DESENVOLVIMENTO DE UM MODELO ADEQUADO À ANÁLISE NUMÉRICA DE UM MISTURADOR SUBMILIMÉTRICO A DIODO MIM

W.N. Amaral Pereira e M. Pyee

ENSAE - Ecole Nationale Supérieure de l'Aeronautique et de l'Espace
10, Av. E. Belin - 31055 Toulouse Cedex France
Tel: 61 33 48 48(4530 ou 4840) Telex Sup'Aero 53 1642F

Este trabalho propõe dois procedimentos numéricos capazes de estimar o desempenho de um diodo MIM como misturador submilimétrico. É apresentada uma versão sumária sobre o desenvolvimento do modelo físico deste dispositivo, considerando o efeito túnel como o fator dominante em seu mecanismo de condução. A partir da relação tensão-corrente generalizada é mostrada a geração harmônica. Não sendo possível uma solução totalmente analítica, são adaptados os procedimentos numéricos propostos por Held-Kerr e Egami. Os resultados obtidos permitirão calcular a perda de conversão e a figura de ruído de circuitos conversores de frequência realizados com diodos MIM.

1. INTRODUÇÃO

O estudo de um misturador se faz através da análise de um modelo não linear submetido à sinais com potências e frequências bastante diferentes. Esta complexidade, inerente à própria natureza do circuito, dificultou bastante a concepção de um circuito equivalente e de um procedimento adequado à sua simulação e avaliação numérica de seu desempenho. A teoria básica tem sido gradativamente aperfeiçoada desde o trabalho pioneiro de Torrey e Whitmer |1|. O principal obstáculo foi determinar o estado estacionário resultante da iteração do oscilador local com o dispositivo não-linear do misturador, Barber |2|, considerando o diodo simplesmente como uma chave comandada pelo oscilador local, conseguiu estabelecer as características de conversão do misturador com razoável precisão. Saleh |3| estudou os efeitos da forma de onda do oscilador local e formalizou a teoria dos misturadores puramente resistivos.
A primeira solução numérica do sistema não-linear de equações que definem o fenômeno da conversão heterodina foi apresentada por Gwarek |4|. Held e Kerr |5| reuniram e formalizaram a teoria dos misturadores com dispositivos à condutância e capacitância não-lineares.
Egami |6| também propôs uma outra solução numérica para o sistema não-linear de equações do misturador, posteriormente verificada por Camacho-Peñalosa |7| . Todos estes trabalhos se ocuparam dos diodos com característica essencialmente exponencial, na forma $i(t) = a \exp[bv(t)]$, com a e b constante. As pesquisas recentes visando realizar heterodinagem na faixa submilimétrica, têm indicado o diodo MIM como um dos mais promissores dispositivos para frequências acima de 10 THz.
Este trabalho apresenta os resultados de um estudo realizado com o objetivo de verificar teoricamente as potencialidades deste componente na geração de harmônicos e como elemento não-linear em misturadores submilimétricos.

II. NOTAÇÃO, DIMENSÕES FÍSICAS E SÍMBOLOS USADOS

$ij(t)$: corrente na junção [A].
$vj(t)$: tensão na junção [V].
$gj(t)$: condutância na junção [S].
Vk : amplitude do k-ésimo harmônico de $vj(t)$.
$\hat{V}k(\hat{V}1)$: $Vk(v1)$ normalizado [V].
Jx: densidade de corrente na direção $\underline{X}$ [$A.m^2$].
Jt: densidade de corretnte genérica [$A.m^2$].
$In(x)$: função de Bessel modificada de 1ª espécie e ordem n.
q,e: carga elétrica do elétron [C].
h: constante de Planck [J.Seg].
f|E|: função de Fermi-Dirac.
$P(Ex,Py,Pz)$: probabilidade de transição do eletrodo 1 para o eletrodo 2 (Fig. 3).
E_x: energia cinética do elétron em $\underline{X}$ |eV|.
Py,z: quantidade de movimento do elétron na direção y e z $|Kg.m.seg^{-1}|$.
m: massa efetiva do elétron |Kg|.
$W(x)$: função potencial dos níveis de energia no material |eV|.
$\phi 1$: alturas das barreiras de potencial |eV|.
η: nível de Fermi |eV|.
ν: nível de vácuo do material.
$\Psi m,1$: função de trabalho do material |eV|.
Ψ: altura da barreira de potencial |eV|.
χ: afinidade do elétron na BC do isolante |eV|.
λo: profundidade da região de acumulação de cargas no isolante |Å|.
$\phi(x)$: função da forma da barreira de potencial |eV|.
β: fator de correção utilizado para aproximar o valor de ϕ.
$\bar{\phi}$: valor médio da barreira de potencial |eV|.
V: tensão de polarização externa |V|.

s: espessura do filme isolante |Å|.

Δs: espessura da barreira de potencial (s1-s2)| Å|.

A,Jo,io,α,c: fatores constantes definidos no texto.

V1: amplitude da fundamental de vj(t) |V|.

$K_0, K'_0, K_1, K_2, K_3, K_4, K_5, K'_5$: constantes definidas no texto.

Vsin,Vol,Vpol: tensões de sinal (RF), oscilador local e polarização.

Ris: resistência de contato da junção |Ω|.

