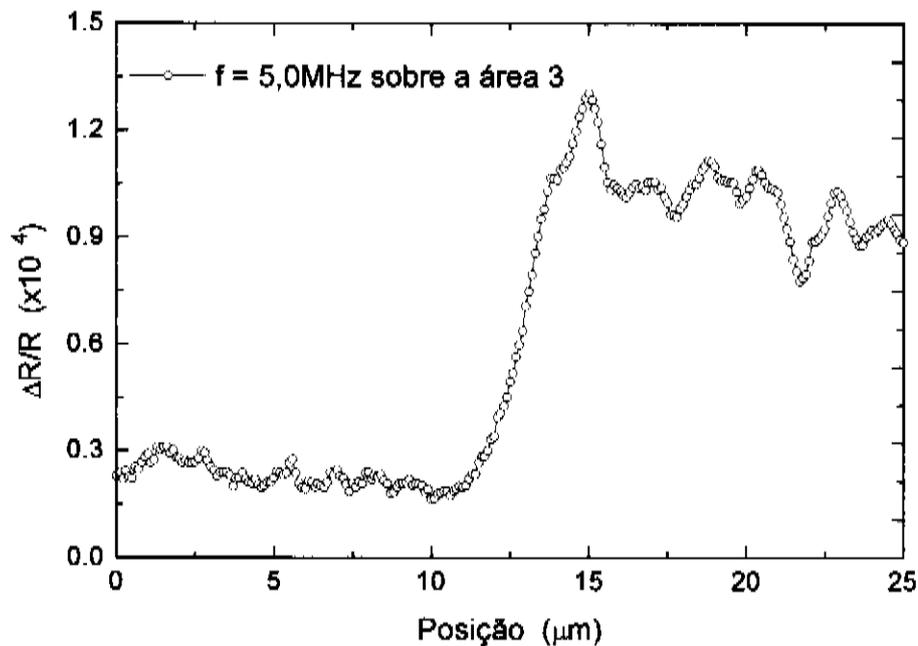


Figura 10 - Amplitudes dos sinais para $f = 5,0\text{MHz}$ e $V_p = 8,0\text{V}$. a) laser sobre a área 2 da figura 1 e b) laser sobre a área 3. Nos dois casos o "T" se localiza aproximadamente no centro da varredura ($12,5\mu\text{m}$). Para a curva a) o laser de prova passa da região externa ao "T" à região interna. Na curva da figura b) o laser sai da região entre os "Ts".



b)

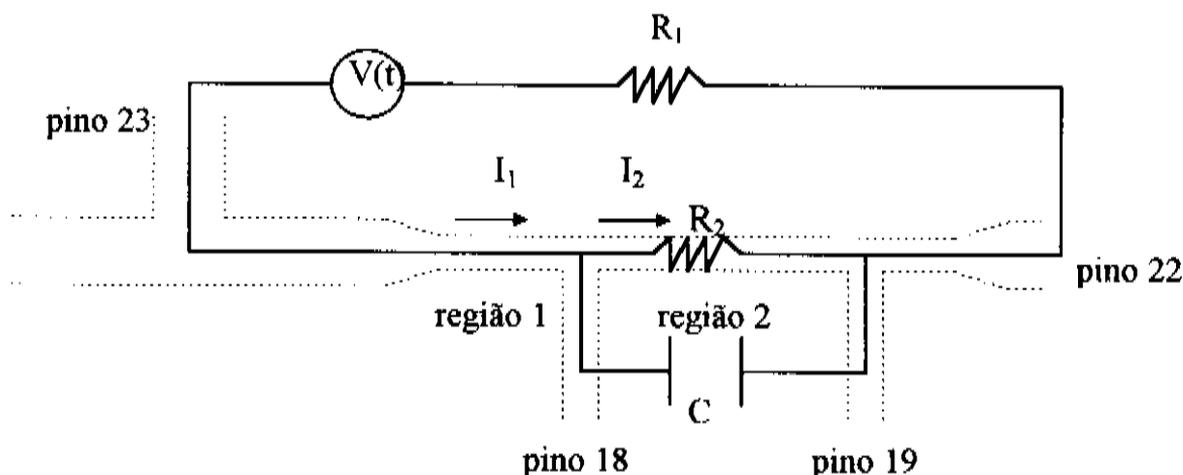


Figura 11 - Esquema de um circuito elétrico equivalente para análise do sinal da trilha em altas frequências de modulação.

Suponhamos que a trilha seja uniforme ao longo de todo o percurso a ser analisado. Sendo ela do mesmo material e possuindo as mesmas dimensões, então a resistividade deve ser a mesma em todo o percurso, ou seja, $\rho_1 = \rho_2$, bem como as larguras $L_1 = L_2$ e as espessuras $h_1 = h_2$. A potência dissipada pela corrente I_1 por unidade de comprimento é dada por $(\rho_1)/(L_1 h_1) I_1^2$ e a potência dissipada pela corrente I_2 na região entre os “Ts” é $(\rho_2)/(L_2 h_2) I_2^2$. Resolvendo o circuito RC encontramos que a razão entre as amplitudes do sinal fora e dentro da região entre as trilhas é dada por

$$\left| \frac{S_1}{S_2} \right| = \sqrt{1 + \omega^2 C^2 R_2^2} \quad (1)$$

A verificação experimental deste fato é mostrada na figura 12. Os pontos representam a razão entre as amplitudes do sinal nas regiões 1 e 2 da figura 11, e a curva contínua o ajuste destes pontos pela equação 1 acima, onde $R_2 C$ foi deixado como parâmetro de ajuste. Em baixas frequências (para o nosso caso menor que 1,0MHz), a razão entre as potências dissipadas tende a 1, ou seja, o nível de sinal mantém-se aproximadamente constante ao longo dos trechos analisados. Isto pode ser observado na figura 4 (gráfico da amplitude). Os níveis dos sinais dos dois lados caem proporcionalmente com a frequência, mas mantendo sempre a mesma razão entre si. Quando aplicamos potenciais modulados acima de cerca de 1,0MHz, a queda no nível dos sinais não mantém a mesma proporcionalidade. O sinal medido na região entre os

“Ts” cai a uma razão maior do que aquele fora daquela região. Isto pode ser explicado pela análise de circuitos RC com correntes alternadas. Sob efeito capacitivo na trilha, parte da corrente injetada transforma-se em corrente de deslocamento de Maxwell entre as trilhas vizinhas dos pinos 18 e 19. Consequentemente a corrente responsável pela geração do efeito Joule fica diminuída. A corrente de deslocamento de Maxwell não se constitui de cargas elétricas em movimento mas sim da variação temporal do campo elétrico entre as placas de um capacitor (aqui representadas pelas duas trilhas vizinhas paralelas e separadas por uma distância de aproximadamente $155\mu\text{m}$). Portanto, em predominando a componente de Maxwell, o nível de sinal devido a efeito Joule na trilha deve cair a zero. Do ajuste acima mencionado, extraímos $R_2C = 60\text{ns}$. Devemos notar que $R_2 \cong 2\text{k}\Omega$, o que nos leva a um valor de C de aproximadamente 30pF . Deve-se ressaltar que o modelo aqui apresentado é bastante simples, mostrando limitações na descrição do efeito em frequências de modulação mais elevadas.

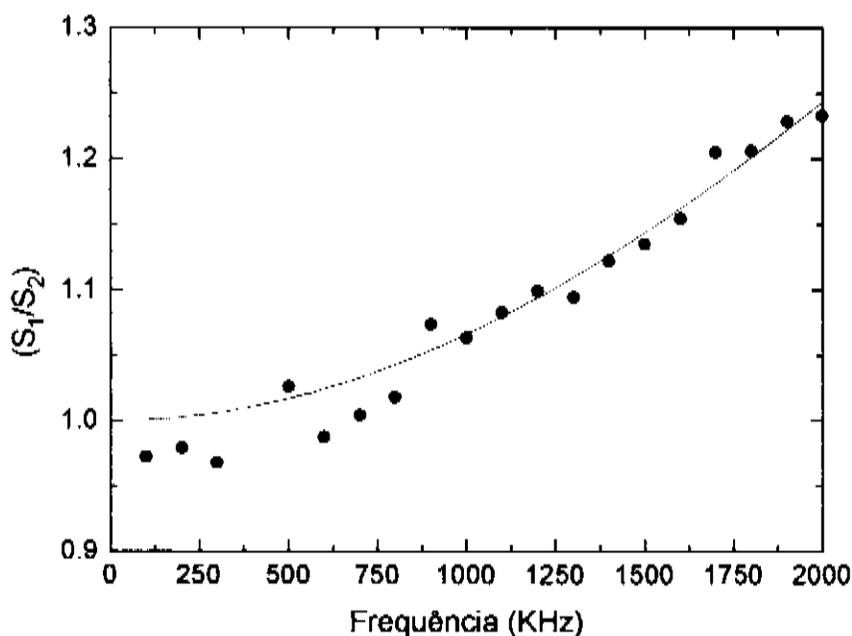


Figura 12- Razão entre as amplitudes dos sinais nas regiões 1 e 2.

Na figura 13 temos um mapa de uma medida equivalente àquelas mostradas nas figuras 6 e 10a. Como pode ser observado, após a junção com a trilha o sinal muda drasticamente o seu perfil devido a presença de efeito capacitivo entre as trilhas laterais que dão acesso aos pinos 18 e 19.

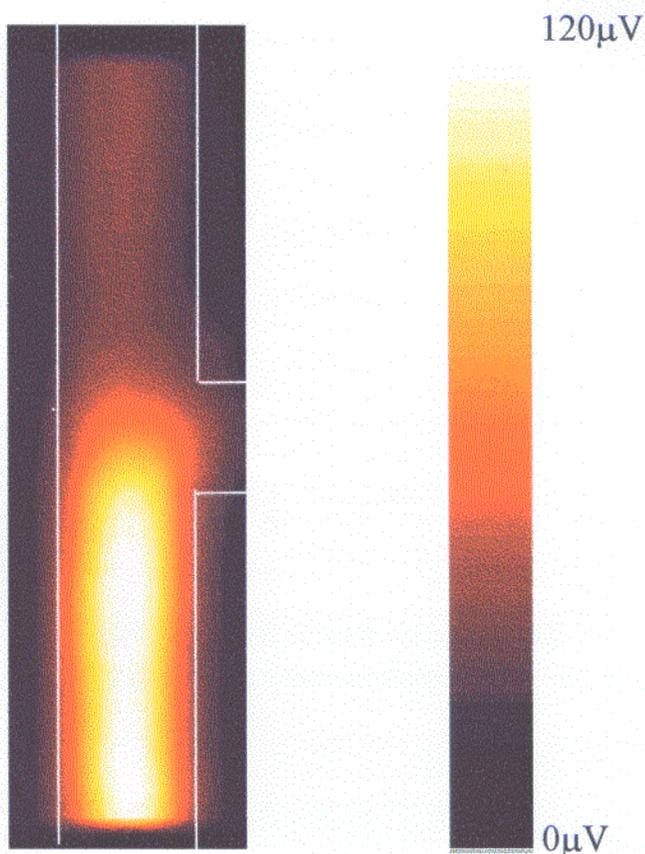


Figura 13 - Amplitude do sinal para $f = 5,0\text{MHz}$ e $V_p = 8,0\text{V}$ com o laser varrendo sobre a área 2 da figura 1.

Finalmente temos feito uma medida sobre a base do pino 23 para mostrar o comportamento do campo de temperatura próximo a essa região (ver figura 10b). A figura 14 mostra o perfil do sinal quando o feixe é deslocado da base para o meio do componente. O laser é focalizado sobre a trilha de polissilício. A corrente do circuito está modulada em 100kHz e a voltagem é de $5,0\text{V}$ entre os pinos 22 e 23. O fato de o sinal térmico tornar-se nulo entre 0 e $5\mu\text{m}$ mostra que a distribuição das linhas de corrente converge rapidamente

para o interior da base do pino. Na região de sinal nulo a fase torna-se aleatória, enquanto que daí em diante ela mantém-se aproximadamente constante em -43° , o que aponta para um caso de fontes planares no qual o laser está posicionado sobre elas, como foi verificado no capítulo 1.

