UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

Teoria da Característica Elétrica
Não-Estável da Estrutura Metal-
Óxido-Isolante-Metal

Washington Luiz Alves Corrêa

Dissertação apresentada ao
Instituto de Física e Quí-
mica de São Carlos para
obtenção do título de Mes-
tre em Física Aplicada.

OK

Orientador: Prof. Dr. Hari Mohan Gupta

SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO - IFQSC
FÍSICA

São Carlos - SP
1988

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE

Washington Luiz Alves Correa

APRESENTADA

AO INSTITUTO DE FÍSICA E QUÍMICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSI

DADE DE SÃO PAULO, EM 23 DE novembro DE 1988.

COMISSÃO JULGADORA:

Hari Mohan Gupta

Dr. Hari Mohan Gupta

Orientador

Guilherme Fontes Leal Ferreira

Dr. Guilherme Fontes Leal Ferreira

Antonio Rubens Brito de Castro

Dr. Antonio Rubens Brito de Castro

Í N D I C E

- RESUMO	
- ABSTRACT	
I - ESTRUTURA METAL-ISOLANTE-METAL	3
I.1 - Introdução	3
I.2 - O Contato Metal-Isolante	5
I.3 - O Contato Metal-Óxido-Isolante	10
I.4 - O Problema	12
II - FORMULAÇÃO DO PROBLEMA	15
II.1 - Sistema Metal-Isolante-Metal (MIM)	15
II.2 - Sistema Metal-Óxido-Isolante-Metal (MOIM) .	21
III - CARACTERÍSTICA ELÉTRICA NÃO-ESTÁVEL	25
III.1 - Cálculo do Potencial de Contato (V_c)	25
III.2 - Cálculo da Densidade de Corrente (J_i)	27
III.3 - Cálculo de T_M	35
IV - COMPARAÇÃO DA TEORIA COM OS DADOS EXPERIMENTAIS ...	38
IV.1 - Discussão	38
IV.2 - Conclusão	50
- REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA	52

*Dedico esta Tese aos meus
pais, IVO e FRANCISCA.*

AGRADECIMENTOS

Ao professor Hari Mohan Gupta, meus agradeci
mentos pela orientação e também pela amizade, apoio e dedicaç
ão dispensada.

Ao colega Luiz Gonzaga Ferreira Filho, por
ter-me fornecido a chave da sala dos microcomputadores do De-
partamento de Física Matemática (USP, São Paulo), ao qual sem
os mesmos eu não teria desenvolvido as características aqui pre
sentes.

Ao meu cunhado Hermes e minha irmã Wanderlucy,
pela revisão em alguns pontos do texto.

E finalmente, expresso meus agradecimentos a
todos aqueles que, direta ou indiretamente, deram seu apoio
e/ou sua colaboração, parcela indispensável à realização deste
trabalho.

R E S U M O

No presente trabalho desenvolvemos a teoria da característica elétrica não estável da estrutura metal-óxido-isolante-metal com contato bloqueante, levando em consideração que:

i) A mobilidade dos elétrons (ou lacunas) não é constante, ela é uma função do campo elétrico e da temperatura;

ii) Existe uma camada de óxido entre o contato metal-isolante, esta fina camada de óxido nos leva a um modelo mais completo da estrutura MIM, que devido a camada de óxido chamaremos de estrutura MOIM;

iii) Existe uma grande quantidade de estados de superfície próxima a interface óxido-isolante.

A partir das considerações acima desenvolvemos a característica elétrica não-estável térmica e calculamos teoricamente a expressão para a temperatura onde a corrente é máxima, a espessura da região de depleção é considerada constante e a densidade de carga dentro da região de depleção é variável.

A B S T R A C T

In this work, we have developed a theory of the non-steady state characteristic of the metal-oxide-insulator-metal structure having blocking contacts, considering that:

i) The mobility of the electrons (or holes) is not constant, it is a function of the electrical field and of the temperatures;

ii) There is a thin film of oxide in between metal and insulator contact. This thin film of oxide take us to a complete model of metal-insulator-metal structure. We call this structure metal-oxide-insulator-metal (MOIM);

iii) There is a big quantity of surface states near the oxide-insulator interface.

We have developed the non-steady state thermal characteristics and calculated theoretically the expression for the temperature of maximum current. The thickness of the depletion region is considered constant and the density of charge inside the depletion region is variable.

CAPÍTULO I

I - ESTRUTURA METAL-ISOLANTE-METAL (MIM)

I.1 - Introdução

Desde a alguns anos atrás as propriedades eletrônicas do contato metal-semicondutor tem sido estudada com muito interesse¹⁾, tanto experimentalmente como teoricamente, a natureza deste tipo de contato atualmente é bem entendida. Já o contato do tipo metal-isolante mesmo sendo conhecido a um bom tempo, não teve tanta atenção devido a impossibilidade de se aplicar as técnicas normalmente usadas no estudo do contato metal-semicondutor.

Desde que Mott e Gurney²⁾ primeiro sugeriram a possibilidade de uma corrente limitada por cargas espaciais através do isolante, este fenômeno tem sido o objeto de extenso estudo teórico e experimental³⁾. Recentemente o conhecimento do fenômeno de altos campos elétricos no contato metal-isolante levou a um grande interesse tecnológico, principalmente nos dispositivos MOS usados como filme fino em circuitos integrados⁴⁾ e transistor de memória⁵⁾. Atualmente está havendo uma tendência de se utilizar materiais amorfos para fabricar dispositivos eletrônicos particularmente quando precisamos de uma grande quantidade de material, por causa do bai-

xo custo da produção dos materiais amorfos. Portanto, podemos ver a importância do entendimento dos processos de condução elétrica nestes materiais, para melhorar a eficiência e desenvolver novos dispositivos.

Quando aplicamos um potencial através de um isolante perfeito, não observamos qualquer corrente. Mas se o isolante é muito fino ou tem uma grande quantidade de imperfeições na sua estrutura, ou ambos, observamos uma pequena corrente fluir em seu interior. A magnitude desta corrente depende do potencial aplicado, temperatura, iluminação, constante dielétrica etc.. Em geral, a corrente também depende do processo de fabricação do isolante.

Nos últimos anos houve um significativo progresso no entendimento do transporte de cargas, e do fenômeno de contato metal-semicondutor, tal que o melhor conhecimento disto levou ao desenvolvimento de dispositivos MIS (metal-isolante-semicondutor) para células solares^{6,7)} mais baratas e eficientes. A estrutura MIM pode apresentar uma fina camada de óxido entre o metal e isolante, como veremos adiante. A partir destas observações podemos ter um modelo mais complicado da estrutura MIM, com a expectativa que para esta nova teoria (sistema metal-óxido-isolante-metal) possamos explicar satisfatoriamente alguns resultados obtidos experimentalmente por Thurzo e Lezal¹⁹⁾, onde a teoria da estrutura MIM não conseguiu explicar.