Zan: impedância de envolvimento ("embbeding") da junção no n-ésimo harmônico do oscilador local |Ω|.

Zasm: impedância de envolvimento de junção no m-ésimo harmônico do sinal |Ω|.

ωp,ωfl: frequências angulares do oscilador local e da intermediária.

[Gj]: matriz condutância de conversão da junção |S|.

[Y]: matriz admitância de conversão da junção |S|.

[Y']: matriz admitância de conversão do diodo |S|.

[Z']: matriz impedância de conversão do diodo |Ω|.

Zfi: impedância de carga da saída de Fl |Ω|.

E_1 : oscilador local no modelo de Egami.

Fk : fator de convergência do k-ésimo harmônico do oscilador local.

[D]: matriz Jacobiana dos fatores de convergência.

δVjk: fator de correção da tensão aplicada na junção |V|.

WKB: aproximação desenvolvida por Wentzel, Kramers e Brillouin.

BC,BV: limites da banda de condução e valência.

III. DETERMINAÇÃO DE UM MODELO FÍSICO PARA O DIOBO MIM

O diodo MIM é um dispositivo eletrônico realizado em tecnologia de filme fino, onde uma camada isolante extremamente fina, da ordem de 0,8 a 5 nm (8 a 50 Å) separa dois eletrodos metálicos |8 a 10| (Fig. 1(a)). A denominação MIM vem de sua própria constituição: Metal-Isolante-Metal |11|.

Os eletrodos metálicos podem ser ou não constituidos pelo mesmo material. Isto determina a conformação da barreira de potencial (Fig. 1(b) e (c)), modificando consideravelmente o comportamento elétrico da junção |12|. Trabalhos experimentais indicaram que apenas as propriedades do dielétrico não determinam a condutividade da junção |13|. Na temperatura ambiente, o processo físico dominante é a condução por efeito túnel através da barreira de potencial formada pelos dois contatos metal-isolante. Estes contatos podem ser de três tipos: contato ôhmico, contato neutro e contato bloqueante (Fig. 2(a), (b) e (c)). Apenas a combinação de dois contatos ôhmicos, com uma espessura do filme dielétrico inferior ao dobro da região de acumulação de cargas (Fig. 2(d)), permite realizar um diodo MIM utilizável na faixa submilimétrica |13|.

O trabalho teórico inicial sobre o comportamento da estrutura MIM foi realizado por Price e Radcliffe|14|, Stratton |15| e Holm |8|. Nas estruturas MIM convencionais, o fenômeno tunelamento é essencialmente unidimensional. A direção X é tomada ortogonalmente às superfícies dos eletrodos, no sentido da região condutora 1 para 2, conforme mostra a Fig. 3. A densidade de corrente túnel Jx pode ser calculada por |14|:

$$J_x = \frac{2q}{h^3} \int_0^{\infty} \{ f_1|E| - f_2|E| \} \int_0^{\infty} P(E_x, P_y, P_z)\, dp_y\, dp_z\, dE \qquad (1)$$

Esta expressão é bastante geral. A função de energia do eletron pode ser adaptada às condições de fronteira em cada uma das três regiões. Ela pode se aplicar tanto às estruturas MIM como à condução túnel em junções PN, como mostrou Kane |16|. A principal dificuldade é encontrar uma solução analítica para a probabilidade de transição P(Ex,Py,Pz). Esta função é calculada através da razão entre a corrente que atravessa a barreira (transmitida) e a corrente que alcança a interface (incidente). Ela pode ser determinada, através da aproximação WKB, resolvendo-se a equação de Schrodinger unidimensional |12|, conforme deduziram Harrison |17| e Simmons |18, 21 e 22| a partir das condições de fronteiras específicas ao diodo MIM:

$$P(E_x) = \exp\{- \frac{4\pi}{h} \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{2m\,|W(x) - E_x|}\, dX \} \qquad (2)$$

A determinação da função de probabilidade P(Ex) a partir de (2) depende apenas da forma geométrica da barreira de potencial. Genericamente, a partir da configuração apresentada na Fig. 3 e considerando que W(x)= $\eta + \phi(x)$, pode-se estabelecer |19|:

$$P(E_x) = \exp\{- \frac{4\pi\sqrt{2m}}{h} \int_{s_1}^{s_2} \sqrt{\eta + \phi(x) - E_x}\, dX\} \qquad (3)$$

É ainda possível aproximar a integral em (3) por uma expressão mais simples da forma |19|:

$$P(E_x) \simeq \exp|-A(\eta + \bar{\phi} - E_x)| \qquad (4)$$

onde

$$\bar{\phi} = \frac{1}{\Delta s} \int_{s_1}^{s_2} \phi(x)\, dx; A = \frac{4\pi\beta\Delta s}{h} \cdot \sqrt{2m};$$

$$\beta = 1 - \frac{1}{8\phi^2 \Delta s} \int_{s_1}^{s_2} |\phi(X) - \phi|\, dX$$