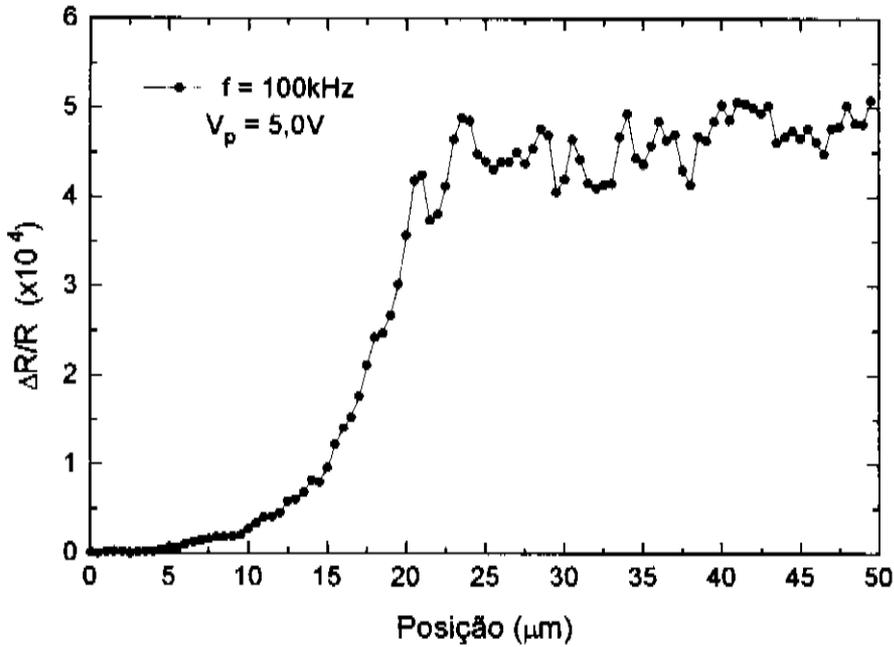


Figura 14 - Amplitude do sinal para o laser varrendo a trilha ao lado da base do pino 23, com a corrente modulada em 100kHz e $V_p = 5,0\text{V}$.

REFERÊNCIAS

- 1 - H. K. Wickramasinghe, Y. Martin, D. A. H. Spear e E. A. Ash, Journal de Physique, Colloque C6, Supplément au 10, Tome 44, 1983.
- 2 - S. Wolf, Silicon Processing for the VLSI Era. Califórnia: Lattice Press, 1990. V. 2.

Capítulo 5

Microscopia Térmica em Transistores de Efeito de Campo MOS

1- INTRODUÇÃO

O grande avanço da tecnologia de microprocessadores e outros componentes microeletrônicos deve-se ao desenvolvimento dos transistores de efeito de campo de superfície e de suas estruturas periféricas. O princípio básico de funcionamento desses componentes está na modulação da área da seção transversal da camada de depleção formada na interface semicondutor-isolante [1]. A confiabilidade na operação dos transistores está associada à construção de suas estruturas, sendo a camada de isolante de porta (*gate*) a que requer maiores cuidados quando da sua construção. Esta camada de isolante, geralmente feita de dióxido de silício, está sujeita a defeitos estruturais devido a um controle não adequado da atmosfera oxidante no momento da deposição, bem como a defeitos provocados por descargas eletrostáticas [2]. Neste capítulo mostraremos resultados do sinal de refletância modulada sobre o *gate* de um transistor MOS. Iniciaremos com uma caracterização elétrica do componente, enfatizando o efeito de fotocorrente gerada na estrutura

semicondutora. No restante do capítulo discutiremos resultados obtidos em variados experimentos na tentativa de isolar e descrever as componentes do sinal.

As amostras que temos utilizado fazem parte de um *chip* contendo transistores com canais de 100, 30 e 10 μm de comprimento e largura iguais. O componente que temos escolhido para nosso estudo é um transistor de canal *n*. A figura 1 mostra uma visão geral da superfície do *chip* com a disposição de seus elementos. A estrutura a ser analisada está destacada. Na figura 2 temos uma visão ampliada da estrutura em questão. As dimensões da amostra são: comprimento do canal (30 μm), largura do canal (30 μm) e espessura da camada de óxido (30nm).

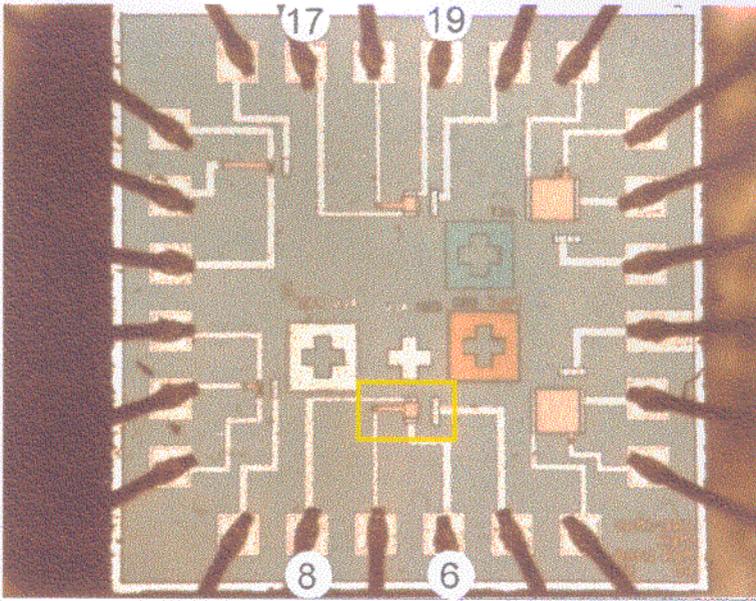


Figura 1 - Vista geral da superfície do *chip* mostrando a disposição de vários componentes.

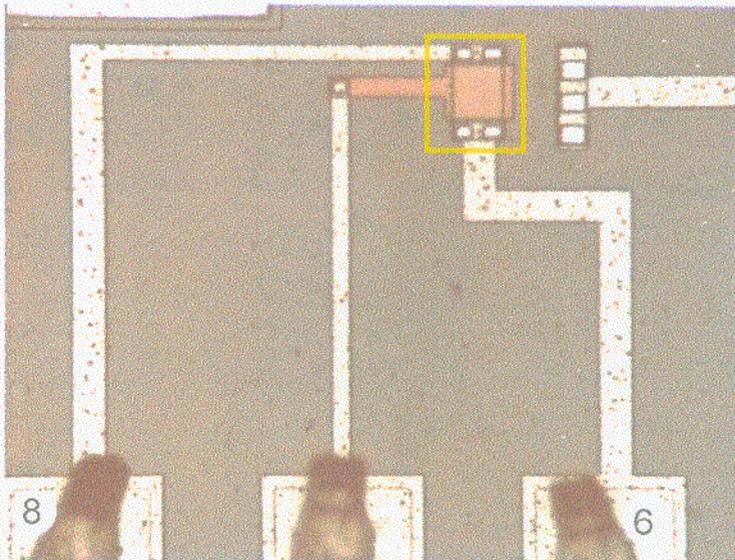


Figura 2 - Vista ampliada mostrando o transistor a ser analisado. O dispositivo tem *gate* de $30 \times 30 \mu\text{m}^2$ de área. O pino 6 dá acesso ao terminal da fonte, enquanto pelo pino 8 acessamos o terminal do dreno.

2 - CARACTERIZAÇÃO ELÉTRICA

Antes de discutirmos o sinal da refletância modulada em MOSFET vamos fazer uma caracterização elétrica do dispositivo a ser analisado. Esta caracterização consiste em variar a voltagem do dreno mantendo a voltagem de *gate* fixa e vice-versa, medindo-se a corrente do dreno. As medidas são feitas com e sem laser de prova incidindo sobre o *gate* do dispositivo. Medidas sem laser nos dão o comportamento de operação do dispositivo com as tensões externas aplicadas, enquanto que as medidas com o laser incidindo sobre o *gate* vão nos fornecer o perfil de corrente fotogerada devido à absorção de fótons pelo semiconductor. Veremos que a corrente fotogerada depende da posição do feixe sobre o *gate*, sendo mais acentuada próximo ao terminal do dreno. Todas as medidas de caracterização elétrica foram feitas com tensão contínua.

Na figura 3 temos o gráfico de uma medida com a tensão de dreno contínua em 3,0V e a tensão do *gate* variando de 0 a 8,0V. A curva inferior, sem luz sobre a amostra, nos fornece um dado importante do componente, que é o potencial de limiar ou eletrostático. Obtemos desta medida o valor da voltagem que deve ser aplicada ao dispositivo para fazê-lo entrar em operação, ou seja, o potencial que devemos aplicar sobre o terminal do *gate* para que haja completa inversão de portadores na superfície do semiconductor em contato com a camada de óxido. Esta voltagem, chamada voltagem de limiar, V_L , é de aproximadamente 1,0V. O seu conhecimento é de grande relevância para a obtenção da corrente, uma vez que esta é proporcional ao fator $V_G - V_L$. Na curva superior temos uma medida equivalente com o laser incidindo próximo ao terminal do dreno. Como pode ser verificado, há grande corrente fluindo pelo dispositivo mesmo quando não há canal formado, isto é, quando a tensão do *gate* é nula. Nesta situação o dispositivo está funcionando como um fotodiodo. Este fenômeno é explicado pelo efeito fotovoltaico.

O efeito fotovoltaico - a geração de uma força eletromotriz devido à iluminação - foi descoberto por Adams e Day [3]. O conceito inicial de que o efeito era causado pela pressão dos fótons sobre os elétrons foi expandido por Landau e Lifshitz [3] em 1936, onde mostraram que o efeito era resultado do não-equilíbrio na concentração de portadores minoritários. A incidência de luz sobre um semiconductor extrínseco cuja concentração de impurezas é não uniforme resulta, portanto, na geração de pares elétron-buraco. A não uniformidade na concentração de impurezas induz uma não uniformidade na

concentração de portadores gerados. O desbalanceamento na concentração de portadores dá origem a um potencial eletrostático (ou força eletromotriz). Assim, se acoplarmos o dispositivo a um circuito externo, os portadores darão origem a uma corrente. Nas condições experimentais que nós utilizamos, a corrente fotogerada para $V_D = V_G = 0V$ é cerca de $42\mu A$, próximo à junção $p-n$.

Na curva intermediária temos uma medida com o laser incidindo do lado da fonte do dispositivo. A explicação para a grande diminuição da corrente fotogerada próximo à fonte é dada a seguir. Quando V_G é nulo, o dispositivo não tem canal formado entre as regiões da fonte e dreno. No entanto, pela aplicação de uma tensão sobre o dreno, os elétrons fotogerados serão conduzidos para este terminal. Quanto mais longe desse terminal estiverem o elétrons fotogerados maior será a probabilidade de se recombinarem. Portanto, os pares gerados próximos ao terminal do dreno terão maior contribuição do que aqueles gerados próximos à fonte.

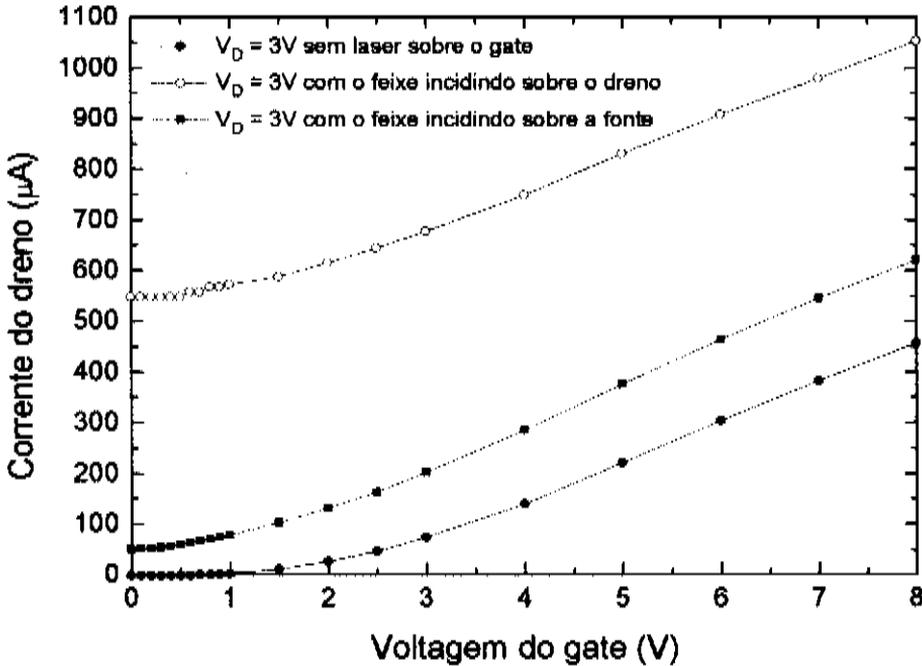


Figura 3 - Medida da corrente em função da tensão do gate para tensão de dreno constante.