I.2 - O Contato Metal-Isolante

Em relação aos semicondutores, os isolantes exibem um largo gap de energia, de 2 a 7eV, conseqüentemente estes por sua vez apresentam uma baixa concentração de cargas livres na temperatura ambiente, e uma baixa condutividade elétrica. Mas os materiais isolantes quando trabalhado em forma de filme fino e usado entre metais ou entre um metal e um semicondutor exibem propriedades eletrônicas que atualmente são usadas em circuitos integrados. Um estimativa aproximada mostra que em um isolante com gap de energia de 3eV, a concentração de portadores livres é em média igual a $0,2m^{-3}$ na temperatura ambiente e a mobilidade dos portadores neste isolante é aproximadamente igual a $0,01m^2.v^{-1}.s^{-1}$, e uma condutividade elétrica da ordem de $7 \times 10^{-22}ohm^{-1}.m^{-1}$. Mas os isolantes podem apresentar uma alta condutividade devido a impurezas e defeitos na estrutura da rede cristalina, produzindo assim níveis discretos de energia na região de banda proibida (gap). A concentração de portadores livres em um isolante depende da distribuição e das características dos níveis doadores e aceitadores na banda proibida. Chamamos estes níveis discretos de "traps"(armadilhas) por serem responsáveis pela captura ou libertação de portadores de cargas, participando fundamentalmente no processo de condução no isolante.

No contato entre o metal e o isolante a concentração de portadores pode diferir substancialmente do interior do isolante, devido à formação de uma barreira de potencial. Esta barreira aparece quando os materiais colocados em contato não apresentam afinidades eletrônicas iguais. Na interface metal-isolante temos portanto, a formação de uma camada que damos o nome de camada de "depleção" ou camada de "enriquecimento" dependendo do tipo de contato formado.

A camada de enriquecimento aparece quando fazemos um contato com uma função de trabalho ψ_m menor do que a função de trabalho ψ_i do isolante. Este isolante por sua vez apresenta impurezas aceitadoras, isto faz com que o seu nível de Fermi seja deslocado para a metade inferior da banda proibida (Fig. 1). Temos neste caso um contato do tipo ohmico ou injectante. Neste contato os níveis de impurezas próximos ao contato são preenchidos por elétrons provenientes do metal, formando assim uma camada de largura λ onde os níveis de impurezas aí situados estão com muito mais elétrons do que os níveis de impurezas além desta camada.

Quando no contato é formada uma camada de depleção, temos a junção de um metal com um nível de Fermi maior do que do isolante com o qual ele está em contato, isto é,

a.)

b.)

Figura 1 - Diagrama de energia ilustrando o contato metal-iso-
lante na situação que $\psi_i > \psi_m$, isto é, um contato
do tipo ohmico. a) antes do contato; b) depois
do contato, resultando uma camada próxima a inter-
face de largura λ (camada de enriquecimento).

$\psi_m > \psi_i$. Nesta situação o isolante apresenta impurezas do tipo doadoras, e o nível de Fermi deste isolante está na metade superior da banda proibida (Fig.2). Os níveis destas impurezas próximas ao contato perdem seus elétrons para o metal criando assim uma camada de largura λ onde os níveis de impurezas apresentam muito menos elétrons do que os níveis de impurezas depois desta região, o que nós chamamos de camada de depleção. Para este tipo de contato damos o nome de bloqueante, isto porque a transferência de elétrons do isolante para o metal cria uma barreira de potencial que dificulta a passagem dos elétrons do metal para o isolante. Em ambos os casos, a formação destas camadas acontece quando o sistema metal-isolante alcança o equilíbrio, isto é, quando o nível de Fermi do isolante fica na mesma posição do nível de Fermi do metal, tanto no contato do tipo injectante como bloqueante. Em cada situação podemos ver que há a formação de uma camada próxima à interface metal-isolante, sendo que esta camada tem uma importância fundamental na injeção de portadores para o interior do isolante.

Podemos calcular a largura desta camada λ com a seguinte expressão

$$\lambda = \left(\frac{2K \epsilon_0 (\psi_m - \psi_i)}{q^2 n_t} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1)$$

a)

b)

Figura 2 - Diagrama de energia ilustrando o contato metal-iso-
lante na situação que $\psi_i < \psi_m$, isto é, um contato
do tipo bloqueante. a) antes do contato; b) de-
pois do contato, onde λ é a camada de depleção.

onde k é a constante dielétrica do isolante, ϵ_0 é a permissividade absoluta do vácuo e qn_t é a densidade de carga positiva na região de depleção, $(\Psi_m - \Psi_i)$ é a diferença da função de trabalho entre o metal e o isolante. Temos também no diagrama a altura da barreira de potencial ϕ que é dada pela diferença da função de trabalho do metal com a afinidade eletrônica do isolante.

I.3 - O Contato Metal-Óxido-Isolante

Para um modelo mais completo do contato metal-isolante levaremos em conta uma fina camada de óxido entre o metal e o isolante. Esta estrutura um pouco mais complicada, nos fornece um contato que chamaremos de metal-óxido-isolante (MOI).

Neste tipo de contato o óxido funciona como uma camada de isolante com uma banda de energia proibida (gap) bem maior do que a banda proibida do isolante propriamente dito. Neste contato, a princípio, tudo que ocorre com o contato metal-isolante ocorre aqui, a diferença reside no fato de que a camada de óxido, quando sob um potencial externo, absorve uma parte deste, mudando a densidade de corrente no interior do isolante. Alguns autores^{9,10)} estudaram estruturas mistas do tipo metal-isolante-semicondutor-metal, com modelos

para explicar correntes de depolarização estimulada termicamente. Baseado em alguns resultados obtidos no modelo metal-isolante-semicondutor-metal é plausível o modelo desenvolvido aqui (MOI).

A camada de óxido pode variar, como já foi observado, para contatos do tipo metal-óxido-semicondutor (MOS)⁷⁾, criando situações diferentes para diferentes tipos de espessuras de óxido.

Para dispositivos MOI cuja espessura de óxido é maior que $50\text{\AA}$ as cargas não podem tunelar através do isolante (óxido). Os estados de superfície na interface óxido-isolante não estão em contato íntimo com os estados do metal, tal que a densidade de carga positiva na região de depleção pode aumentar com o aumento do potencial de contato implicando em um aumento lento na região de depleção. Isso porque aumentando o potencial aplicado estaremos "esvaziando" os estados de superfície próximo a interface criando assim cada vez mais um maior número de íons positivos. Nos dispositivos Schottky a probabilidade de tunelamento das cargas é alta porque a espessura do isolante (óxido) é menor que $10\text{\AA}$. Nesta situação os estados de superfície estão em contato com os estados do metal. Isso leva a uma densidade de carga positiva na região de depleção mais ou menos constante. Já os dispositivos que apresentam uma espessura para o óxido maior que $10\text{\AA}$ e menor que $50\text{\AA}$ apresentam uma probabilidade de tunelamento razoável, permitindo

do o escoamento de cargas através do isolante (óxido).