Este desenvolvimento permite determinar a expressão final da densidade de corrente túnel:

$$J_t = J_0\{\bar{\phi}\exp(-A\sqrt{\phi}) - (\bar{\phi} + eV)\exp|-A\sqrt{\phi} + eV|\} \qquad (5)$$

com $$J_0 = \frac{e}{2\pi h(\beta\Delta s)^2}$$

Esta expressão é geral. Simmons |22| particularizou-a para os casos de barreira retangular (eletrodos de mesmo metal) |19| e trapezoidal (eletrodos de metais diferentes) |20|. Considerou também, em cada caso, a ação da força imagem. Este efeito secundário, visualizado pela criação de uma carga fictícia no interior de cada eletrodo durante o período em que o elétron atra vessa a barreira de potencial, altera a forma geométrica da barreira. No caso de uma conformação retangular a contribuição do potencial imagem a modifica para uma função aproximadamente parabólica |19|. Este trabalho, procurando ser geral, utilizará apenas os resultados obtidos na expressão genérica (5). Esta relação tensão-corrente é evidentemente não-linear, indicando que o diodo MIM pode ser empregado em misturadores e em multiplicadores de frequência. Adicionalmente, devido ao comportamento eminentemente quântico da condução por efeito túnel, ele é o único dispositivo eletrônico teoricamente capaz de realizar heterodinagem acima de 10 THz. Este é o limite atual para os microdiodos Schottky em montagem do tipo ponto-de-contato("cat-whisker") |23 e 24|. Experimentalmente, empregando-se lasers na faixa do infra-vermelho distante e com técnicas quase-óticas, já foram observadas conversões de frequência acima de 200 THz empregando-se diodos MIM em diversas montagens |25 a 32|.

IV. DETERMINAÇÃO ANALÍTICA DA CORRENTE DO OSCILADOR LOCAL NO DIODO

Dentro da concepção de um misturador simples realizado com o diodo MIM, será desenvolvida uma expressão analítica para a corrente e para a condutância não-linear. Admitir-se-á uma distribuição de corrente uniforme através do filme isolante, o que permite trabalhar diretamente com a corrente i. A relação tensão-corrente dada por (5) pode ser escrita de maneira mais compacta, onde todas as constantes físicas foram substituídas por seu valor numérico |15|:

$$ij = i_0\{\alpha-(\bar{\phi}+vj)\exp|c\sqrt{\bar{\phi}+vj}|\} \qquad (6)$$

onde

$$i_0 = \frac{6,2.10^2}{(\beta\Delta s)^2}\ ; \quad \alpha = \bar{\phi}\exp(c\sqrt{\bar{\phi}})\ ; \quad c = -1,025\beta\Delta s$$

Inicialmente será suposto que o oscilador local aplique uma tensão senoidal simples, da forma:

$$vj = v_1\cos(\omega_p t) \qquad (7)$$

Substituindo-se (7) em (6) e considerando um nível de excitação moderado ($v_1 \ll \phi$), o que permite fazer $(1 + X)^{1/2} \simeq (1 + X/2)$, é possível calcular:

$$ij = i_0[a-(\bar{\phi}+v_1\cos\omega_p t)K_1\exp(\hat{Y}_1\cos\omega_p t)| \qquad (8)$$

$$\text{com} \quad k_1 = \exp(c\sqrt{\bar{\phi}}) \ \text{e} \quad \hat{Y}_1 = \frac{c\hat{Y}_1}{2\sqrt{\bar{\phi}}}$$

Desenvolvendo a função exponencial trigonométrica em série de Fourier |44|, tem-se:

$$\exp|\hat{Y}_1\cos(\omega_p t)| = I_0(\hat{Y}_1) + 2\sum_{n=1}^{\infty} I_n(\hat{Y}_1)\cos(n\omega_p t) \qquad (9)$$

Após algumas manipulações algébricas, determina-se a composição espectral da corrente que atravessa o diodo do MIM:

$$ij(t)=K_0+\sum_{n=1}^{\infty}[K_3 I_{n-1}(\hat{Y}_1)+2K_2 I_n(\hat{Y}_1) +$$

$$K_3 I_{n+1}(\hat{Y}_1)]\cos(n\omega_p t) \qquad (10)$$

onde

$$K_2 = -i_0K_1\bar{\phi}; \quad K3 = -i_0K_1Y_1; \quad K_0 = i_0\alpha+K_2I_0(\hat{Y}_1) + K_3I_1(\hat{Y}_1)$$

A condutância não-linear resultante pode ser calculada por:

$$gj(t) = \frac{dij}{dvj} = \frac{d}{dvj}\{i_0[\alpha-(\bar{\phi}+ vj)\exp(c\sqrt{\bar{\phi}+vj})]\} \qquad (11)$$