Na figura 4 temos uma família de curvas características da corrente em função da voltagem do dreno para alguns valores de V_G [4]. As duas curvas inferiores foram realizadas sem laser sobre a amostra. Como demonstrado na equação 5 do capítulo 3, para pequenos valores de V_D a corrente tem um comportamento linear, enquanto que para valores de $V_D \geq V_G$ a corrente no canal não depende mais da tensão aplicada sobre a dreno. Equivalentemente, as duas curvas superiores demonstram a operação do dispositivo com o feixe incidindo sobre a região do dreno. A curva tracejada mostra o comportamento da corrente do dreno com a voltagem de *gate* quando o dispositivo atinge a saturação (equação 7 do capítulo 3).

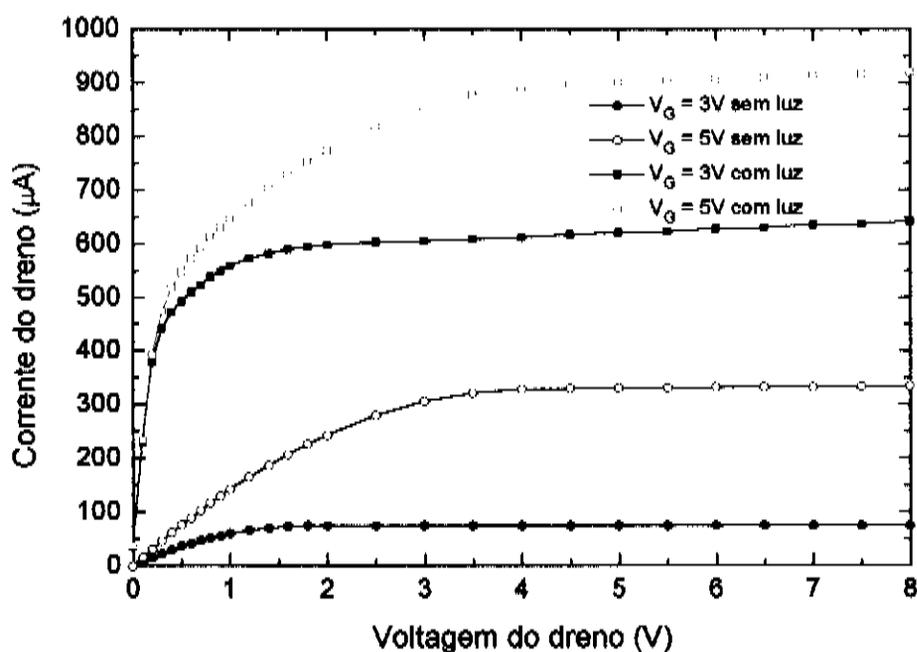


Figura 4 - Medida da corrente em função da voltagem de dreno, para voltagens de *gate* constantes.

Na figura 5 temos uma medida da corrente fotogerada em função da voltagem do dreno para $V_G = 0V$. Os resultados desta medida refletem aqueles mostrados na figura 3, ou seja, que a corrente fotogerada na região do dreno é muito maior do que aquela no lado da fonte do dispositivo. Na curva superior o laser de prova incide sobre o dreno, enquanto que na inferior ele é posicionado sobre a região da fonte. Para pequenas voltagens de dreno (menor que 0,5V) a corrente fotogerada com o feixe próximo ao dreno aumenta

rapidamente. Entretanto, como a intensidade do feixe é constante sobre a amostra, e por conseguinte a taxa de geração de portadores, um aumento na voltagem do dreno resulta em uma saturação na corrente de portadores fotogerados. Podemos ver que bastam 0,5V sobre o terminal do dreno para produzir uma corrente de cerca de 380 μ A, enquanto que de 0,5 a 8,0V a variação de corrente é de aproximadamente 80 μ A. A contribuição de corrente fotogerada próximo à fonte é de aproximadamente 50 μ A para $V_D = 8,0V$, enquanto que para o lado do dreno ela é cerca de 465 μ A. Quando $V_D = V_G = 0V$ e o feixe estiver mais próximo do dreno, os elétrons tomarão o sentido do terminal dreno, enquanto que se o feixe estiver mais próximo da fonte os elétrons rumarão para este terminal. Isto explica a simetria entre as correntes positivas e negativas com $V_D = 0V$.

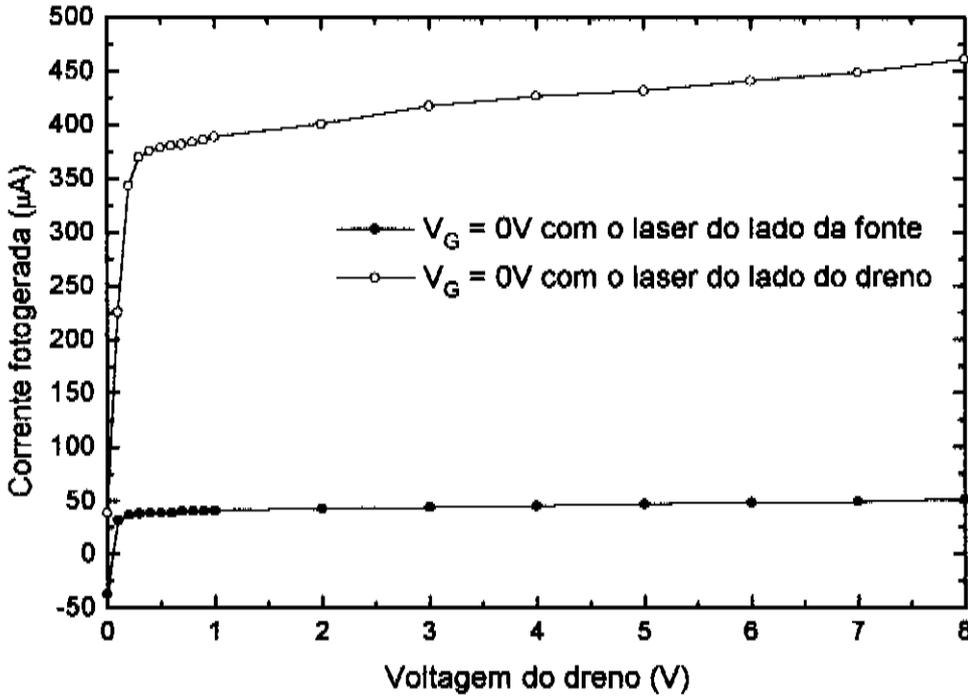


Figura 5 - Medida da corrente fotogerada em função da voltagem de dreno.

Na figura 6 temos uma medida da corrente fotogerada em função da posição do feixe sobre a amostra para $V_D = 8,0V$. Esta medida é consistente com os resultados apresentados na figura 4, onde o laser foi posicionado a cerca de $2\mu m$ da borda do *gate* (aproximadamente $5\mu m$ na figura 6). O máximo valor das correntes fotogeradas para $V_G = 0$ e $8,0V$ estão de acordo com os apresentados. Podemos verificar que a subtração das curvas dá exatamente o valor da corrente de polarização, que é de aproximadamente $630\mu A$ para $V_D = V_G = 8,0V$. Na figura menor temos o resultado de uma medida da corrente de curto-circuito em função da posição do laser sobre o canal, ou seja, uma medida para a qual $V_D = V_G = 0V$. Podemos observar a simetria entre os valores de corrente para $V_D = 0V$ quando o feixe está próximo aos terminais do dreno e da fonte, tal como mostrado anteriormente na figura 5. A corrente fotogerada é nula no centro do canal.

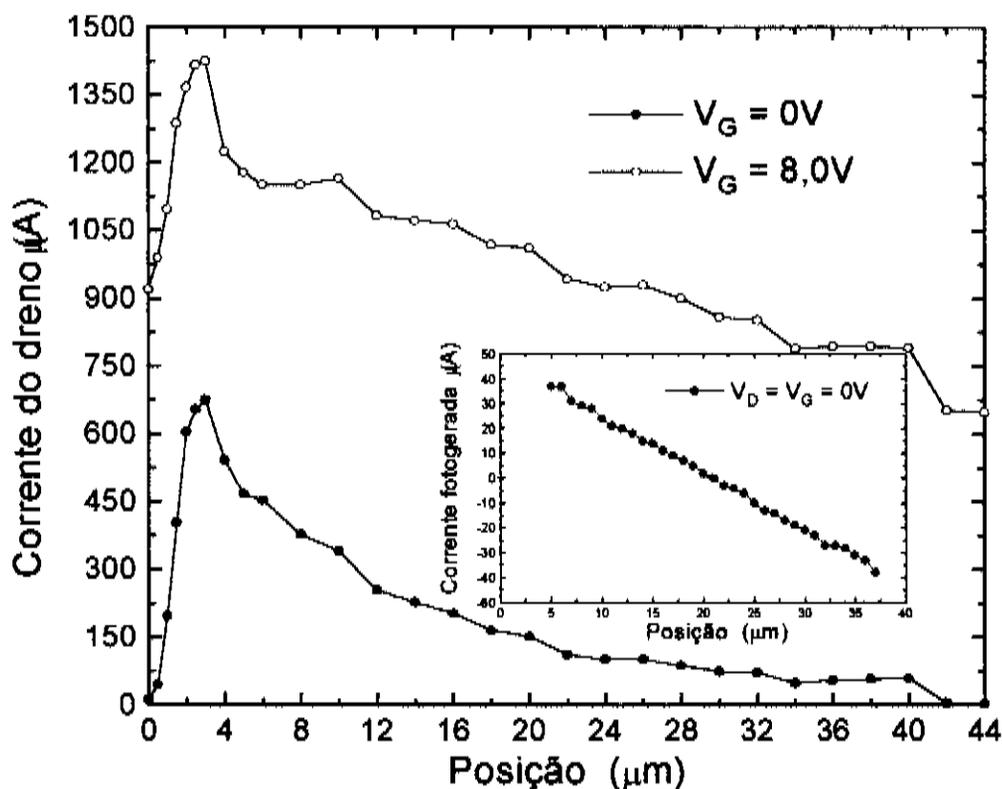


Figura 6- Medida da corrente fotogerada em função da posição do laser sobre a amostra para $V_D = 8,0V$.

3 - SINAL DA REFLETÂNCIA MODULADA EM MOSFET

Para tentar identificar as componentes do sinal da refletância modulada em MOSFET fizemos vários tipos de medidas. Inicialmente vamos mostrar medidas onde o feixe de laser varre o *gate* do dispositivo partindo do dreno para a fonte, primeiramente variando a voltagem de *gate* ou de dreno, dependendo do objetivo da medida. Em seguida mostraremos medidas de sinal em função da intensidade do feixe de prova. Finalmente, mostraremos mapas para os casos de maior interesse.

Nas medidas de sinal da refletância modulada em transistores MOS identificamos três componentes que se superpõem para formar o sinal: uma componente de eletrorefletância, devida à modulação das bandas de energia na superfície do semiconductor (modulação de campo elétrico), uma componente de portadores fotogerados, que se movimentam sob a ação de um campo elétrico e uma componente puramente Joule, devida à corrente de polarização.

3.1 - Componente de Eletrorefletância

Para tentar isolar uma componente da outra ou para fazer com que haja predominância de uma delas sobre as outras, fizemos medidas com diferentes arranjos. Na figura 7a temos o gráfico de uma medida onde mantemos a tensão de dreno nula e modulamos a tensão do *gate* entre 0 e 8,0V. Com a tensão de dreno igual a zero garantimos que não há corrente de polarização no dispositivo. Vimos que a corrente fotogerada tem uma pequena dependência com V_G . Mas com $V_D = 0V$ não haverá componente de sinal Joule devido à corrente de polarização e nem componente de portadores gerados. Embora haja geração de pares elétron-buraco no semiconductor esses portadores se recombinarão, não havendo deslocamentos de cargas na direção das junções. Assim, a única contribuição que temos aqui é a componente de eletrorefletância. O valor desse sinal é de aproximadamente $1,4 \times 10^{-4}$ em $\Delta R/R$ para a frequência 100kHz ao longo de todo o *gate*. Como não há diferença de potencial entre o dreno e a fonte, o campo elétrico é constante ao longo do canal formado, da fonte ao dreno. Isto explica o sinal constante ao longo da medida.

Com o objetivo de reforçar a hipótese de predominância do sinal de eletrorefletância nesta medida, variamos a frequência de modulação do potencial aplicado ao *gate* para 1,0MHz. A resposta à perturbação de um sinal de campo elétrico modulado é muito rápida se comparada à resposta de um sinal de difusão de calor. A amplitude do sinal da eletrorefletância é pouco sensível à variação de frequência que temos utilizado enquanto que, como veremos, o sinal térmico é fortemente atenuado neste intervalo. Na figura 7b temos o gráfico da fase do sinal de eletrorefletância. A fase mantém-se constante ao longo de todo o canal, refletindo o perfil da amplitude nesta região. O fato da amplitude e da fase permanecerem constantes ao longo do canal mostra a boa formação do canal, ou seja, que a camada de inversão está sendo formada aparentemente sem problemas do dreno à fonte.