I.4 - O Problema

A barreira de Schottky que ocorre no contato metal-isolante, teoricamente, funcionaria como um controlador de entrada (cátodo) e saída (ânodo) de carga do isolante, isto porque a transferência de carga entre o metal e o isolante quando estes estão colocados em contato, cria regiões perto da superfície nas quais residem cargas de um outro sinal. Consequentemente, esta região tem propriedades especiais; não encontradas no volume do material.

No entanto no volume do isolante os portadores de carga são capturados ou soltos devido à presença dos níveis de impurezas (traps), este processo sofre influência da temperatura. Usando o modelo de Poole-Frenkel, isto é; a variação da profundidade do nível "trap" com o campo elétrico aplicado; podemos tratar o problema de condução no interior do isolante.

Ambos os efeitos podem ser resumidos por uma relação matemática de corrente versus voltagem; isto é; para potenciais aplicados externamente;

$$\ln I \propto V^{\frac{1}{2}} \quad (2)$$

Os traps são distribuídos por todo o isolante, fazendo com que as bordas das bandas de energia próxima a interface curvem-se sensivelmente criando uma camada de largura λ . O contato é do tipo bloqueante, pois elétrons no momento do contato são transferidos do isolante para o metal criando uma região de depleção. Para entendermos o processo de condução nesta estrutura, devemos ter em mente o seguinte:

i) Geralmente as características elétricas das estruturas MIM e MOIM dependem das impurezas no isolante;

ii) A distribuição das impurezas depende da maneira de fabricação da estrutura, sendo esta distribuição desconhecida na maioria dos casos;

iii) Existem muitos mecanismos de condução para portadores atuando todos ao mesmo tempo, tornando assim muito difícil separar um mecanismo do outro;

Por estas razões é muito difícil obter informações corretas com características (corrente versus voltagem) da estrutura metal-isolante-metal.

Recentemente Gupta⁸⁾ desenvolveu a teoria da característica elétrica não-estável isotérmica considerando o contato metal-óxido-isolante em lugar do contato metal-isolante. Aqui, desenvolvemos uma teoria da característica elétrica térmica não estável para a estrutura metal-isolante-metal considerando o contato como metal-óxido-isolante. Nós

desenvolvemos a característica corrente versus temperatura para uma variação linear da última em relação ao tempo, como veremos adiante. Neste capítulo demos uma breve introdução a respeito do contato metal-isolante e o porque do contato metal-óxido-isolante, no capítulo II formulamos o problema partindo da estrutura MIM. Com a condição de uma camada de óxido entre o catodo e o isolante desenvolvemos toda uma teoria com suas conseqüências na injeção de portadores para o interior desta estrutura (MOIM). No capítulo III calculamos o potencial de contato V_c para esta estrutura e a densidade de corrente (J_i) que flui na estrutura. Calculamos analiticamente o valor da temperatura (T_m) onde a corrente é máxima. No capítulo IV discutimos e tiramos algumas conclusões deste modelo (MOIM) comparando as curvas teóricas com as curvas experimentais.

CAPÍTULO II

II - FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

II.1 - Sistema MIM

Vamos considerar apenas um nível de armadilhas¹¹⁾, contendo N_t armadilhas do tipo doadoras (nível superior) por unidade de volume posicionada com um valor E_t abaixo de fundo da banda de condução, para um contato do tipo bloqueante. No interior do isolante temos uma região onde a densidade de cargas livres é constante e é igual em magnitude a densidade de cargas livres no isolante antes dos eletrodos serem conectados.

Temos então que a função de trabalho do isolante Ψ_i é dada por:

$$\Psi_i = \chi + E_{cf_i} \quad (3)$$

onde χ é a afinidade química do isolante e $E_{cf_i} = E_c - E_{F_i}$.

A transferência de carga das armadilhas próximas ao eletrodo cria uma barreira interfacial dada por:

$$\phi = \Psi_m - \chi \quad (4)$$

A largura da barreira (região de depleção) pode ser calculada pela expressão usual que vem de algumas modificações¹²⁾ da equação (1).

$$\lambda_0 = \left(\frac{2K \epsilon_0}{q^2 f_t N_t} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot (\Psi_m - \Psi_i)^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

onde $f_t N_t$ é o número de cargas espaciais por unidade de volume, sendo f_t a função de ocupação das armadilhas (traps). A diferença das funções de trabalho do metal e do isolante ($\Psi_m - \Psi_i$) dá exatamente a diferença de energia entre estes materiais por apresentarem diferentes afinidades eletrônicas. Se as afinidades eletrônicas fossem iguais não haveria transferência de elétrons de um material ao outro, portanto não haveria região de depleção, e uma mudança de potencial na interface.

Agora se aplicarmos um potencial externo no sistema, imediatamente ela se distribuirá uniformemente no isolante da seguinte forma:

$$V_{ap} = V_c + V_i + V_a \quad (6)$$

onde V_{ap} é o potencial aplicado, V_c é o potencial sobre o catodo, V_i é o potencial sobre o volume do isolante e V_a é o potencial sobre o ânodo, geralmente V_a é muito pequeno porque o ânodo é polarizado diretamente.

Contudo esta é uma situação instável, pois o fluxo de densidade de corrente no interior do isolante é maior que o fluxo da densidade de corrente na região de depleção catódica. A densidade de corrente pode ser calculada em qualquer ponto x do isolante, usando a seguinte expressão:

$$J_i(x) = \mu \cdot n(x) \cdot q \frac{d E_{Fi}}{dx} \quad (7)$$

onde E_{Fi} é a energia do nível de Fermi do isolante, $n(x)$ é a densidade de cargas livres em qualquer plano x no interior do isolante, esta quantidade pode ser dada por:

$$n(x) = N_c \cdot \exp \left\{ (-E_{cF} + 2\beta F_i^{\frac{1}{2}}) \cdot \frac{1}{k_B T} \right\} \quad (8)$$

onde N_c é a densidade efetiva de estados na banda de condução do isolante. O termo $2\beta F_i^{\frac{1}{2}}$ é o abaixamento dos níveis das armadilhas pelo efeito Poole-Frenkel, sendo F_i o campo elétrico no interior do isolante e $\beta = \left(\frac{q^3}{4 \pi \epsilon} \right)^{\frac{1}{2}}$. Depois de um certo tempo t_r , o qual é o tempo de relaxação dielétrica (TRD)¹³⁾, o sistema relaxa para o estado-estável descrito na Figura 3.

O tempo de relaxação dielétrica depende da temperatura em que o sistema se encontra, por exemplo, se o isolante é esfriado até a temperatura de 100k, temos um tem-

Figura 3 - Diagrama de energia da estrutura MIM durante vários estados de relaxação. a) antes do potencial externo ser aplicado; b) logo após o potencial externo ser aplicado; c) durante o estado intermediário de relaxação; d) no fim do processo de relaxação.

po de relaxação de 10^{41} segundos, para armadilhas cuja energia é de 1.5eV. Se um potencial externo é aplicado nesta situação, a corrente de relaxação parece como sendo uma constante, portanto uma corrente no estado estável. Mas na realidade esta corrente está variando e seu processo de decaimento é muito lento. Por isso a fim de obtermos informações a respeito do isolante, temos que ter em mãos medidas das características para várias temperaturas; assim as propriedades elétricas da amostra varia consideravelmente com o TRD.