Através de um procedimento algébrico semalhante, tem-se:

$$gj(t)=K_0+\sum_{n=1}^{\infty}[K_5 I_{n-1}(\hat{Y}_1) + 2K_4 I_n(\hat{Y}_1) +$$

$$K_5 I_{n+1}(\hat{Y}_1)]\cos(n\omega_p t) \qquad (12)$$

$$K_4 = -i_0K_1\left(1 - \frac{c^2\sqrt{\phi}^{-3}}{2}\right); \quad K_5 = -i_0K_1\,\frac{3c^2\sqrt{\bar{\phi}}\,V_1}{4};$$

$$K_0 = K_3I_0(\hat{Y}_1) + K_4I_1(\hat{Y}_1)$$

Estes resultados indicam uma geração efetiva de harmônicos através da característica não-linear do diodo MIM. Entretanto, a iteração progressiva entre a tensão aplicada pelo oscilador local e a tensão desenvolvida sobre o diodo provoca o desenvolvimento de uma forma de onda composta de vários harmônicos. Ela se aplicará sucessivamente sobre o diodo, alterando-se cada ciclo até alcançar um estado estacionário. Em consequência, uma abordagem mais geral deve supor que a tensão originária do oscilador local seja composta por N componentes espectrais, na forma abaixo:

$$vj(t) = \sum_{k=0}^{N} V_k\cos(k\omega_p t) \qquad (13)$$

Analogamente, considerando o novo desenvolvimento em série de Fourier |1|:

$$\exp[\hat{Y}_k\cos(k\omega_p t)] = \prod_{k=1}^{N}[I_0(\hat{Y}_k) + 2\sum_{n=1}^{\infty} I_n(\hat{Y}_k)\cos(nk\omega_p t)]$$

$$\hat{Y}_k = \frac{cV_k}{2\sqrt{\bar{\phi}}}$$

é possível determinar as novas expressões para a corrente e a condutância não-linear do diodo MIM:

$$ij(t) = i_0\alpha + i_0K_1\bar{\phi}\prod_{k=1}^{N}|I_0(Y_k)+2\sum_{n=1}^{\infty} I_n(\hat{Y}_k)\cos(nk\omega_p t)]$$

$$- i_0K_1\left[\sum_{k=1}^{N} V_k\cos(k\omega_p t)\right| . \prod_{k=1}^{N}|I_0(\hat{Y}_k) +$$

$$+ 2\sum_{n=1}^{\infty}|I_n(\hat{Y}_k)\cos(nk\omega_p t)| \qquad (14)$$

$$gj(t) = [K_4 + K_5' \sum_{k=1}^{N} V_k \cos(k\omega_p t)] \cdot \prod_{k=1}^{N} [I_0(Y_k) +$$

$$+ 2 \sum_{n=1}^{\infty} [I_n(\hat{Y}_k)\cos(nk\omega_p t)]$$

$$\text{com } K_5' = K_5/Y_k \qquad (15)$$

Destes resultados, algumas conclusões são imediatas. Considerando (14) e (15), é impraticável determinar analiticamente os coeficientes de Fourier tanto para a corrente como para a condutância. A solução proposta é empregar os métodos numéricos apresentados por Held-Kerr |5| e por Egami |6|. Entretanto, a relação simples entre os coeficientes de Fourier na forma $Gj(W) = b.I_d(W)$, que foi encontrada para os diodos comuns a semicondutor |5|, não é possível com diodos MIM. Assim, estes métodos devem ser convenientemente adaptados.

V. SOLUÇÃO DE HELD-KERR ADAPTADA

Held e Kerr |5| desenvolveram um método capaz de calcular a perda de conversão e figura de ruído de um misturador simples a partir das relações tensão-corrente e capacitância-tensão do diodo. O princípio é simples: a aplicação simultânea de um nível elevado de oscilador local com um nível muito pequeno de sinal sobre o diodo permite separar o circuito em duas partes e realizar duas análises independentes. A primeira, de grandes sinais, estabelece iterativamente o ponto de operação do diodo e a forma de onda estacionária desenvolvida pelo oscilador local. O critério de convergência que deve ser empregado já foi objeto de muitos estudos |4, 33 a 41|. O mais consagrado foi proposto por Kerr |42| e, entre outros, foi implementado por Maas |43|. A cada passo é verificada a variação do valor RMS da forma de onda da tensão sobre o diodo. Este procedimento pode ser denominado balanço harmônico no domínio do tempo. Isto permite calcular a composição harmônica da condutância e da capacitância não-lineares geradas no diodo excitado pelo oscilador local. Os coeficientes de Fourier resultantes são usados na análise de pequenos sinais. Esta análise determina as matrizes de conversão da junção, do diodo e do misturador, conforme são incluídas, gradativamente à junção intrinseca, a resistência série do diodo e as impedâncias de envolvimento do dispositivo real.

Para o diodo MIM, este trabalho considerou a configuração apresentada pela Fig. 4. Em primeira aproximação, a capacitância foi considerada constante. A análise de grandes sinais resolve numericamente a equação diferencial não-linear que permite estabelecer a forma de onda estacionária de $vj(t)$:

$$(R_s + Z_{a1})C_j \frac{dvj(t)}{dt} + vj(t) + (R_s + Z_{a1})ij(vj) =$$

$$= V_{o1}(t) \qquad (16)$$

Conhecendo-se $vj(t)$, é possível calcular a composição espectral de $gj(t)$:

$$gj(t) = \frac{dij(vj)}{dvj} = \sum_{k=-N}^{N} Gj_k \exp(jkW_p t), \quad Gj_{-k} = Gj_k \qquad (17)$$