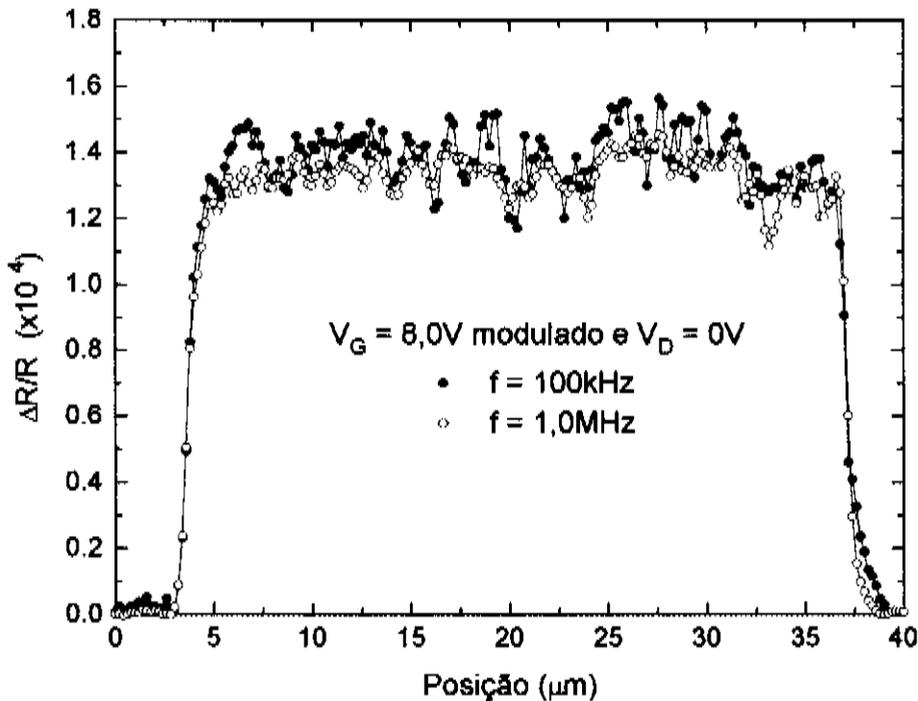


Figura 7a - Amplitude do sinal de eletrorefletância em função da posição do dreno à fonte para diferentes frequências de modulação.

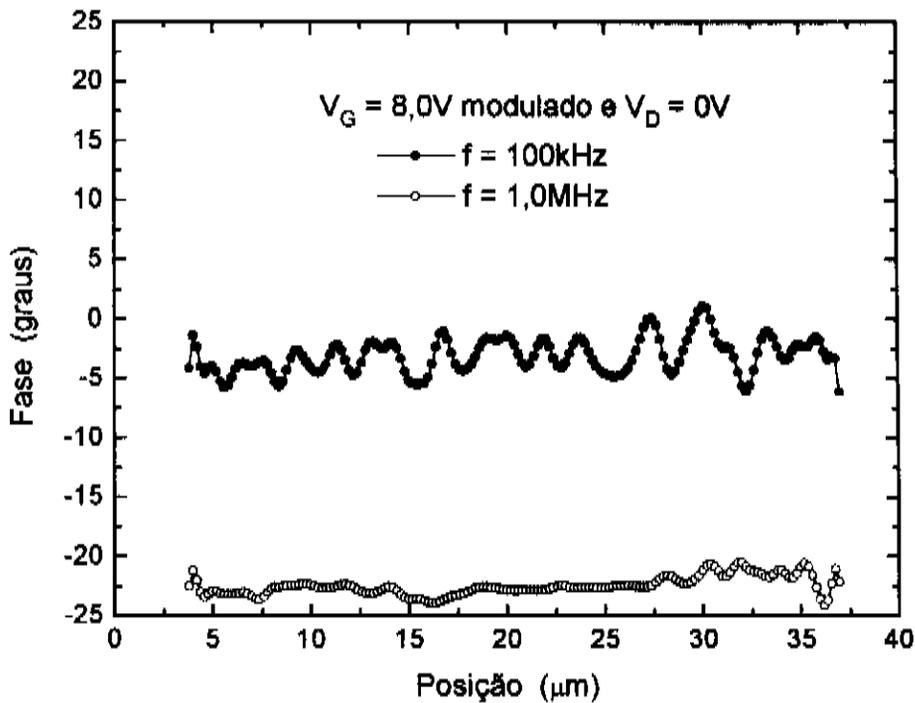


Figura 7b - Fase da componente de eletrorefletância.

3.2 - Componente de Portadores Fotogerados

Como uma introdução qualitativa, consideremos o que acontece quando um feixe de laser incide sobre um semiconductor. Se a energia por fóton E excede a energia da banda proibida E_g , então os elétrons serão excitados da banda de valência para um nível de energia $E - E_g$ acima da borda da banda de condução. Estes portadores livres, em fração de picossegundos, perderão o excesso de energia para a rede através de transições não radiativas para estados desocupados no fundo da banda de condução. Após um tempo longo, tipicamente da ordem de microssegundos, estes portadores fotoexcitados se recombinarão com os buracos na banda de valência, devolvendo a energia restante E_g para a rede. Antes desta recombinação acontecer temos um plasma de elétrons e buracos que pode movimentar-se sob ação de um campo elétrico [5].

Em transistores de efeito de campo MOS o feixe de prova atravessa parcialmente as camadas de polissilício, de isolante (óxido) e atinge o substrato de silício, sendo então absorvido; nesta situação o campo elétrico aplicado entre os terminais do dreno e da fonte vai acelerar os elétrons na banda de condução em direção ao dreno. À medida em que esses portadores se dirigem para o terminal do dreno eles vão se recombinando. Portanto é esperado que aqueles pares gerados mais próximos do dreno tenham maior contribuição para a corrente fotogerada (com portadores que efetivamente consigam chegar à junção do dreno).

Na figura 8a temos o resultado de uma medida com $V_G = 0V$ e $V_D = 8,0V$ modulado em várias frequências. Com $V_G = 0V$ garantimos que não há corrente de polarização (não existe canal formado), embora exista diferença de potencial entre a fonte e o dreno. Então não haverá componente de corrente de polarização. Além disso, não modulando a tensão de *gate* eliminamos a contribuição de modulação de campo elétrico. Assim, a única componente de corrente que há é a de portadores fotogerados, de modo que o sinal obtido deverá ser dependente deles. Para verificar este fato temos feito uma medida do sinal da fotorefletância em função da intensidade do feixe de prova sobre o *gate*. Na figura 9 temos representadas medidas da corrente fotogerada, do seu quadrado e da amplitude relativa da refletância para $V_G = 0V$ e $V_D = 8,0V$ modulado em 100kHz. Como pode ser verificado, quando a intensidade do feixe de prova sobre o *gate* cai a zero a amplitude do sinal da fotorefletância também vai a zero. Além disso a amplitude do sinal medido tem uma dependência maior com a própria corrente fotogerada do que com o seu quadrado. Estes fatos apontam uma predominância do processo de relaxação de portadores na junção do dreno na geração de calor (proporcional a I) quando comparado com a perda Joule (proporcional a I^2).

A dependência da amplitude do sinal com a frequência de modulação da tensão do dreno mostra que as fontes de calor devem estar localizadas na junção *p-n* do dreno. As progressivas inclinações nas curvas das fases em função da posição para diferentes frequências mostradas na figura 8b reforçam este fato. Suponhamos que as fontes de calor estejam localizadas próximo à posição $5\mu m$ na figura 8a. Assumindo que essas fontes sejam pontuais (na verdade devem ser em forma de linha, acompanhando o perfil da junção *p-n*), calculamos as fases a partir da relação $\varphi = -r/\mu$ (ver seção 4 do cap. 1), onde μ é o comprimento de difusão térmica e r é a distância à fonte de calor. Tomando $\alpha = 0,8cm^2/s$ (que é a ordem de grandeza da difusividade

térmica do silício) encontramos o comprimento de difusão térmica associado a cada frequência: 16, 7,0, 5,0 e 3,6 μm para $f = 0,1, 0,5, 1,0$ e 2,0MHz, respectivamente. Os valores das fases calculados para cada frequência foram colocados no gráfico como linhas cheias. Como pode ser observado, os valores experimentais das fases se ajustam muito bem a estes calculados, supondo que as fonte de calor estejam localizadas na junção do dreno. Além da diminuição da amplitude com a frequência de modulação, podemos verificar um ligeiro estreitamento na largura de linha à meia altura (não mostrado), o que ratifica a hipótese. Temos feito varreduras somente até 20 μm porque o sinal é desprezível após esse valor.

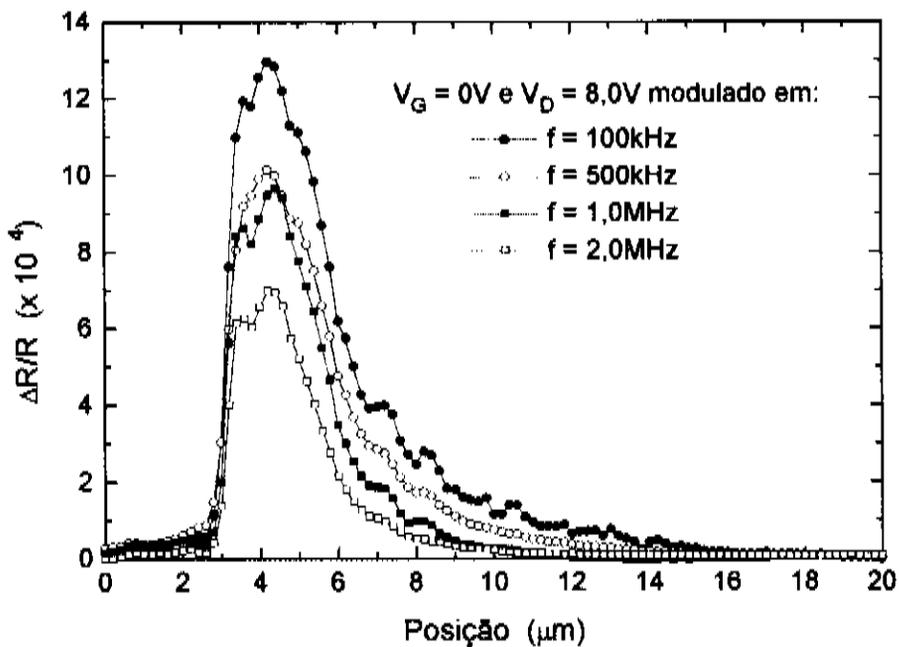


Figura 8a - Amplitude do sinal de portadores fotografados em função da posição, do dreno em direção à fonte, para várias frequências de modulação.

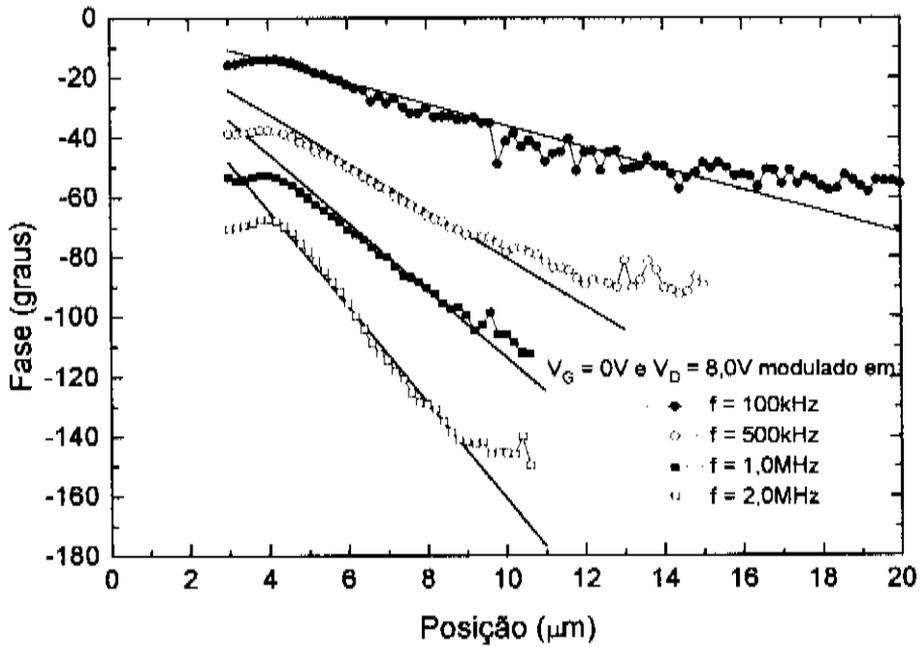


Figura 8b - Fase do sinal de portadores fotogerados. As linhas cheias são fases calculadas considerando que as fontes de calor estejam localizadas próximo à posição $5\mu\text{m}$.