Para comparação, o TRD para vários isolantes deve ser definido em uma temperatura particular, no caso por razões óbvias a uma temperatura de 300k. Portanto podemos definir três tipos de isolantes: de curto, médio e longo TRD em temperatura ambiente. Para um isolante de TRD curto consideramos $t_r < 10^{-3}s$, neste caso o sistema está sempre no estado estável quando estiverem sendo realizadas as medidas das características elétricas da amostra. Um TRD médio temos $t_r = 10^2s$, tal que durante as medidas uma dependência temporal é bem caracterizada para a corrente no estado não-estável e eventualmente esta alcança o estado estável no decorrer das medidas. Um longo TRD significa dizer que o isolante apresenta um $t_r > 10^5s$, embora a corrente esteja essencialmente constante para um potencial fixo aplicado a corrente não está no estado estável. No caso do contato bloqueante, a corrente de contato nas condições da Figura 3 é bem menor que a

corrente no volume do isolante; isto tende a aumentar a região de depleção próxima a interface catódica e conseqüentemente, uma modificação do campo elétrico até a uniformidade da densidade de corrente através de toda a estrutura.

A taxa de carga acumulada na região de depleção catódica é proporcional a:

$$J(t) = J_i(t) - J_c(t) \quad (9)$$

onde $J_i(t)$ e $J_c(t)$ são respectivamente a densidade de corrente no interior e no contato do isolante.

A largura da região de depleção catódica (RDC) λ_c cresce durante o processo de relaxação no modelo de Gupta e Overstraeten¹¹⁾. Se V_c é o potencial absorvido pela barreira durante o processo de relaxação então λ_c é dado aproximadamente por

$$\lambda_c = \left(\frac{2K \epsilon_0}{q f_t N_t} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot (\psi_m - \psi_i + qV_c)^{\frac{1}{2}} \quad (10)$$

Podemos observar na Figura 3d que a espessura da camada de depleção no ânodo é praticamente a mesma antes e depois de se ter aplicado o potencial externo, isto porque a este lado é

aplicado um potencial direto apresentando conseqüentemente uma baixa impedância para o fluxo da corrente eletrônica para fora do isolante.

II.2 - Sistema MOIN

Este sistema é um modelo mais completo do sistema MIM, aqui estamos considerando uma possível camada de óxido entre o contato metal-isolante. Tratamos como camada de óxido uma possível diferenciação do isolante em contato com o metal e o volume do mesmo, assim poderemos levar em consideração os estados diferenciados de superfície e volume.

Na formulação deste modelo algumas modificações serão realizadas partindo da formulação do modelo anterior (sistema MIM).

No contato MOI (Figura 4), está sendo levado em conta uma distribuição exponencial de estado de superfície na interface óxido-isolante.

Quando nós aplicamos um potencial temos uma corrente no volume do isolante. Como o contato é bloqueante, estados da interface óxido-isolante começam a perder carga elétrica, estes estados são por definição níveis de energia contendo elétrons, estes níveis perdem elétrons para garantir uma densidade de corrente no interior de isolante (volume).

Com isso temos um aumento do potencial de contato e uma diminuição do potencial de volume. Se chamarmos de V_{ap} o potencial externo aplicado então,

$$V_{ap} = V_c + V_i \quad (11)$$

onde V_c é o potencial de contato e V_i é o potencial no interior do isolante, V_c pode ser dividido da seguinte forma:

$$V_c = V_{co} + V_{ci} \quad (12)$$

Temos portanto V_{co} como o potencial sobre o óxido e V_{ci} o potencial sobre a região de depleção formada no contato óxido-isolante, como é mostrado na Figura 4. A equação (11) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$V_{ap} = V_{co} + V_{ci} + V_i \quad (13)$$

A espessura da região de depleção óxido-isolante depende de $(V_{ci} + V_{bi})$, onde a quantidade $V_{bi} = (\psi_m - \psi_i)/q$. Havendo um aumento da densidade de carga positiva na região de depleção, esta por sua vez pode aumentar ou diminuir dependendo do aumento relativo de carga positiva.

No presente caso, a densidade de carga positiva (impurezas ionizadas) não é constante como é evidente na F_i

gura 4a e 4b. Com o potencial de contato V_c os estados de superfície também são ionizadas em adição as que já foram ionizadas no momento do contato. Juntando os dois efeitos (i) a aplicação do potencial de contato V_c e (ii) o aumento na densidade de carga positiva na região de depleção, a espessura da mesma pode aumentar ou diminuir como dissemos anteriormente. Esta situação é mais ou menos igual a que acontece na estrutura MOS no estado de inversão. Só que aqui, o estado de superfície está contribuindo para o aumento de carga positiva na região de depleção em vez de buracos na banda de valência.

No dispositivo MOI, para o desenvolvimento das características elétricas térmicas, simplificaremos em alguns pontos o desenvolvimento matemático sem perda de formalismo nos resultados essenciais da teoria. Consideraremos a espessura da região de depleção constante; o campo elétrico é dado por V_c/ℓ ; onde ℓ é a espessura efetiva da região de depleção mais a espessura do óxido (Figura 4). O valor de ℓ é de algumas centenas de Angstrons.

a-)

b-)

Figura 4 - O contato MOI. a) antes do potencial externo ser aplicado; b) depois que o potencial externo é aplicado, onde ele é distribuído entre o óxido e o contato óxido-isolante.

CAPÍTULO III

III - CARACTERÍSTICA ELÉTRICA NÃO-ESTÁVEL

III.1 - Cálculo do Potencial de Contato V_c

Para calcularmos V_c as considerações feitas aqui são as mesmas para ambas estruturas MIM e MOIM, a densidade de carga σ é uniformemente distribuída na superfície, esta película de carga aparece no momento que materiais diferentes são postos em contato, criando portanto uma região de depleção de largura l onde aparece um campo elétrico que pode ser calculado com a seguinte expressão:

$$F_c = \frac{\sigma}{k \epsilon_0} \quad (15)$$

onde k é a constante dielétrica do isolante e ϵ_0 é a permissividade elétrica no vácuo. Vemos então que o potencial elétrico nesta região é:

$$V_c = F_c \cdot \ell = \frac{\sigma}{k \epsilon_0} \cdot \ell \quad (16)$$

o valor de ℓ para a estrutura MIM é apenas a largura da região de depleção, mas para a estrutura MOIM é a largura do óxido mais a região de depleção.

Mas quando aplicamos um potencial externo V , o potencial de contato V_c muda com o tempo, isto devido a varia

ção de σ . Portanto, precisamos encontrar $\sigma(t)$ e substituir em (16).