A análise de pequenos sinais, a partir de (17), estabelece todas as matrizes de conversão já citadas:

$$[Gj] = [Gj_{(m-n)}], \quad m,n = -N \ldots .0 \ldots .+N$$

$$[Y] = [Gj] + \text{diag}[j(\omega_{f1} + m\,\omega_{o1})Cj],$$

$$m,n = -N,\ldots 0 \ldots +N \qquad (18)$$

$$[Y'] = [Y] + \text{diag}[(Z_{asm} + R_s)^{-1}]$$

$$[Z'] = [Y]^{-1}$$

VI. A SOLUÇÃO DE EGAMI ADAPTADA

Egami |21| propôs um algoritmo capaz de resolver o conjunto das equações anteriores através de um método modificado de Newton-Raphson aplicado a sistemas não-lineares. O seu principal inconveniente é a necessidade de inicializar o cálculo por uma estimativa próxima do valor final, sob pena do algoritmo não convergir. A convergência é verificada, a cada passo, pela variação do nível de harmônicos em relação ao anterior. Este caso é denominado de balanço harmônico no domínio da frequência. A Fig. 5 apresenta um esboço da concepção de Egami. Supondo que cada componente espectral da corrente ij através da condutância não linear da junção MIM possa ser separada por filtros fictícios ideais, é possível estabelecer a seguinte equação matricial no domínio da frequência:

$$[1j_k] = -[Y_k].\{[V_k] - [E_k]\}, \quad k = 0,1,2,3 \ldots N \qquad (19)$$

Dentro do método de Newton-Raphson, esta equação não-linear pode ser escrita em função da matriz de convergência $[F_k]$ tomando a estimação inicial $Vj^{(0)}$:

$$[Fj_k(Vj^{(0)})] = [1j_k] + [Y_k].\{[Vj_k] - [E_k]\} = 0 \qquad (20)$$

$$\text{onde } F_k = \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} ij(vj)\exp(-jk\omega_p t)dt +$$

$$Y_k\{Vj_k - E_k\delta(k-1)\} \qquad (21)$$

para $k = 0,1,2,3\ldots N$; $\delta(m) = 1$ se $m = 0$ e

$\delta(m) = 0$ para $m \neq 0$.

O algoritmo consiste em realizar iterações até que o erro cometido $[D].[\delta Vj]$ tenha todos os seus termos com magnitude inferior à precisão desejada. Resolve-se a seguinte equação:

$$[Fj_k(Vj^{(0)})] + [D].[\delta Vj] = 0 \qquad (22)$$

onde

$$[D]=\begin{bmatrix} \frac{\partial F_0}{\partial Vj_0} & \frac{F_0}{\partial Vj_1} \cdots\cdots & \frac{\partial F_0}{\partial Vj_N} \\ \cdots & \cdots & \cdots\cdots\cdots \\ \frac{\partial F_N}{\partial Vj_0} & \frac{\partial F_N}{\partial Vj_1} \cdots\cdots & \frac{\partial F_N}{\partial Vj_N} \end{bmatrix} \quad \text{e} \quad [\partial Vj] = \begin{bmatrix} \partial Vj_0 \\ \partial Vj_1 \\ \cdots \\ \cdots \\ \partial Vj_N \end{bmatrix}$$

O vetor de correção $[\partial V]$ pode então ser calculado por $[\partial Vj] = -[D]^{-1}.[F_k(Vj^{(0)})]$, permitindo obter a nova estimativa $[Vj^{(l+1)}] = [Vj^{(l)}] + [\partial Vj]$. Reaplicada em (21), repete-se o processo. Para o diodo MIM, é preciso recalcular os termos da matriz jacobiana dos fatores F_k. Desenvolvendo em série de Fourier a tensão vj(t), substituindo-a na relação (6) e esta em (21), obtem-se:

$$\frac{\partial F_k}{\partial Vj_m} = i_0 T_p H_{k-m} + Y_k \delta(k-m) \tag{23}$$

onde

$$H_{k-m} = \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} \{-[\bar{\phi} + \sum_{n=-N}^{N} Vj_n \exp(jn\omega_p t)]c-1\}.$$

$$\exp\{c[\bar{\phi} + \sum_{n=-N}^{N} Vj_n.\exp(jn\omega_p t)]-j(k-m)\omega_p t\}dt,$$

m e $k = 0 \ldots N$

Somando-se e subtraindo-se $[\alpha c\exp(-jW_p t)]$ na expressão (23), a integral H_{k-m} pode ser simplificada e conduz a uma expressão compacta, na forma:

$$\frac{\partial F_k}{\partial Vj_m} = c\,lj_{k-m} - ij_{k-m} + Y_k \delta(K-m) \tag{24}$$

onde:

$$ij_{k-m} = \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} ij(t)\exp[-j(k-m)\omega_p t]dt \tag{25}$$

$$ij_{k-m} = \frac{1}{T_p} \int_0^{T_p} \exp\{c[\bar{\phi} + \sum_{n=-N}^{N} Vj_n \exp(jn\omega_p t)]- j(k-m)\omega_p t\}dt \tag{26}$$

A comparação de (24) com a expressão obtida por Egami para um diodo genérico com característica I-V puramente exponencial indica a introdução de uma nova parcela j_{k-m}. Esta é a única modificação a ser realizada em todo procedimento desenvolvido por Egami.