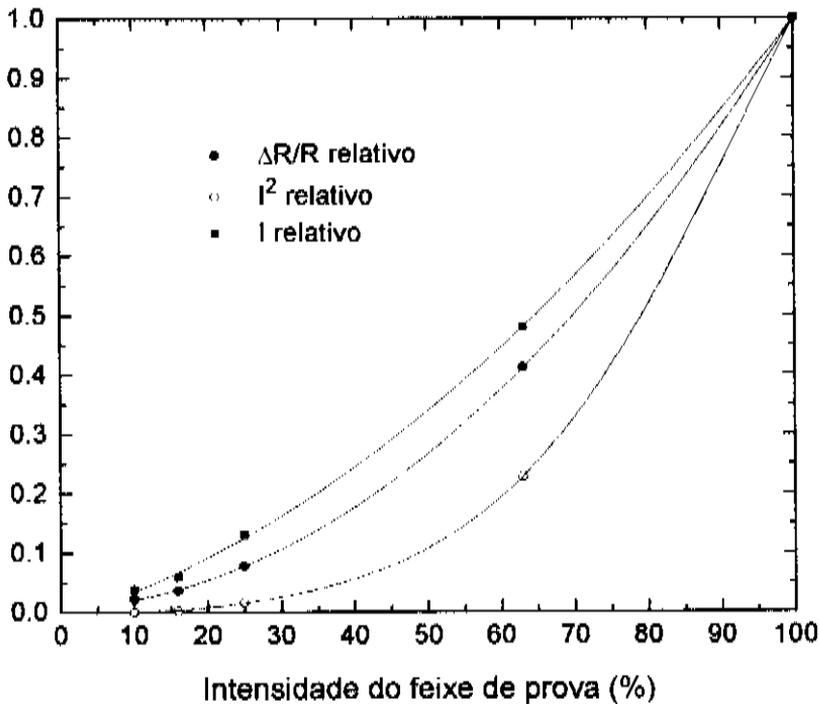


Figura 9 - Comparação entre a corrente e o seu quadrado com a amplitude do sinal normalizado sobre o *gate* do transistor. $V_G = 0\text{V}$ e $V_D = 8,0\text{V}$ modulado em 100kHz .

3.3 - Componente de Corrente de Polarização

Nas medidas que temos feito para obter o sinal da refletância modulada em transistores MOS verificamos que as componentes são superpostas e a predominância de uma ou outra depende do arranjo experimental utilizado. Estudamos anteriormente a contribuição de duas das três componentes a serem analisadas. O procedimento usado é bastante adequado, uma vez que as três contribuições estarão presentes simultaneamente quando o dispositivo entrar em operação.

Na figura 10 temos o resultado de uma medida com $V_D = V_G = 8,0V$, para V_G modulado em 100kHz. Como vimos anteriormente, se modulamos V_G teremos uma componente de modulação de campo elétrico. Além disso, com a voltagem de dreno diferente de zero temos a componente de portadores fotogerados. Somado a isso agora temos corrente de polarização, o que nos dará uma componente adicional devido às perdas Joule no canal. Portanto, nas condições mencionadas acima teremos a presença de três componentes somadas, resultando no sinal medido. A componente de eletrorefletância pode ser facilmente identificada no lado direito da figura (região onde fica localizado o terminal da fonte do transistor). Pode-se observar um ligeiro aumento na amplitude do sinal desta região em relação à imagem de eletrorefletância pura, tal como vista na figura 7a. Além da presença de efeito Joule nessa região devido à corrente de polarização, a componente do sinal de portadores fotogerados deve ser redistribuída ao longo do canal agora existente. Além disso, a própria componente de eletrorefletância deve ser assimétrica em relação àquele resultado da figura 7a, dado que agora a distribuição de campo elétrico não é uniforme ao longo do canal, tendo sua intensidade maior próximo à fonte.

Deve-se tomar cuidado ao tentar separar a contribuição de corrente de polarização. Como vimos anteriormente, a componente de portadores gerados sem canal forma um estreito pico próximo à junção do dreno. Entretanto, quando o canal é formado, portadores gerados longe da junção passam a contribuir para o sinal, fazendo com que o pico seja alargado. Por outro lado, o canal será mais largo próximo à região da fonte, de modo que o componente de corrente de polarização terá menor influência aí.

A fase do sinal (curva em círculos abertos) denuncia a presença de fontes de calor no canal, sendo mais acentuadas no lado do dreno. À medida em que o laser se afasta das fontes de calor a fase cai. Agora as fontes

de calor já estão mais redistribuídas pelo canal do que no caso anterior, no qual as fontes estavam confinadas à junção *p-n* do dreno. O ponto de mínimo na fase é explicado pela composição entre as fases do sinal térmico (dos portadores foto gerados e da corrente de polarização), que cai com a distância à fonte de calor e do sinal de eletrorefletância, que permanece constante. À medida em que nos aproximamos do terminal da fonte, o sinal de eletrorefletância passa a ter maior importância no sinal total medido, de modo que a fase do sinal tende ao valor para o sinal de eletrorefletância puro.

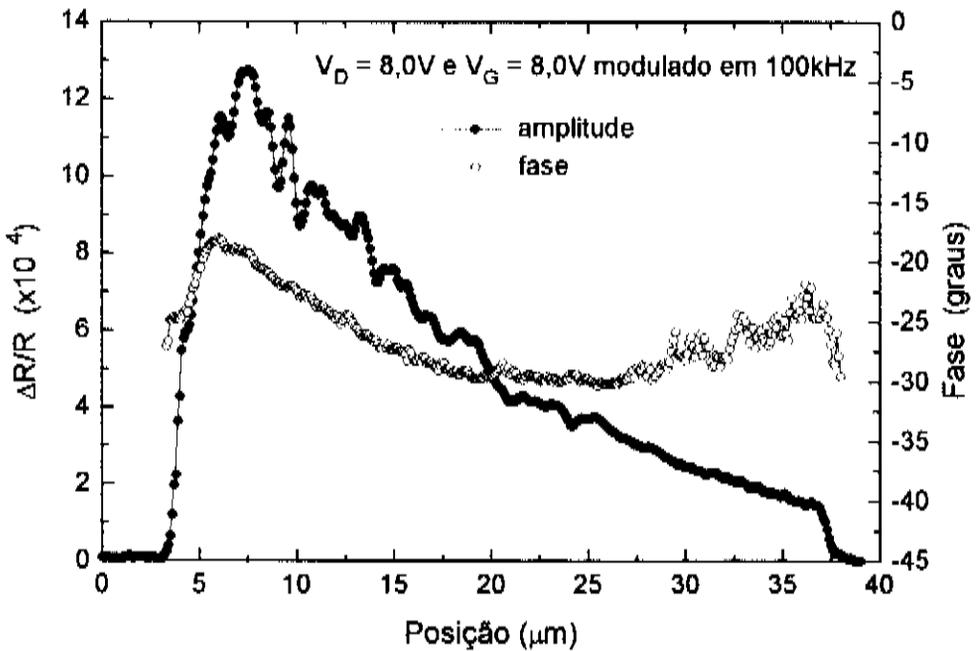


Figura 10 - Amplitude e fase das três componentes superpostas para $f = 100\text{kHz}$, $V_D = 8,0\text{V}$ e $V_G = 8,0\text{V}$ modulado.

Uma medida análoga à anterior é mostrada na figura 11, onde temos modulado a tensão de dreno ao invés de modular a tensão de *gate*. As condições experimentais agora são: $V_D = V_G = 8,0V$, com V_D modulado em 100kHz. Se mantemos V_G contínuo e V_D modulado, a contribuição de eletrorefletância torna-se desprezível. Portanto, o sinal obtido é devido à corrente de polarização e de portadores fotogerados. Como pode ser observado, a componente de modulação de campo não está presente. O sinal cai a zero próximo ao terminal da fonte. Isto pode ser melhor verificado pelo gráfico da fase. À medida em que nos deslocamos para longe das fontes de calor a fase cai acentuadamente. O grande aumento na amplitude do sinal no lado do dreno relativamente àquele mostrado na figura 8a é explicado pela presença da componente de corrente de polarização.

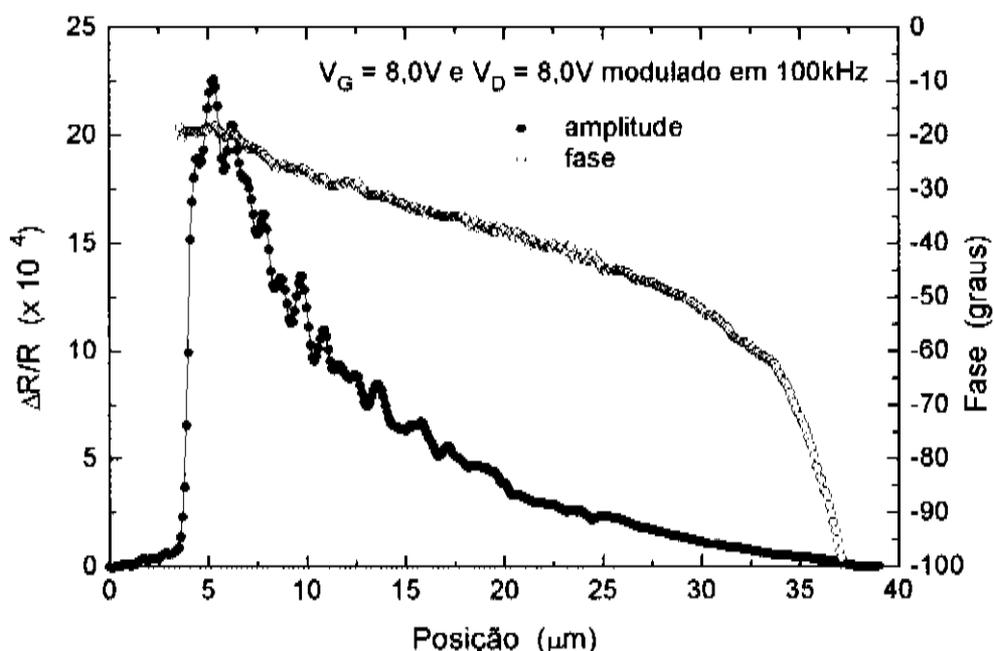


Figura 11 - Amplitude e fase do sinal devido aos portadores fotogerados e à corrente de polarização para $f = 100kHz$, $V_G = 8,0V$ e $V_D = 8,0V$ modulado.

3.4 - Dependência do Sinal com a Intensidade do Feixe de Prova

Vimos anteriormente que a corrente fotogerada depende da quantidade de luz sobre a amostra. Para tentar minimizar a componente de sinal dos portadores fotogerados ao longo do dispositivo fizemos medidas do sinal modulado em função da intensidade de luz sobre a amostra para dois casos distintos já analisados.

3.4.1 - Sinal para V_D Contínuo e V_G Modulado

Na figura 12 temos o gráfico de uma medida onde a voltagem de dreno é mantida contínua em 8,0V e modulamos a voltagem de *gate* de 0 a 8,0V em 100kHz, para diferentes intensidades do feixe de prova. O objetivo é eliminar a componente de portadores fotogerados, o que ocorre em baixa intensidade de luz. Na figura 12a podemos ver a evolução da amplitude do sinal com a intensidade do feixe de prova sobre a amostra. Usamos filtros com transmitâncias de 10, 16, 25 e 63% da intensidade inicial. Sendo V_G modulado, temos a presença da componente de eletrorefletância, como pode ser visto pelo grande sinal na extremidade direita na figura. O sinal de eletrorefletância não depende da intensidade do feixe de prova sobre a amostra, de modo que sua amplitude não é atenuada à medida em que diminuimos a quantidade de luz sobre o *gate*.

A curva superior representa uma medida na qual não usamos filtro para a atenuação do feixe, ou seja, é o resultado da superposição das três componentes. À medida em que o feixe é atenuado sobre a amostra estaremos atenuando, simultaneamente, as contribuições de corrente de polarização e de portadores fotogerados. Por sua natureza, a componente fotogerada será atenuada a uma taxa maior do que a componente de corrente injetada. Assim, se reduzirmos a intensidade do feixe em 75%, podemos praticamente eliminar a componente fotogerada, ficando apenas com as componentes de eletrorefletância e de corrente injetada. Normalizando a amplitude pelo sinal contínuo temos o resultado final procurado, com a atenuação do feixe de prova compensada.