Como $\sigma(t)$ é a densidade de carga por unidade de área, temos a seguinte relação para a carga na superfície:

$$Q(t) = \sigma(t).A \quad (17)$$

sendo A a área transversal do isolante, podemos observar na expressão (17) que a carga superficial varia com o tempo.

Temos então para a variação da carga a seguinte relação:

$$\frac{dQ}{dt}(t) = A.[J_i(t) - J_c(t)] \quad (18)$$

onde $J_i(t)$ é a densidade de corrente no interior do volume do isolante no tempo t , $J_c(t)$ é a densidade de corrente no contato metal-isolante na estrutura MIM e no contato óxido-isolante na estrutura MOIM.

Para a estrutura MOIM temos a quantidade V_{co} que é absorvida pelo óxido no contato óxido-isolante, V_{ci} é o potencial sobre a região de depleção para ajustar o aumento na densidade de carga positiva na região. Geralmente $V_{co} \ll V_c$ e nós podemos considerar $V_{ci} = V_c$.

A carga positiva localizada está aumentando por

que alguns dos estados estão perdendo elétrons, tal que a densidade de carga positiva aumenta numa taxa, na região de depleção, que pode ser calculada com a equação (18). Introduzindo na equação (18) a equação (17) e integrando ambos os lados encontramos para $\sigma(t)$ seguinte valor:

$$\sigma(t) = \int_0^t [J_i(t) - J_c(t)] \cdot dt \quad (19)$$

Substituindo a equação (19) na equação (16) temos o valor de V_c em função do tempo:

$$V_c(t) = \frac{e}{k \epsilon_0} \int_0^t [J_i(t) - J_c(t)] \cdot dt \quad (20)$$

Como a densidade de corrente no contato J_c é muito pequena comparada com a densidade de corrente no interior do isolante J_i podemos desprezá-la, isto não introduzirá nenhum erro significativo. Portanto, V_c pode ser dado da seguinte forma:

$$V_c(t) = \frac{e}{k \epsilon_0} \int_0^t J_i(t) dt \quad (21)$$

III.2 - Cálculo da Densidade de Corrente J_i

A corrente no início do processo é a corrente de relaxação e é dada pela taxa de emissão de elétrons n'_t dos níveis de armadilhas (trap) por unidade de volume, pela dis-

tância média percorrida pelos elétrons (s) e a carga elementar q :

$$J_i = q \cdot n'_t \cdot s \cdot L^{-1} \quad (22)$$

A taxa de emissão de elétrons (n'_t) dos níveis trap por unidade de volume é dado por:

$$n'_t = n_t \cdot e_n \quad (23)$$

onde n_t é a densidade efetiva de estados na região de depleção, e_n é o coeficiente de emissão de elétrons das armadilhas (trap).

Estamos supondo que a maior parte da emissão dos elétrons é na interface óxido-isolante onde o campo é dado pela equação (16) tal que e_n é dado por:

$$e_n = \nu \cdot \exp\{-(E_{cf} - 2 \cdot \beta \cdot F_c^{\frac{1}{2}})/k_B T\} \quad (24)$$

onde ν é a frequência de tentativa de escape dos elétrons das armadilhas, E_{cf} é a diferença de energia entre o fundo da banda de condução e o nível de Fermi, $2 \cdot \beta \cdot F_c^{\frac{1}{2}}$ é o efeito Poole-Frenkel do abaixamento da altura da barreira de potencial das armadilhas. F_c é o campo elétrico na região de depleção que é dado por V_c/ℓ .

E_{cf} aumenta com o tempo porque o nível de Fermi abaixa em decorrência da emissão dos elétrons para os esta

dos de superfície. Esta diminuição no valor de E_{cf} pode depender da distribuição dos estados de superfície e do potencial de contato V_c ou V_{ci} . Nós não temos muita informação a respeito deste último efeito, tal que consideraremos E_{cf} igual a $\gamma \cdot q \cdot V_c$, onde γ é uma constante:

$$E_{cf}(t) = E_{cf_0} + q \cdot \gamma \cdot V_c \quad (25)$$

onde E_{cf_0} é E_{cf} em $t=0$.

Em geral, nós temos uma distribuição exponencial de estados de superfície, para um certo valor de energia E , a densidade de estados de superfície é dado¹¹⁾:

$$n(E) = \frac{N_0 \exp[(E - E_t)/k_B T_t]}{\{\exp[(E - E_t)/k_B T_t] + 1\}^2} \quad (26)$$

onde T_t é a temperatura característica da distribuição. O valor de T_t depende do espalhamento energético dos estados, E_t é constante para um sistema. Nós estamos considerando E_t bem abaixo do nível de Fermi, tal que só os estados acima de E_t são efetivos para a formação da região de carga espacial próximo à interface. Por simplicidade consideramos:

$$\exp[(E - E_t)/k_B T_t] \gg 1 \quad (27)$$

Tal que a equação (26) pode ser simplificada:

$$n(E) = N_o \cdot \exp\{-(E - E_t)/k_B T_t\} \quad (28)$$

Os estados mais importantes para a emissão de elétrons estão perto do nível de Fermi, tal que a densidade de estados de superfície (n_t) pode ser escrito como:

$$n_t = N_o \cdot \exp\{-(E_{cf}(t) - E_t)/k_B T_t\} \quad (29)$$

onde N_o , E_t e T_t são constantes para um sistema. Desenvolvendo do n_t temos:

$$n_t = N_o \exp\{[-(E_t - E_{cf_o}) + q \cdot \gamma \cdot V_c]/k_B T_t\} \quad (30)$$

$$n_t = n_{t_0} \cdot \exp(q \cdot \gamma \cdot V_c / k_B T_t) \quad (31)$$

onde

$$n_{t_0} = N_o \cdot \exp\{-(E_t - E_{cf_o})/k_B T_t\} \quad (32)$$

Usando as equações (24), (25) e (31), na equação (23) temos:

$$n'_t = n_{t_0} \cdot \exp(q \cdot \gamma \cdot V_c / k_B T_t) \cdot v \cdot \exp\{-(E_{cf} - 2 \cdot \beta \cdot F_c)/k_B T\}$$

$$n'_t = v \cdot n_{t_0} \cdot \exp\{-(E_{cf_o} + q \cdot \gamma \cdot V_c - 2 \cdot \beta \cdot F_c^{\frac{1}{2}})/k_B T\} \cdot \exp(q \cdot \gamma \cdot V_c / k_B T_t)$$

$$n'_t = v \cdot n_{t_0} \cdot \exp\{-(E_{cf_o} - 2 \cdot \beta \cdot F_c^{\frac{1}{2}})/k_B T + \frac{q \cdot \gamma \cdot V_c}{k_B} \cdot (\frac{1}{T_t} - \frac{1}{T})\}$$

$$n'_t = v \cdot n_{t_0} \cdot \exp\left\{\left(K_2 \cdot V_c^{\frac{1}{2}} + K_3 \cdot V_c - E_{cf_0}\right)/k_B T - \frac{K_3 V_c}{k_B T_t}\right\} \quad (33)$$

onde

$$K_2 = 2 \cdot \beta / e^{\frac{1}{2}} \quad \text{e} \quad K_3 = -q \cdot \gamma$$

No início quando o potencial externo é aplicado, os elétrons movimentam-se no interior do isolante com um campo elétrico cujo valor é F_i :

$$F = (V_i - V_c) \cdot L^{-1} \quad (34)$$

onde V_i é o potencial aplicado no isolante, V_c o potencial no contato e L é a espessura do isolante. Sabendo-se que a distância média percorrida pelos elétrons (s) é:

$$s = \mu(F) \cdot F \cdot \tau \quad (35)$$

onde $\mu(F)$ é a mobilidade dos elétrons para um valor F do campo elétrico. A quantidade (s) nos fornece o quanto um elétron pode deslocar no interior do isolante antes que seja capturado, isto é, antes que ele se recombine. τ é o tempo de vida do elétron, esta quantidade tem o mesmo significado físico análogo a recombinação, como foi dito para a mobilidade.