VII. CONCLUSÃO E PERSPECTIVAS

Este estudo corresponde a uma abordagem teórica sobre a conversão de frequências infravermelhas com o diodo MIM. Foi desenvolvido principalmente baseado na teoria do efeito túnel aplicada a este dispositivo e adaptando os modelos mais recentes empregados na análise de misturadores em microondas. A preocupação deste trabalho foi estabelecer uma formulação que suporte um tratamento numérico imediato, podendo ser realizado mesmo em um microcomputador preparado para efetuar cálculos científicos. Evidentemente uma abordagem mais rigorosa que considere os efeitos de ordem mais elevada específicos da faixa submilimétrica, exigirá um considerável aperfeiçoamento do circuito equivalente adotado (Fig. 4(b)). No plano teórico, este trabalho continuará com o objetivo de determinar as perdas de conversão e as temperaturas de ruído de circuitos conversores desenvolvidos com diodos MIM. Serão considerados dispositivos realizados com eletrodos similares ou diferentes. Dentro de um quadro de pesquisas visando desenvolver sensores de radiação infravermelha utilizando a heterodinagem de frequências, é previsto realizar microjunções MIM em estrutura planar através de microlitografia poe feixe eletrônico.

VIII. AGRADECIMENTO

Os autores desejam expressar a sua gratidão pelo paciente trabalho de revisão e pelas sugestões apresentadas à este trabalho, aos Profs. Giorgio Frossati, da Universidade de Leiden-Holanda, e Alessandro Contessa, do Centro de Estudos e Pesquisas de Toulouse-França.

IX. REFERÊNCIAS

|1| Torrey H.C. e Whitner C.A. "Crystal Rectiffers", McGraw-Hill Book Co., MIT Radiation Laboratory Series nº 15, 1948.

|2| Barber M.R. "Noise figure and conversion loss of the Schottky barrier mixer diode", IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol. MTT-15, pag. 629-635, 1967.

|3| Saleh A.A.M. "Theory of Resistive Mixers", Cambridge, M.A: MIT Press, 1971.

|4| Gwarek W.K. "Nonlinear analysis of microwave mixers", MSc. Thesis, MIT, Cambridge, 1974.

|5| Held D.N. e Kerr A.R. "Conversion loss and noise of microwave and milimeter-wave mixers: Part 1 - Theory; Part 2 - Experiment", IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol. MTT-26, pag. 4961, 1978.

|6| Egami S. "Non-linear, linear analysis and computer-alded design of resistive mixers", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-22, pag. 270-275, 1974.

|7| Camacho-Peñaloza C., Mariscal-Rico L. e Alonso-Pardo A. "Efficient calculation of partial derivatives ĩon non linear conductances driven by periodic input signals", Electronic Letters, Vol. 23, pag. 565-566, 1987.

|8| Holm R. "The electric tunnel effect across thin insulator films in contact", J. Apl. Physics, Vol. 22, pag. 569-574, 1954.

|9| Fisher J.C. e Glever I. "Tunneling through thin insulating layers", J. Appl. Physics, Vol. 32, pag. 172-177, 1961.

|10| Pottack S.R. e Morris C.E. "Electron tunneling through assimmetric film of thermally grown AI_2O_3" J. Appl. Phisics, Vol. 35, pag. 1503-1512, 1964.

|11| Helblum M. Wang S., Whinnery J.R. e Gustafson T. K. "Characteriscs of Integrated MOM junction at DC and optical frequencies", IEEE J. Quantum Electr. Vol. QE-14, 1978.

|12| Sze S.M. "Physics of Semiconductor Devices", Wiley - Interscience Pub., 2ª Ed. 1981.

|13| Pyee M. "Etude experimentale en continu et en hyperfrequences des diodes à pointes métal - isolant métal ou métal - métal", Thèse de Docteur 3ème Cycle, Universidade Pierre e Marie Curie - Paris VI, 1972.

|14| Price P.J. e Radcliffe J.M, "Esald Tunneling", IBM Journal R. Dev., Vol. 3, pag. 364-371, 1959.

|15| Straton R., "Volt-Current characteristics for tunneling through insulating films", J. Phys. Chem. Solids Pergamon Press, Vol. 23, pag. 1177-1190, 1962.

|16| Kane E.O, "Theory of tunneling", Journal of Applied Physics, Vol. 32, pag. 83-90, 1961 e "Basic concepts of tunneling", Cap. 1 de "Tunneling Phenomena In Solids", de Rowell J.M. e Lundqvist S. - Plenum Press, 1969.

|17| Harrison W.A., "Tunneling from an Independent-particle point of view", Physical Review, Vol. 123, pag. 85-89, 1961.

|18| Simmons J.G., "Low - voltage current-voltage relationship of tunnel junction", J. Appl. Phys., Vol. 34, pag. 238-239, 1963.

|19| Simmons J.G., "Generalized formula for the electric tunnel effet between similar electrodes sep a rated by a thin insulating film", J. Appl. Phys, Vol. 34, pag. 1793-1803, 1963.

|20| Simmons J.G., "Electric tunnel effet between dissimilar electrodes separated by a thin insulating film", J. Appl. Phys., Vol. 34, pag. 238-239, 1963.

|21| Simmons J.G., "Potencial barrier and emission-limited current flow between closely spaced parallel metal electrodes"., J. Appl. Phys., Vol. 35, pag. 2472-2481, 1964.

|22| Simmons J.G., "Conduction in thin dielectric films"., J. Appl. Phys, Vol. 4, pag. 613-657, 1963.