Na figura 12b temos o gráfico da fase para o caso acima mencionado. Novamente temos a composição das fases dos sinais de eletrorefletância e de corrente injetada. Observa-se uma evolução no ponto de

mínimo da fase à medida em que o sinal é atenuado, aproximando-se da região do dreno. Isto revela a presença de fontes de calor na região do dreno, que está sendo atenuada com a redução na intensidade do feixe de prova.

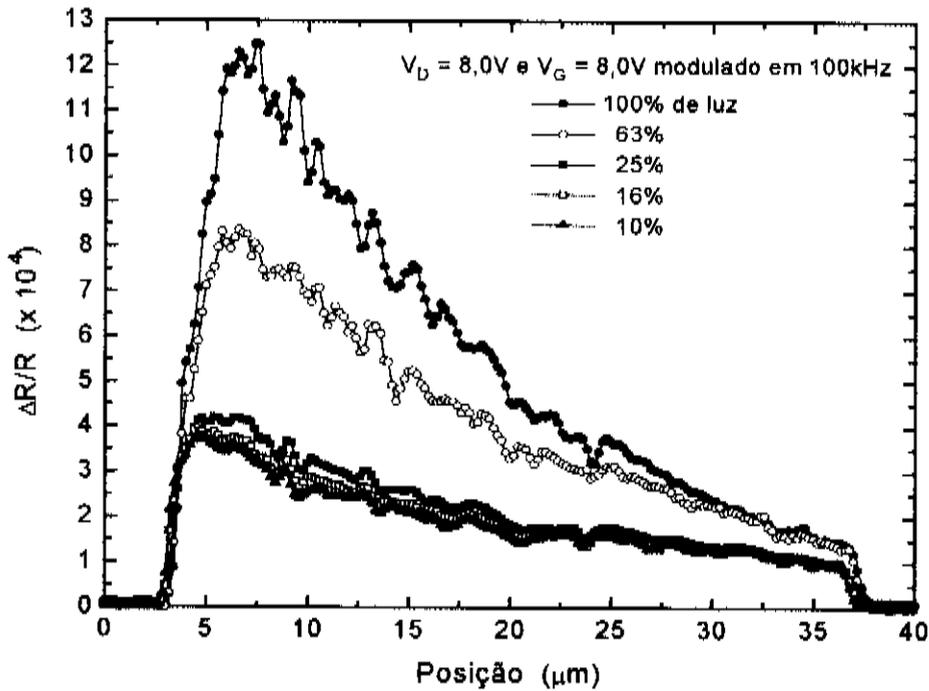


Figura 12a - Amplitude do sinal para diversas intensidades do feixe de prova sobre a amostra para V_G modulado.

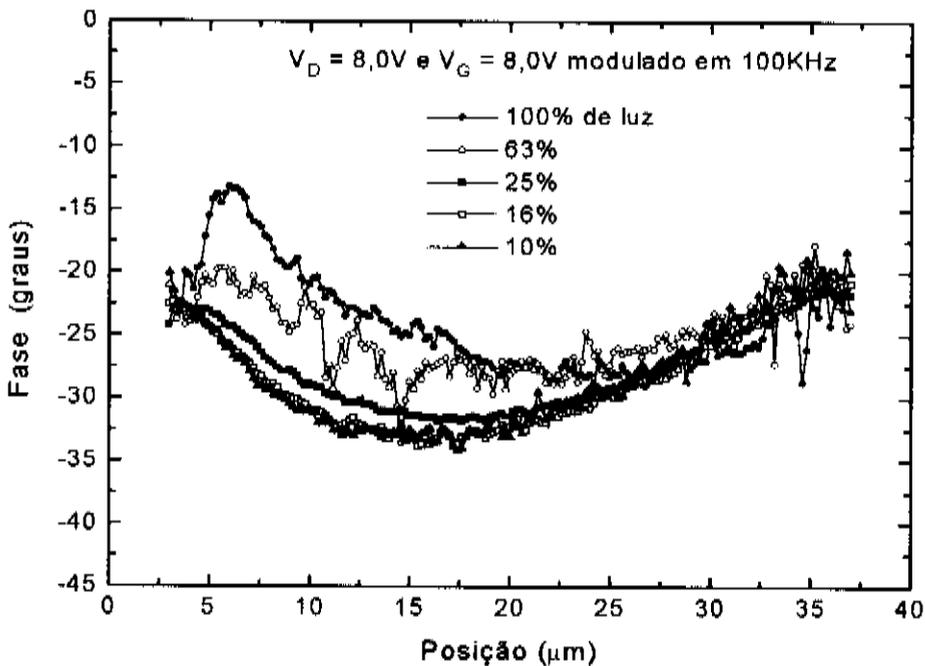


Figura 12b - Fase do sinal para diversas intensidades do feixe de prova sobre a amostra.

3.4.2 - Sinal para V_G Contínuo e V_D Modulado

Resultados equivalentes aos anteriores são mostrados na figura 13a. Agora modula-se V_D de 0 a 8,0V em 100kHz mantendo-se V_G fixo em 8,0V. Como foi visto, a componente de portadores fotogerados tem uma dependência maior com a voltagem do dreno do que com a voltagem do *gate*. Portanto, é de se esperar que ele seja mais atenuado neste caso do que no anterior, quando modulamos V_G . De fato, o sinal aqui cai a cerca de 18% do valor inicial quando o feixe é atenuado em 90%, enquanto que no caso anterior o sinal reduziu-se a 32%. Precisou-se de maior atenuação no feixe de prova para eliminar a componente de corrente fotogerada. Acima de 84% de atenuação do feixe de prova temos a componente de sinal devido à corrente de polarização dominando completamente o componente de fotogeração.

A fase do sinal acima analisado é mostrada na figura 13b. A inclinação das curvas da fase reforça o domínio do sinal térmico gerado pela corrente de polarização. A pequena mudança na inclinação da fase quando o feixe é atenuado acima de 75% reflete a existência do sinal térmico devido à corrente de polarização, que está mais distribuído ao longo do canal do dispositivo. Neste caso, como V_G não é modulado, não teremos a componente de eletrorefletância. Além disso, quando o feixe de prova é atenuado, a componente de portadores fotogerados torna-se desprezível. Assim, o sinal obtido reflete basicamente a distribuição de perdas Joule da corrente de polarização. Vemos que esta perda é maior do lado do dreno. Isto se deve ao fato do canal estar *pinçado* ou *estrangulado* ($V_D = V_G = 8,0V$), fazendo com que a resistência elétrica seja muito maior do lado do dreno quando comparada à resistência apresentada próximo ao terminal da fonte. Portanto, nesta região há maior densidade de potência dissipada por efeito Joule. O comportamento da fase, sempre decrescente a partir do dreno, confirma esta assimetria na distribuição de fontes de calor.

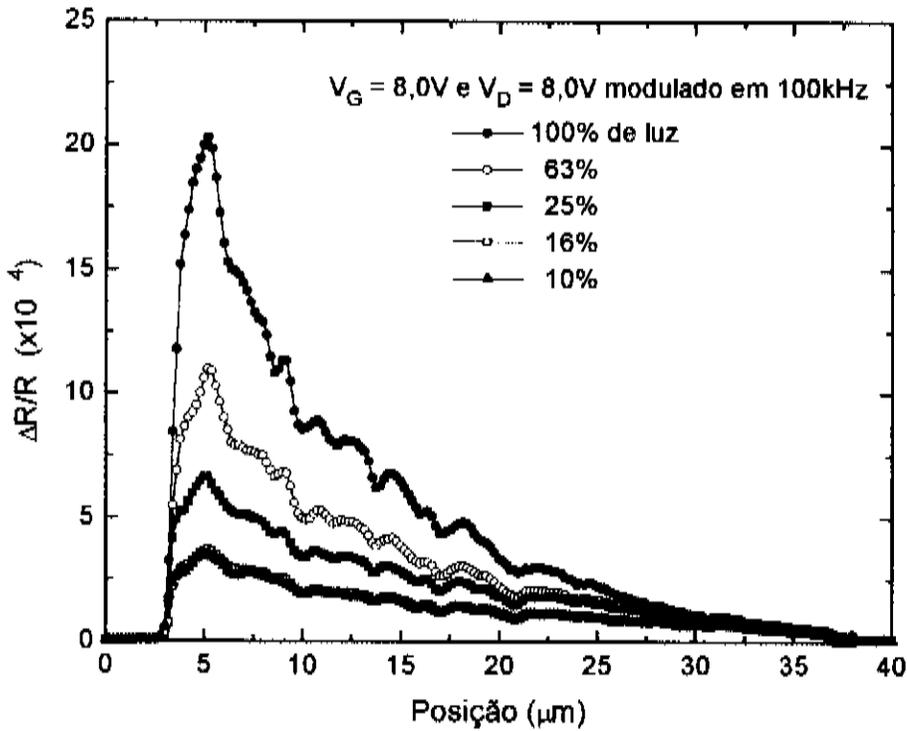


Figura 13a - Amplitude do sinal para diversas intensidades do feixe de prova sobre a amostra para V_D modulado.

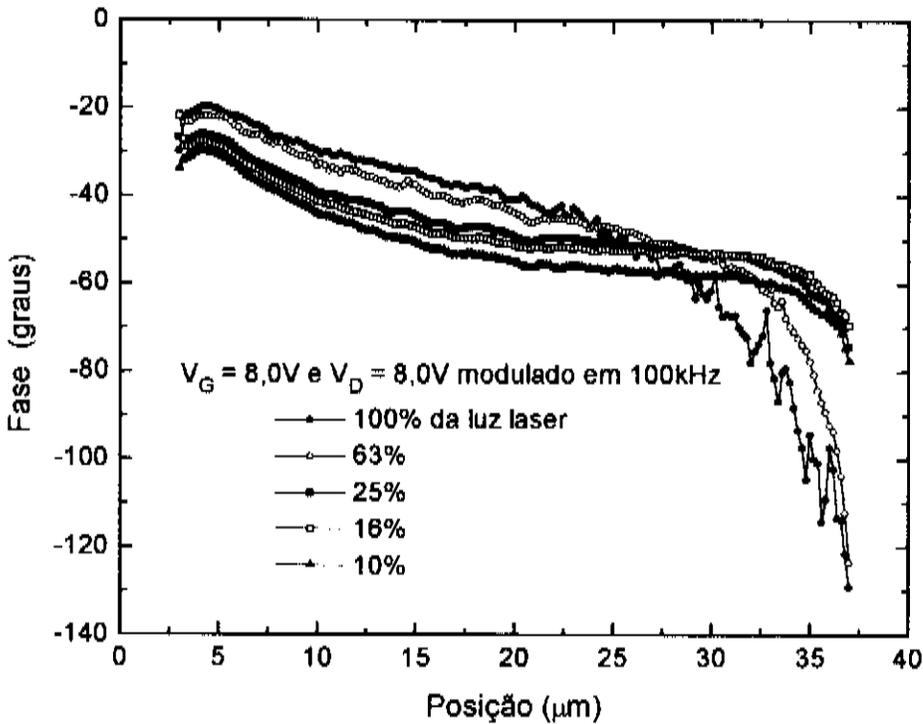


Figura 13b - Fase do sinal para diversas intensidades do feixe de prova para V_D modulado.

Finalmente, fizemos medidas com o feixe de prova varrendo toda a extensão do *gate* do transistor. O dispositivo tem um canal de $30\mu\text{m}$ de comprimento, de modo que temos feito algumas medidas em matrizes de $37 \times 40\mu\text{m}^2$, com passos de $0,5\mu\text{m}$.

Na figura 14a temos uma medida equivalente à mostrada na figura 7, ou seja, uma medida na qual só temos componente de eletrorefletância. Tal como naquela figura, temos que a amplitude do sinal mantém-se constante ao longo de toda a região do *gate*. Este dispositivo aparentemente não apresenta defeitos na sua estrutura, sobretudo na camada de óxido. Qualquer defeito que perturbasse o campo de temperatura ou a distribuição de campo elétrico no canal poderia ser detectado. A voltagem do dreno é nula e $V_G = 8,0\text{V}$ modulado em 100kHz . Na figura 14b temos uma medida para a componente de portadores fotogerados. Aqui mantemos $V_G = 0\text{V}$ e $V_D = 8,0\text{V}$ modulado em 100kHz . Como foi visto na medida apresentada na figura 8, nestas condições experimentais o sinal é fortemente dependente da intensidade do feixe de prova sobre o dispositivo e sua amplitude é devida predominantemente à relaxação de portadores fotogerados na junção do dreno. Com isso identificamos as fontes de calor distribuídas em linha ao longo da junção *p-n*. Na região escura mostrada no restante da área do *gate* o nível de sinal é zero, como ilustra a legenda.