Levando a equação (33) e (35) em (22) e usando a equação (34), temos para a densidade de corrente no interior do isolante:

$$J_i = q \cdot v \cdot n_{t0}^{-1} \cdot L \cdot \tau \cdot F \cdot \mu \cdot (F, T) \cdot \exp\left\{ \frac{K_2 V_c^{\frac{1}{2}} + K_3 V_c - E_{cf0}}{k_B T} - \frac{K_3 V_c}{k_B T_t} \right\} \quad (36)$$

A dependência da mobilidade com o campo elétrico no semicondutor foi extensivamente discutida¹⁴⁾. No semicondutor, temos informação suficiente a respeito da estrutura de banda de energia do semicondutor, por isso temos condições de calcular teoricamente a dependência da mobilidade com o campo elétrico. Isto já não ocorre quando estamos lidando com isolantes, semicondutores orgânicos ou isolantes amorfos porque não temos informação suficiente a respeito de suas estruturas internas. Quase não existem trabalhos teóricos ou experimentais sobre a dependência da mobilidade com o campo elétrico.

Com o campo elétrico o elétron ganha energia pela aceleração fornecida devido a força elétrica. O elétron pode então perder uma boa parcela desta energia no interior do isolante, onde existem impurezas ou fónons. Para valores altos de campo elétrico a energia média dos elétrons é significativa, esta energia média é análoga a temperatura no conceito termodinâmico.

Podemos calcular a velocidade média do elétron:

$$v = (2 \cdot k_B \cdot T_e / m^*)^{\frac{1}{2}} \quad (37)$$

onde m^* é a massa efetiva do elétron e T_e é a temperatura de

um elétron" baseado em sua energia $k_B T_e$, tal que a mobilidade dos elétrons é independente do campo elétrico só quando $T_e = T$, sendo T a temperatura em que se encontra o sistema. Se $T_e > T$, o elétron fica "quente" e a mobilidade dependerá do campo elétrico. Para cristais orgânicos, a mobilidade é praticamente independente do campo elétrico, isto devido a complexa estrutura de bandas de energia que estas substâncias apresentam. Mas para os semicondutores cristalinos inorgânicos e isolantes cristalinos, a dependência da mobilidade com o campo elétrico é importante. Seguindo este argumento nós usamos a seguinte expressão^{15,16)} para calcular a dependência da mobilidade com o campo elétrico:

$$\mu(F) = \frac{\mu_0}{2} \frac{F_1}{F} \cdot \left[\left(1 + \frac{4F}{F_1} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \quad (38)$$

onde μ_0 é a mobilidade para campo elétrico baixo. F_1 é constante e depende do isolante em consideração.

Há também uma dependência da mobilidade com a temperatura¹⁷⁾, esta dependência segue a seguinte expressão:

$$\mu(T) = C \cdot T^{-m} \quad (38a)$$

onde C é uma constante e m depende da estrutura e da faixa da temperatura, seu valor está entre 1 e 5. O efeito da temperatura na mobilidade foi observado em muitos materiais orgânicos,

uma explicação plausível para este fato é que como o transporte de carga nos materiais é devido a interação dos portadores com o potencial periódico da rede cristalina, esta por sua vez sofre uma expansão térmica ao redor de 3% para uma variação de temperatura de 77K a 300K o qual pode causar uma diminuição da mobilidade com a temperatura. Supondo que ambos os efeitos ocorressem, o efeito do campo elétrico e da temperatura no transporte de carga do sistema em consideração, temos para a mobilidade:

$$\mu(F, T) = C_1 \cdot \mu(F) \cdot \mu(T) \quad \text{ou}$$

$$\mu(F, T) = \frac{C_1 \mu_0}{2} \frac{F_1}{F} \cdot \left[1 + \frac{4F}{F_1} \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \cdot T^{-m} \quad (38b)$$

onde C_1 é uma constante. Levando a equação (38b) em (36) temos:

$$J_i = \frac{1}{2} q \cdot v \cdot n_t \cdot L \cdot \tau \cdot \mu_0 \cdot C_1 \cdot F_1 \cdot T^{-m} \cdot \left[\left(1 + \frac{4F}{F_1} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \cdot \exp\left(\frac{K_2 V_c^{\frac{1}{2}} + K_3 V_c - E_{cf_2}}{k_B T} - \frac{K_3 V_c}{k_B T_t} \right) \quad (39)$$

ou

$$J_i = K_1 \cdot F_1 \cdot T^{-m} \cdot \left[\left(1 + \frac{4F}{F_1} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \cdot \exp\left(\frac{K_2 V_c^{\frac{1}{2}} + K_3 V_c - E_{cf_2}}{k_B T} - \frac{K_3 V_c}{k_B T_t} \right) \quad (40)$$

onde:

$$K_1 = \frac{1}{2} q.v.n_{t_0}^{-1} \cdot \mu_o \cdot C_1 \quad (41)$$

III.3 - Cálculo de T_M

Se modificarmos gradualmente a temperatura para um potencial externo constante observamos mudanças no valor da densidade da corrente, damos o nome a este fenômeno de relaxação dielétrica térmica. Para observarmos as características corrente versus temperatura para um dado potencial, temos que resfriar o sistema até uma temperatura T_0 e aumentá-la gradativamente, este aumento da temperatura dependerá do tempo da seguinte forma:

$$T(t) = T_0 + Bt \quad (42)$$

onde T_0 é a temperatura no tempo $t=0$ e B é a taxa de aumento da temperatura. Neste tipo de característica nós temos um valor para a temperatura em que a corrente é máxima, para esta temperatura damos o nome de T_M . Podemos chegar analiticamente a este valor, partindo da equação (40) que pode ser simplificada

considerando que a quantidade $(\frac{K_2 V_c^{\frac{1}{2}} + K_3 V_c}{k_B T} - \frac{K_3 V_c}{k_B T_t})$ é bem menor que

$E_{cf_0} / k_B T$, desprezando portanto os termos na exponencial que contém V_c . Isto nos leva a um rápido cálculo de T_M . A condi-

ção para a densidade de corrente não-estável ser máxima é obtida por:

$$\left(\frac{dJ_i}{dt}\right)_{t=t_m} = 0 \quad (43)$$

onde $t=t_m$ significa o tempo onde a densidade de corrente é máxima, e é exatamente neste tempo que temos a temperatura T_M .