|23| Champlin K.S. e Elsenstein G., "Cutoff frequency of submilimeter Schottky-barrier diodes", IEEE Trans. Microwave Theory Tech. Vol. MTT-26, pag. 31-34, 1978.

|24| McColl M., Hodges P.T. e Garber W.A., "Submilimeter-wave detection with submicron-size Schottky-barrier diodes", IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol. MTT-25, pag. 463-467, 1977.

|25| Daneu V., Sokotoff D., Sanchez A. e Javan A., "Extension of laser harmonic-frequency mixing techniques Into the 9 μm region with an Infrared metal-metal point-contact diode", Appl. Phys. Letters, Vol. 15, pag. 398-401, 1969.

|26| Abrams R.L. e Gandrud W.B., "Heterodyne detection of 10.6 μm radiation by metal-to-metal point contact diodes", Appl. Phys, Letters, Vol. 17, pag. 150-152, 1970.

|27| Gustafson T.K. e Bridges T.J., "Radiation of difference frequencies produced by mixing in metal-barrier-metal diodes", Appl. Physics Letters Vol. 25, pag. 56-59, 1974.

|28| Riccius H.D., "High-frequency limitation of metal-insulator-metal point-contact diodes", Appl. Phys. Letters, Vol. 27, pag. 232-233, 1975.

|29| Elchinger G.M., Sanchez A., Davis Jr. C.F. e Javan A., "Mechanism of detection of radiation in a high-speed metal-metal oxide-metal junction in the visible region and at longer wavelangths", J. Appl. Phys., Vol. 47, pag. 591-594, 1976.

|30| Helblum M., Wang S., Whinnery J.R. e Gustafson T.K., "Characteristics of integrated MOM junctions at dc and optical frequencies", IEEE Quantum Electronics, Vol. QE-14, pag. 159-169, 1978.

|31| Evenson K.M., Inguscio M. e Jennings D.A., "Point -contact diode at laser frequencies", J. Appl. Phys., Vol. 57, pag. 956-960, 1985.

|32| Sassi M.P., Godore A. Bertinetto F., "Mixing properties of MIM diodes in the infrared", Proc. 11th IRIMA, Pisa-Itália, pag. 689-692, 1986.

|33| Fleri D.A. e Cohen L.D., "Nonlinear analysis of the Schottky-barrier mixer diode", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-21, pag. 39-43, 1973.

|34| Slegel P.H. e Kerr A.R., "Computer analysis of microwave and milimeter-wave mixers", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-28, pag. 275-276, 1980.

|35| Hicks R.G. e Khan P.J., "Numerical technique for determining pumped nonlinear device waveforms", Electronics Letters, Vol. 16, pag. 375-376, 1980.

|36| Camacho-Peñalosa C., "Numerical steady-state analysis of nonlinear microwave circuits with periodic excitations", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-31, pag. 724-730, 1974.

|37| Rizzoli V., Lipparini A. e Marazzi E., "A general -purpose program for nonlinear microwave circuit design", IEEE TRans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-31, pag. 762-769, 1974.

|38| Gilmore R., "Nonlinear circuit design using the modified harmonic balance algorithm", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-34, pag. 1294-1307, 1986.

|39| Schüppert B., "A fast and reliable method for computer analysis of microwave mixers", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-34, pag. 110-119, 1986, com os comentários de Adamsid M.E. "Comments on ... ", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-35, pag. 353, 1987.

|40| Hwang V.D. e Itoh T., "An efficient approach for large-signal modeling and analysis of the GaAs MESFET", IEEE Trans. Microwave Theory Tech., Vol. MTT-35, pag. 396-402, 1987.

|41| Curtice W.R., "Nonlinear analysis of GaAs MESFET amplifiers, mixers and distributed amplifiers using the harmonic balance technique", IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol. MTT-35, pag. 441-447, 1987.

|42| Kerr A.R., "A technique for determining the local oscillador waveform in a microwave mixer", IEEE Trans. Microwave Theory Tech, Vol. MTT-23, pag. 828-831, 1975.

|43| Maas S.A., "Microwave Mixers", Artech House, 1986.

|44| Clark K.K. e Hess D.T., "Communication Circuit: Analysis and Design", Addison-Wesley, 1971.