Na figura 14c temos uma medida mostrando o comportamento de um mapa térmico para o caso onde as três contribuições estão presentes. Agora $V_D = 8,0\text{V}$ e $V_G = 8,0\text{V}$ modulado em 100kHz . Da mesma forma como foi mostrado na figura 10, o sinal tem um perfil mais alargado do que o sinal devido aos portadores fotogerados. Finalmente, na figura 14d temos o resultado de uma medida na qual mantemos $V_G = 8,0\text{V}$ e $V_D = 8,0\text{V}$ modulado em 100kHz . Esta medida é análoga àquela mostrada na figura 11.

Estas quatro figuras representam formas diferentes de microscopia no dispositivo, cada uma oferecendo um contraste específico. Aliada às respectivas distribuições de fase, estes mapas oferecem um conjunto de informações que se complementam para a análise de defeitos.

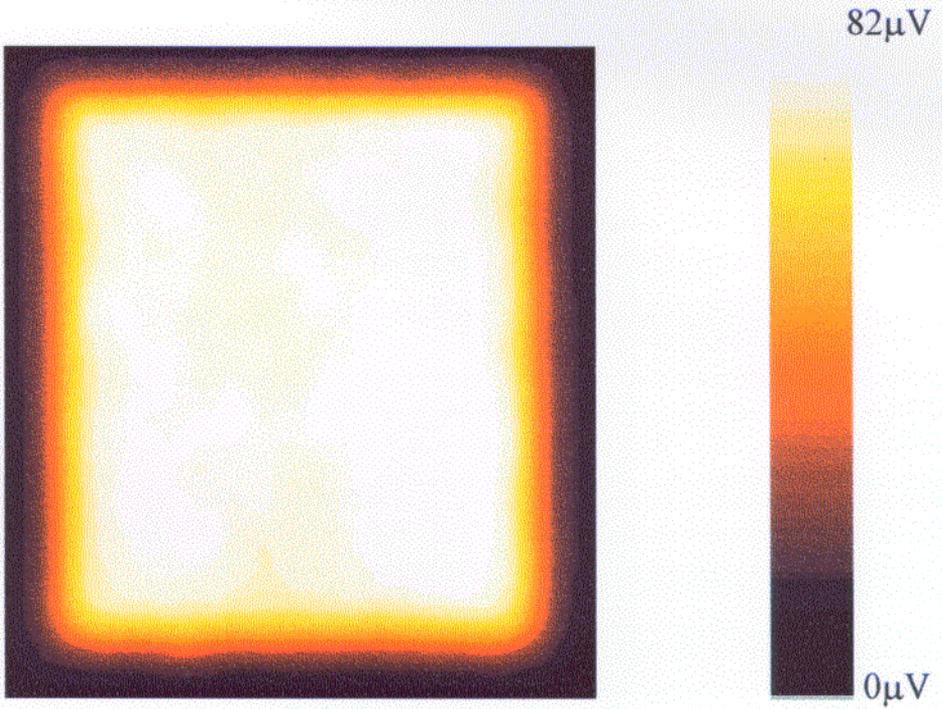


Figura 14a - Amplitude do sinal para a componente de eletrorefletância. $V_D = 0V$ e $V_G = 8,0V$ modulado em 100kHz. ΔR varia de zero a $82\mu V$. A medida tem uma área de $37 \times 40 \mu m^2$.

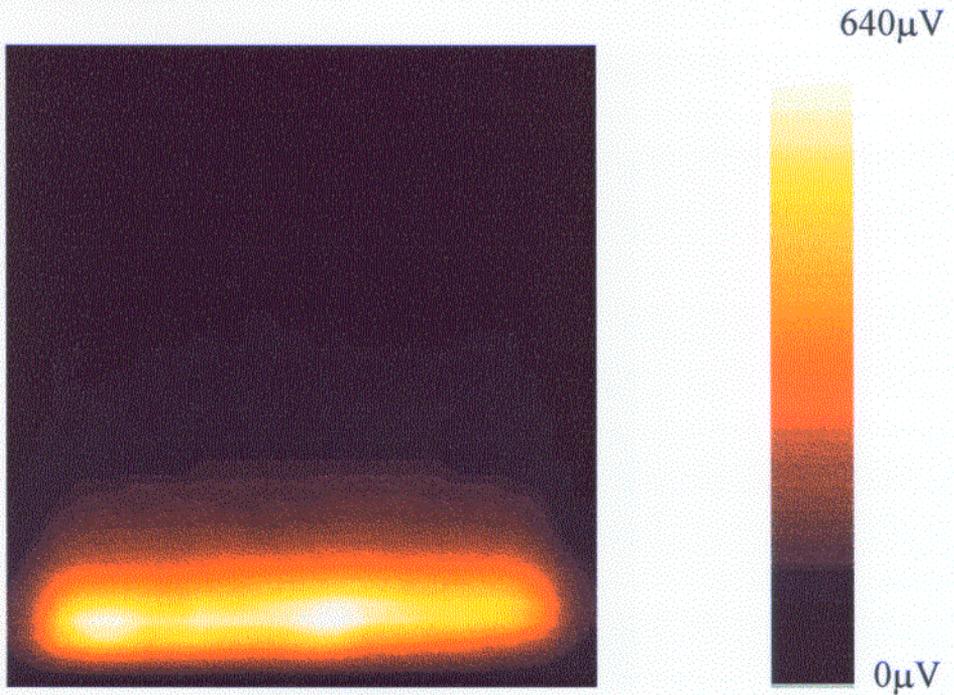


Figura 14b - Amplitude do sinal para a componente de portadores fotogerados. $V_G = 0V$ e $V_D = 8,0V$ modulado em 100kHz. ΔR varia de zero a $640\mu V$. A medida tem uma área de $37 \times 40 \mu m^2$.

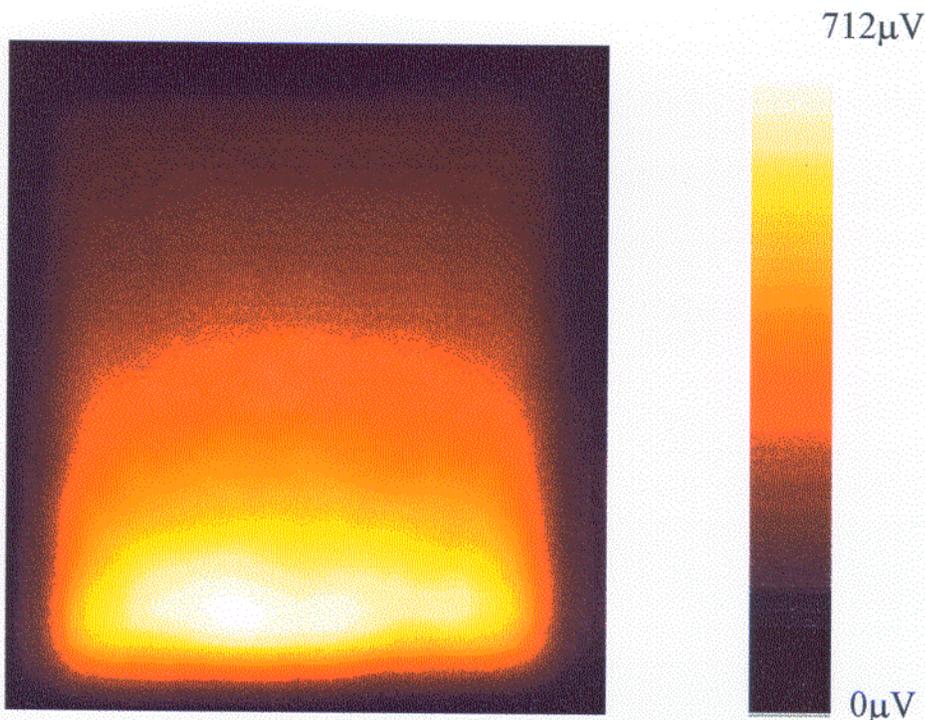


Figura 14c - Amplitude do sinal para as três componentes superpostas. $V_D = 8,0V$ e $V_G = 8,0V$ modulado em 100kHz. ΔR varia de zero a 712 μ V. A medida tem uma área de 37x40 μ m².

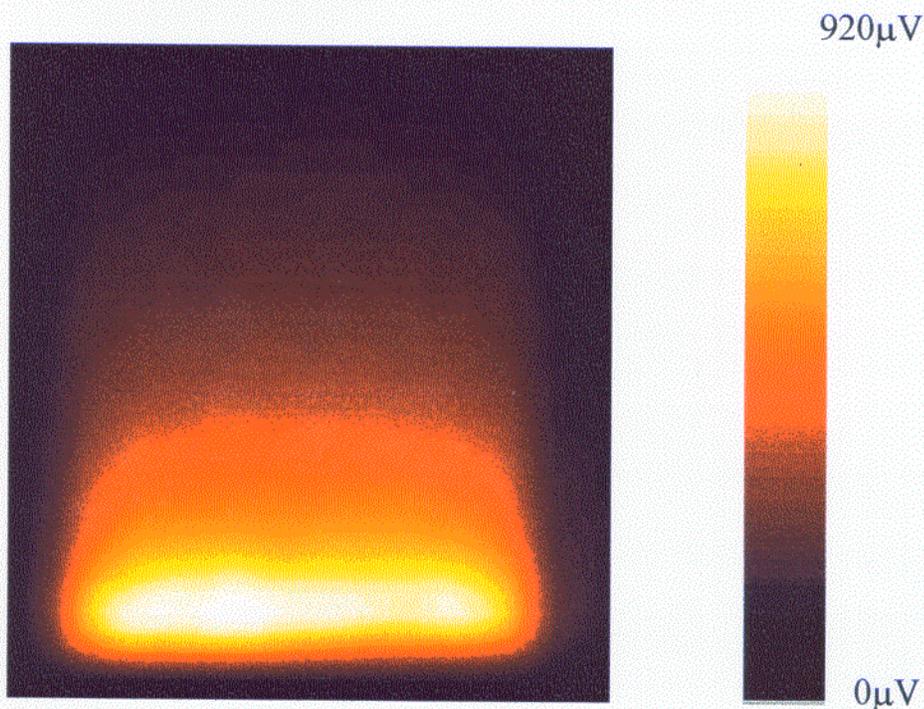


Figura 14d - Amplitude do sinal para as componentes de fotogeração e polarização. $V_G = 8,0V$ e $V_D = 8,0V$ modulado em 100kHz. ΔR varia de zero a cerca de 920 μ V. A medida tem uma área de 37x40 μ m².

REFERÊNCIAS

- 1 - S. A. Grove, *Physics and Technology of Semiconductors Devices*. New York : Jonh Wiley & Sons, 1967.
- 2 - S. Wolf, *Silicon Processing for the VLSI Era*. Califórnia: Lattice Press, 1990. V. 2.
- 3 - Jang Taug, *Photo and Thermoeletric Effects in Semiconductors*. New York : Pergamon Press, 1962.
- 4 - S.M. Sze, *Semiconductors Devices: physics and technology*. Singapore: Jonh Wiley & Sons, 1985.
- 5 - J. Opsal e A. Rosencwaig, *Appl. Phys. Lett.* 47(5), 498 (1985).

Capítulo 6

Conclusões e Perspectivas

A aplicação da Microscopia Fototérmica de Reflexão à caracterização térmica de estruturas resistivas tem nos mostrado que o mecanismo dominante no processo de geração de calor nessas trilhas é o efeito Joule. Com o auxílio da técnica foi possível observar efeitos da distribuição de linhas de corrente e de difusão de calor ao longo da trilha, sobretudo nas junções entre duas trilhas. Nessas regiões tanto a amplitude quanto a fase revelam a presença desses dois efeitos. Medidas em frequências na faixa de MHz têm nos apontado para a presença de efeitos capacitivos nas trilhas. Estes efeitos alteram drasticamente o perfil do campo de temperatura ao longo da trilha.