J_i no entanto é da forma:

$$J_i = K_1 \cdot F_1 \cdot T^{-m} \cdot \left[\left(1 + \frac{4F}{F_1}\right)^{\frac{1}{2}} - 1\right] \cdot \exp\left(-\frac{E_{cf_0}}{k_0 T}\right) \quad (44)$$

onde foram desprezados os termos V_c dentro da exponencial.

Derivando a equação (44) em relação ao tempo e igualando a zero temos:

$$0 = -\frac{m}{T} \cdot \left[\left(1 + \frac{4F}{F_1}\right)^{\frac{1}{2}} - 1\right] + \frac{2}{F_1} \cdot \frac{4F}{F_1} \cdot \left(\frac{dF}{dt}\right)_{t=t_m} + \left[\left(1 + \frac{4F}{F_1}\right)^{\frac{1}{2}} - 1\right] \cdot \frac{E_{cf_0}}{k_B T^2} \left(\frac{dT}{dt}\right)_{t=t_m} \quad (45)$$

onde

$$\left(\frac{dF}{dt}\right)_{t=t_m} = -\frac{1}{L} \cdot \left(\frac{dV_c}{dt}\right)_{t=t_m} \quad (46)$$

$$\left(\frac{dT}{dt}\right)_{t=t_m} = B \quad (47)$$

A equação (46) foi resolvida usando a equação

(34) enquanto para resolver a equação (47) usamos a equação (42).

A derivada de V_c pode ser resolvida usando a equação (21), produzindo portanto:

$$\left(\frac{dV_c}{dt}\right)_{t=t_m} = \frac{\ell}{K\epsilon_0} \cdot J_i(t_m) \quad (48)$$

$J_i(t_m)$ é a densidade de corrente no interior do isolante no tempo em que a corrente é máxima. Substituindo (46), (47) e (48) em (45) temos:

$$-\frac{m}{T_M} \cdot \left[\left(1+\frac{4F}{F_1}\right)^{\frac{1}{2}} - 1\right] - \frac{2}{F_1 L} \cdot \left(1+\frac{4F}{F_1}\right)^{-\frac{1}{2}} \cdot \frac{\ell}{K\epsilon_0} \cdot J_i(t_m) + \left[\left(1+\frac{4F}{F_1}\right)^{\frac{1}{2}} - 1\right] \cdot \frac{E_{cf}}{k_B T^2} \cdot B = 0 \quad (49)$$

Que é uma forma simplificada para se encontrar T_M , desde que tenhamos todos os parâmetros necessários.

Para o sistema em particular, T_M depende da taxa de aumento de temperatura (B), do campo elétrico (F), E_{cf} , $(\ell/K\epsilon_0)$ etc.. O valor de T_M depende do valor de $V_c(t_m)$, podemos encontrá-lo a partir da equação (44). Portanto isolando V_c temos:

$$V_c = V - \frac{F_1 L}{4} \cdot \left[\sqrt{\frac{2 J_{iM} \cdot T^m}{K_1 F_1} \cdot \exp\left(\frac{E_{cf}}{k_B T}\right) + 1} - 1 \right] \quad (50)$$

CAPÍTULO IV

IV - COMPARAÇÃO DA TEORIA COM OS DADOS EXPERIMENTAIS

IV.1 - Discussão

Para compararmos os resultados experimentais com a teoria aqui desenvolvida, nós consideramos que a energia da distribuição dos estados de superfície ($k_B T_t$) é bem maior que ($k_B T$), assim poderemos levar em conta muitos níveis de impurezas no isolante, reescrevendo a equação (40) temos:

$$J_i = \frac{K_1 \cdot F_1 \cdot T^{-m} \cdot \left[\left(1 + \frac{4F}{F_1} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \cdot \exp \left(\frac{K_2 V_c^{\frac{1}{2}} + K_3 V_c - E_{cf_0}}{k_B T} \right)}{F_1} \quad (51)$$

onde K_1 , K_2 , K_3 , F_1 e m são constantes a serem escolhidas a partir de informações experimentais. Vemos também que a quantidade $\frac{K \epsilon_0}{e}$ pode ser calculada através do aumento de cargas positivas na região de depleção na relaxação dielétrica térmica. K_1 e F_1 podem ser obtidos a partir do valor da corrente inicial em $t=0$. K_2 , K_3 e m podem ser escolhidos para dar um melhor ajuste entre a curva experimental e teórica.

Temos algumas curvas experimentais de Simmons and Nadkarni¹⁸⁾ para a estrutura MIM, através das quais podemos fazer algumas comparações com nosso modelo.

Para calcular as características térmicas a partir da equação (50) precisamos partir de

uma temperatura inicial (T_i), onde a corrente é duas a três ordens de magnitude menor do que a corrente para a temperatura T_M . Colocando $V_c=0$ na equação (51), a uma temperatura igual a $T_i + \frac{1}{2} \Delta T$, nós podemos obter o valor de J_i nesta temperatura, ΔT deve ser escolhido com cuidado, sendo da ordem de 1k ou menos. Com este valor de J_i podemos a partir da equação (21) encontrar o próximo valor de V_c que será usado para encontrar o novo J_i para uma temperatura igual a $T + 3/2 \Delta T$. Nós continuamos este processo até chegar no estado estável. Este é um processo trabalhoso mas necessário para se levantar a curva de I vs T , o método pode ser agilizado calculando-se numericamente em um microcomputador.

Simmons e Nadkarni¹³⁾ explicaram este resultado fenomenologicamente considerando a barreira de Schottky presente em ambos os lados e a variação na largura da camada de depleção. Nós estamos aqui considerando um aumento da densidade de carga positiva na região de depleção com aumento de potencial de contato.

Nós desenhamos portanto a característica I vs T usando os seguintes valores: $m = 1$; $(\ell/K\epsilon_0) = 5,24 \times 10^5 \text{ cm}^2/\text{F}$; $K_1 = 6,97 \times 10^7 \text{ A.V/cm}$; $F_1 = 2 \times 10^5 \text{ V/cm}$; $K_2 = 9 \times 10^{-3}$; $K_3 = -3 \times 10^{-2}$ e $L = 4,9 \times 10^{-5} \text{ cm}$; $A = 0,1 \text{ cm}^2$. Na figura (5) desenhamos a características corrente versus temperatura para um potencial externo aplicado igual a 1,5 V e comparamos com a curva experimental, podemos observar que a curva teórica está bastante satisfatória. Na Figura 6, nós desenha-

Figura 5 - Comparação da curva teórica com a curva experimental para um potencial externo de 1,5V.