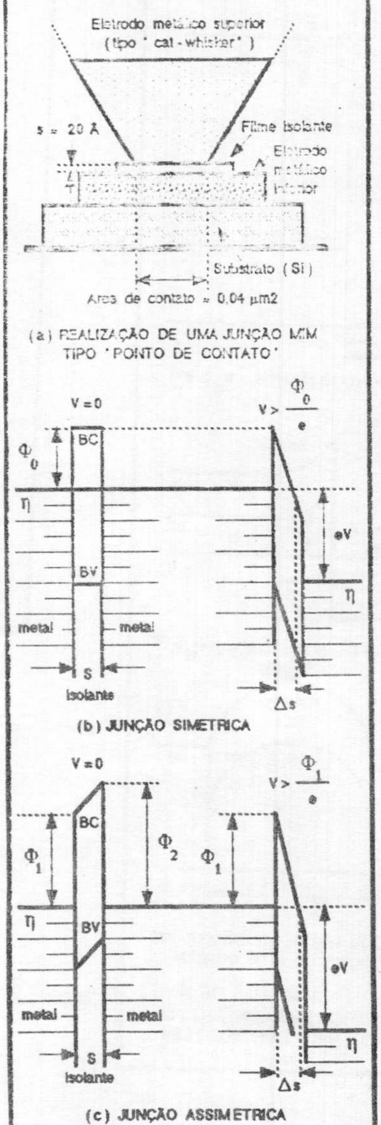

FIGURA 1 : DESCRIÇÃO SUMARIA DO DIODO MIM

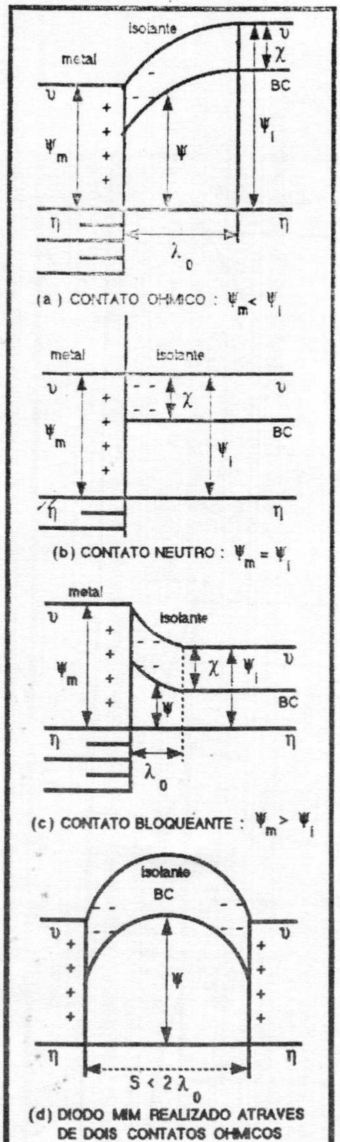

FIGURA 2 : DIAGRAMAS DE NIVEIS DE ENERGIA DOS CONTATOS METAL-ISOLANTE E DO DIODO MIM

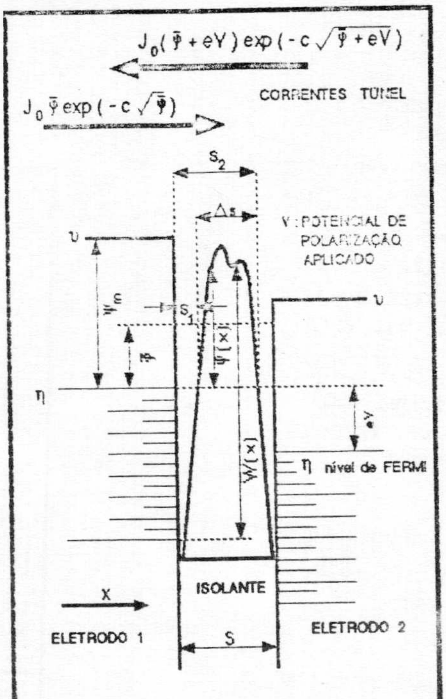

FIGURA 3 : DIAGRAMA DE BANDAS DE ENERGIA DE UM DIODO MIM COM BARREIRA DE POTENCIAL GENERALIZADA

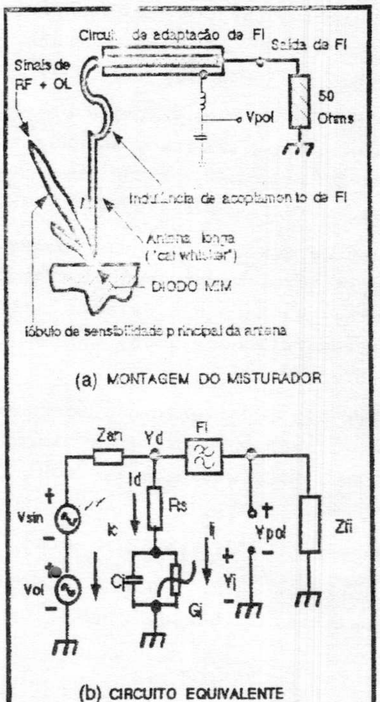

FIGURA 4 : CIRCUITO ADOTADO PARA O MISTURADOR SUBMILIMETRICO A DIODO MIM

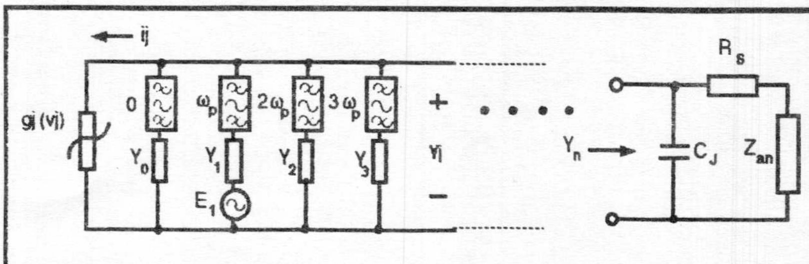

FIGURA 5 : CIRCUITO EQUIVALENTE DESENVOLVIDO EM SEÇÕES INDEPENDENTES PARA CADA FREQUENCIA HARMONICA