Em transistores de efeito de campo MOS identificamos três contribuições distintas para o sinal medido: uma componente de eletrorefletância, devida à modulação nas bandas de energia na superfície do semiconductor; uma componente de portadores fotogerados, atribuída à influência do feixe sonda no processo de medir, e uma componente de corrente de polarização, observada quando da operação do dispositivo. Na tentativa de eliminar essa ou aquela contribuição identificamos seis diferentes formas de fazer microscopia nessas estruturas (em amplitude e em fase):

- Modulando a voltagem de *gate* mantendo a voltagem de dreno nula - com esse arranjo temos somente a presença da componente de modulação de campo elétrico ou eletrorefletância;
- Modulando a voltagem de *gate* mantendo a voltagem de dreno não nula - neste caso temos as três contribuições juntas somadas para dar o sinal medido;

- Modulando a voltagem de dreno mantendo a voltagem de *gate* nula - nesse arranjo há somente a componente devida aos portadores fotogerados;
- Modulando a voltagem de dreno mantendo a voltagem de *gate* não nula - aqui existem duas contribuições: uma devida à corrente de polarização e outra aos portadores fotogerados;
- Modulando a voltagem de *gate* mantendo a voltagem de dreno não nula, mas com baixa intensidade do feixe de prova sobre o *gate* do dispositivo - neste caso temos a presença das componentes de eletrorefletância e de corrente de polarização; e, finalmente,
- Modulando a voltagem de dreno, mantendo a voltagem de *gate* não nula e com baixa intensidade do feixe de prova sobre o *gate* do dispositivo - com esse arranjo temos, predominantemente, a contribuição da corrente de polarização.

Como ficou evidenciado, a Microscopia Fototérmica de Reflexão tem-se revelado uma ferramenta útil no processo de caracterização térmica de dispositivos microeletrônicos em operação. Todas as medidas foram realizadas em dispositivos que estavam operando sem problemas, ou seja, a caracterização elétrica padrão e reproduzível revela que o dispositivo estava operando em boas condições. No entanto, a presença de defeitos que perturbem o campo de temperatura é identificada pela distorção nos perfis das medidas acima mostradas. Portanto, a continuação natural deste trabalho deverá ser na direção de tentar localizar defeitos que comumente surgem em componentes microeletrônicos e identificar a sua natureza, analisando amostras cujos defeitos sejam provocados sob condições controladas.

Acidentalmente foi provocado um defeito em uma das amostras. Agora não é mais possível reproduzir a caracterização elétrica no dispositivo danificado. Apenas como ilustração da potencialidade da técnica na caracterização desses dispositivos, vamos mostrar algumas medidas preliminares realizadas nesta estrutura. Na figura 1a temos uma medida realizada nas seguintes condições: $V_D = 8,0V$ modulado em 100kHz, $V_G = 8,0V$ e o feixe está reduzido a 25% da sua intensidade inicial. O máximo valor do sinal é aquele sobre o dreno, como anteriormente mostrado nestas mesmas condições. No entanto, surgiu um pico bastante pronunciado próximo ao terminal da fonte. O valor do sinal próximo ao dreno é de aproximadamente

$100\mu\text{V}$, enquanto no pico ele é cerca de $80\mu\text{V}$. Na figura 1b temos o mapa da fase para esta medida. Tal como mostrado nas medidas anteriores, ela diminui à medida em que nos afastamos do terminal do dreno, mas sobe na região do defeito, indicando a presença de fontes de calor. A fase varia cerca de 20° ao longo da medida, tendo seu ponto de mínimo na região central (cerca de -38°) e de máximo sobre o defeito (cerca de -18°). Na figura 2a temos uma medida equivalente, mas com V_G modulado. O nível de sinal no lado do dreno é o mesmo que o da medida anterior. No entanto, o valor do sinal sobre o defeito aumentou muito, passando para cerca de $250\mu\text{V}$. Como pode ser visto na figura 2b, a fase na região do defeito cai sensivelmente (para cerca de -193°), enquanto que no restante da medida ela mantém-se aproximadamente constante em -43° . A diminuição na fase revela que o grande pico de sinal sobre o defeito não é devido à fonte de calor aí localizada, mas à grande perturbação na distribuição de campo elétrico na camada de óxido, onde provavelmente se localiza o defeito.

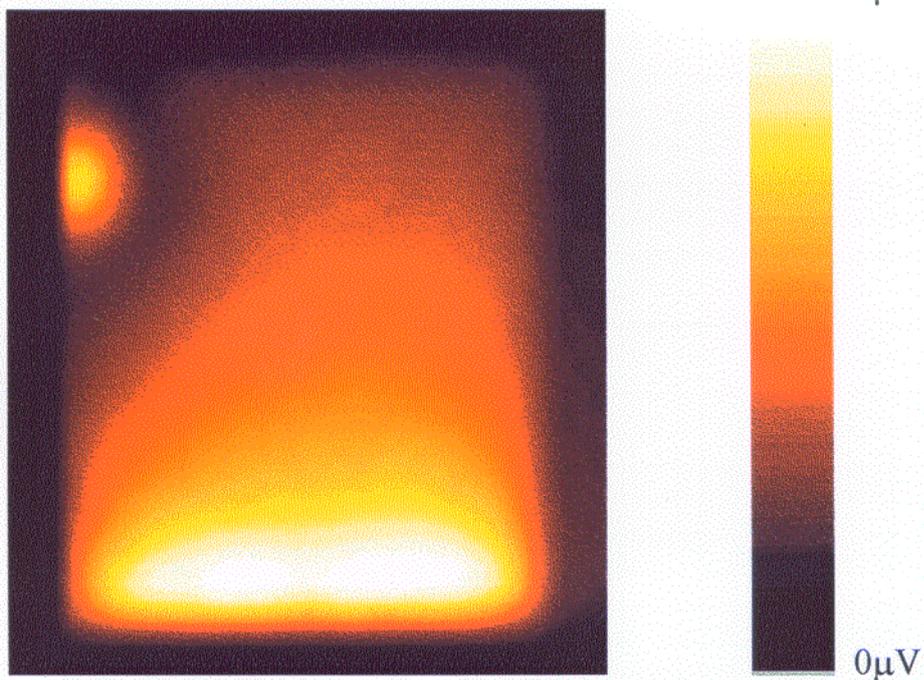
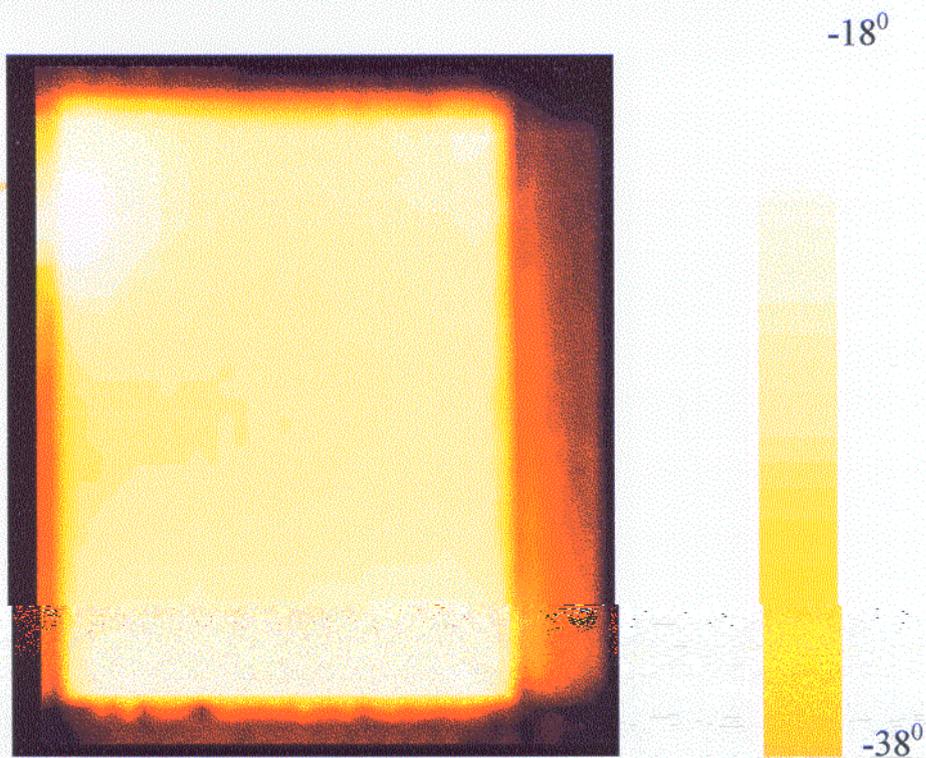


Figura 1 - a) amplitude da sinal para $V_D = 8,0\text{V}$ modulado em 100kHz e $V_G = 8,0\text{V}$ contínuo.



b) Fase para a medida acima.

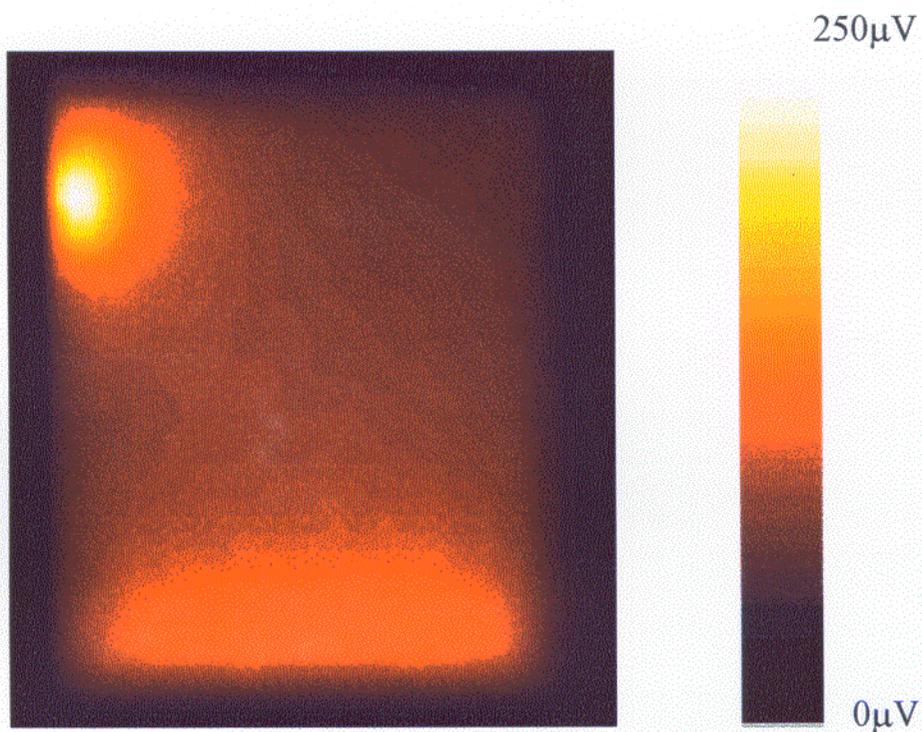
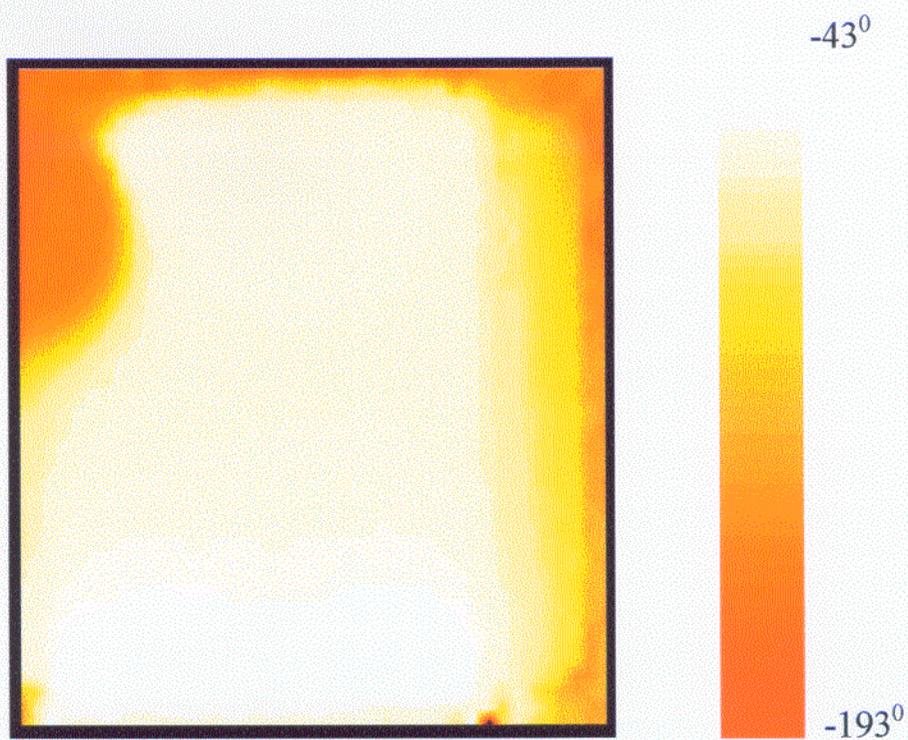


Figura 2 - a) amplitude do sinal para $V_G = 8,0\text{V}$ modulado em 100kHz e $V_D = 8,0\text{V}$ contínuo.



b) Fase para a medida acima.