Figura 6 - Comparação das curvas experimentais com as teóricas, de baixo para cima temos 0,4V, 0,8V, 1,0V, 1,2V e 1,5V.

mos as características térmicas para vários valores de potencial externo aplicado e suas respectivas curvas experimentais. Os resultados teóricos estão em bom acordo com os resultados experimentais considerando o fato que usamos o mesmo conjunto de parâmetros para todas as curvas. Nós poderíamos ter um acordo ainda melhor se considerássemos uma diminuição da região de depleção com o aumento do potencial de contato.

Na Figura 7 mostramos o efeito de m e K_1 na característica corrente versus temperatura para $V = 1,5$ V, para cada curva temos constante o valor do produto $K_1 T^{-m}$, mostrando as alterações ocorridas na característica para valores crescentes de m . A influência deste parâmetro é diretamente na mobilidade dos portadores, uma vez que aqui estamos considerando a mobilidade dependente da temperatura. Nas Figuras 8, 9 e 10 mostramos a influência de K_2 , K_3 e F_1 na característica térmica para um potencial externo de 1,5V. K_3 modifica principalmente o valor da corrente máxima, mas produz pouca alteração no valor de T_M . O mesmo ocorre com K_2 mas o valor da corrente máxima não sofre uma variação tão violenta como a que ocorre com K_3 . F_1 modifica principalmente o valor da corrente inicial, uma vez que ele tem um papel muito importante na mobilidade dos portadores de carga. Temos também na Figura 11 a relação entre o potencial externo aplicado com a corrente máxima, podemos observar um aumento linear no valor de I_M quando aumentamos o valor do potencial externo o que concor-

Figura 7 - Variação de K_1 na característica I versus T, para um potencial externo de 1,5V, considerando o produto $K_1 T^{-m}$ constante.

Figura 8 - Variação de K_2 na característica I versus T, para um potencial de 1,5V.

Figura 9 - Variação de K_3 na característica I' versus T , para um potencial de 1,5V.

Figura 10 - Variação de F_1 na característica I versus T, para um potencial externo de 1,5V.

Figura 11 - Potencial externo aplicado versus corrente máxima.

Figura 12 - Potencial externo aplicado versus temperatura máxima.

da com os dados experimentais obtidos por Simmon e Nadkarni¹⁸⁾ e também por Thurzo e Lezál¹⁹⁾.

Para demonstrarmos os cálculos numéricos, nós usamos os dados experimentais de Simmon e Nadkarni, mostramos aqui que a presente teoria da estrutura MOIM está mais próxima dos resultados experimentais publicado pelos autores citados acima. Aqui usando a equação (49), que é uma equação simplificada para encontrar T_M , encontramos o valor de 248k para a temperatura máxima, o valor experimental é aproximadamente 250k para $V = 1,5V$. O valor teórico encontrado é satisfatório uma vez que a equação (49) é uma forma rápida e simplificada de se encontrar T_M . Na Figura 12 temos o gráfico da voltagem aplicada versus a temperatura máxima, podemos observar um valor crescente para T_M conforme aumentamos o potencial externo aplicado, como foi observado experimentalmente^{18,19)}. Na teoria do contato metal-isolante¹¹⁾, o valor de T_M diminui com aumento do potencial externo aplicado.

IV.2 - Conclusão

A estrutura MOIM conduz a resultados satisfatórios para as características térmicas em estudo, esta estrutura por sua vez pode ocorrer quando temos um contato metal-isolante realizado no ar ou com isolantes que apresentam estruturas diferenciadas entre a superfície e o volume; esses fatores podem ocorrer dependendo dos cuidados tomados na fabricação do dispositivo. A camada de óxido leva a formação de estados de superfície que alteram as características elétricas da estrutura.

No entanto, se o contato é realizado evitando a presença de oxigênio e usando um isolante com grande homogeneidade desde a superfície até o volume do mesmo, os estados de superfície tornam-se mínimos e não teremos portanto a necessidade da teoria da estrutura MOIM, por isso a importância de cada modelo depende do modo de fabricação do dispositivo.

No modelo proposto foi possível explicar satisfatoriamente as características térmicas no estado não estável. Acreditamos que os trabalhos experimentais desenvolvidos sobre a estrutura MIM ou similar, como várias camadas de isolantes de diferentes gaps de energia ou semicondutores amorfos, possam dar melhor informação sobre a natureza do contato metal-isolante e os mecanismos de transporte de carga.

Nossos cálculos foram desenvolvidos com simplii

cidade para as características térmicas não estáveis, nosso objetivo foi mostrar uma forma alternativa para dispositivos do gênero. Um cálculo mais rigoroso será necessário quando os trabalhos experimentais futuros estiverem de acordo com o modelo aqui desenvolvido. Obteríamos assim maiores informações sobre este tipo de estrutura.

- REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA

- 1) MANY A. et al.
Semiconductor Surfaces - John Wiley, New York (1965).
- 2) MOTT N.F. and GURNEY R.W.
Electronic Processes in Ionic Crystals - Clarendon Press,
Oxford (1940).
- 3) LAMPERT M.A.
Reports on Progress in Physics, vol. 27, (1964) 329.
- 4) D.Y. YANG, W.C. JOHNSON and M.A. LAMPERT
Appl. Phys. Lett., vol. 25, (1974) 140.
- 5) B.Y. YUN
Appl. Phys. Lett., vol. 25, (1974) 340.
- 6) M.A. GREEN, F.D. KING and J. SHEWCHUN
Solid St. Electron 17, (1974) 551.
- 7) CHEIN WEI JEN, CHUNG LEN LEE and TAN FU LEI
Solid Stat Electron vol. 24, nº 10, (1981) 949-954.
- 8) H.M. GUPTA
Tese de Livre-Docência - UNESP (1988).
- 9) S.C. AGARWAL
Phys. Rev. B10, (1974) 4340.
- 10) S.C. ARGARWAL, H. FRITZSHE
Phys. Rev. B10, (1974) 4351.
- 11) H.M. GUPTA and R.J. VAN OVERSTRAETEN
J. Phys. C: Solid State Phys., vol. 7 (1974) 3560.

- 12) H.M. GUPTA
Journal of Applied Physics vol. 48, n^o 8 (1977) 3448.
- 13) J.G. SIMMONS and G.W. TAYLOR
Phys. Rev. B6 n^o 12 (1972) 4793.
- 14) E.M. CONWELL
High Field Transport in Semiconductors - Academic Press,
New York (1967).
- 15) M.A. LAMPERT
Journal of Applied Physics vol. 29 (1958) 1082.
- 16) M.A. LAMPERT and P. MARK
Current Injection in Solids - Academic Press, New York
(1970).
- 17) KWAN C. KAO and WEY HWANG
Electrical Transport in Solids vol. 14, Pergamon Press,
New York (1981).
- 18) J.G. SIMMONS and G.S. NADKARNI
Phys. Rev. B6, n^o 12 (1972) 4815.
- 19) I. THURZO and D. LEZAL
J. Phys. C, Solid. State Phys., vol. 9 (1976) L163.