

# Estudo, modelamento e simulação das principais figuras de mérito de fotodetectores infravermelhos à poços quânticos

CT(EN) Ali Kamel Issmael Junior<sup>1</sup>, Cap Av Ricardo Augusto Tavares Santos<sup>2</sup> e  
Ten Cel Av Fábio Durante Pereira Alves<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Diretoria de Sistemas de Armas da Marinha, Ed. Barão de Ladário, Rua Primeiro de Março, 118, 20º andar - Centro - Rio de Janeiro - RJ - CEP: 20.010-000  
<sup>2</sup>Instituto Tecnológico de Aeronáutica, LabGE, Praça Marechal Eduardo Gomes, 50 - Vila das Acácias - São José dos Campos - SP - CEP 12228-900

**Resumo** — Este trabalho apresenta um estudo dos processos de detecção de radiação infravermelha que utilizam a tecnologia de poços quânticos. Modelos matemáticos das principais figuras de mérito, tais como coeficiente de absorção, corrente de escuro, eficiência quântica, ganho e responsividade, disponíveis na literatura especializada, são estudados, comparados e implementados em MatLab. Os resultados das simulações numéricas são comparados com dados experimentais publicados nas referências [4], [5] e [7] e mostram que os modelos, convenientemente utilizados, apresentam grande potencialidade para serem utilizados em projetos de dispositivos reais.

**Palavras-chaves** — 1. Fotodetectores. 2. Poços Quânticos 3. Caracterização 4. Aplicações militares

## I. INTRODUÇÃO

A fotodetecção é hoje uma realidade tecnológica que ampliou as possibilidades em diversas áreas do conhecimento. Uma delas é justamente a de Defesa, pois a caracterização dos objetos ou cenas por meio de fotodetectores com grande sensibilidade e seletividade em amplas faixas do espectro infravermelho, permite que sistemas, como por exemplo, de guiamento de mísseis obtenham maior precisão na seleção e acerto de um alvo [1], [2] e [3].

Os resultados apresentados neste artigo fazem parte da linha de pesquisa de análise e desenvolvimento de sensores IR e RF, um trabalho de investigação, modelamento, projeto e fabricação de fotodetectores a poços quânticos com capacidade de detecção simultânea em três faixas do infravermelho: NIR, MWIR e LWIR que está em curso no Laboratório de Guerra Eletrônica (LabGE) do ITA. Esse trabalho vem sendo feito em parceria com o *Sensor Research Laboratory (SRL)* da *Naval Postgraduate School (NPS)* e o *National Research Council (NRC)* do Canadá. Os resultados, publicados nas referências [4], [5] e [14] mostram o grande potencial desses dispositivos para as aplicações militares em questão

Como parte deste esforço, Ali Kamel [6] desenvolveu em seu trabalho individual para o Curso de Especialização em Análise do Ambiente Eletromagnético (CEAAE), o modelamento das principais figuras de mérito para o detector LWIR supracitado. Dessa forma, o objetivo desse artigo é mostrar os resultados obtidos com as simulações feitas para

as figuras de mérito de eficiência quântica, absorção, responsividade, corrente de escuro (colocar na ordem do texto), analisar alguns modelos disponíveis na literatura e comparar os resultados práticos com os previamente mencionados.

## II. SIMULAÇÕES E RESULTADOS OBTIDOS

As simulações têm o objetivo inicial de prever as figuras de mérito de estruturas simples, compostas por poços simétricos e transições intersub-bandas na banda de condução, conforme pode-se observar na Figura 1.

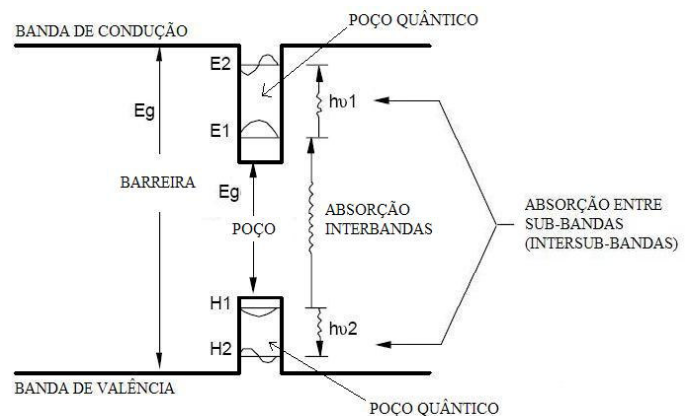


Fig. 1. Diagrama de Bandas de um poço quântico. A absorção entre sub-bandas pode levar a trocas entre os níveis de energia de um poço quântico associado à banda de condução (dopado com semiconductor tipo n) ou a banda de valência (dopado com cristal tipo p) [8].

Pode-se ver na Tabela I os dados das amostras utilizadas nas simulações, todas com poços compostos por GaAs.

TABELA I AMOSTRAS UTILIZADAS NAS SIMULAÇÕES

Amostra	Ref	Comprimento da Barreira (Lb) (Å)	Comprimento do poço (Lw) (Å)	Composição barreira	Número de Repetições	Dopagem na Poço (cm <sup>-3</sup> )
A	[4] pg. 62	300	52	Al <sub>0,26</sub> Ga <sub>0,74</sub> As	20	0.5.10 <sup>18</sup>
B	[7] pgs. R22 e R29; e [8] pgs. 23 e 34	500	40	Al <sub>0,26</sub> Ga <sub>0,74</sub> As	50	1.10 <sup>18</sup>
C	[7] pgs. R22 e R29	500	50	Al <sub>0,26</sub> Ga <sub>0,74</sub> As	25	0.42.10 <sup>18</sup>
D	[7] pg. R18	305	40	Al <sub>0,29</sub> Ga <sub>0,71</sub> As	50	1.4.10 <sup>18</sup>

O cálculo do perfil de potencial de estrutura, bem como dos níveis de energia quantizados dentro do poço e suas respectivas funções de onda é realizado utilizando o método autoconsistente de se resolver as equações de Schrodinger-Poisson da estrutura, implementado por Durante [4]. Para resolver as equações diferenciais e obter os autovalores e as autofunções, Durante utilizou o método de *Shooting*, detalhadamente descrito em [9]. Todos os modelos foram implementados em MatLab. Esse método foi utilizado pelo menor grau de dificuldade e complexidade para implementação. A seguir, serão apresentados os resultados obtidos pela simulação de cada figura de mérito de interesse.

#### A. Espectro de Absorção

O espectro de absorção é a curva de resposta em frequência, onde para uma ou mais faixas o detector consegue absorver energia fótonica e dessa forma ser sensibilizado.

A estimação teórica do espectro de absorção consta basicamente da implementação das seguintes equações que descrevem, respectivamente, o coeficiente de absorção para transições *bound-to-bound* e *bound-to-continuum* [4]:

$$\alpha_{CbCb}(\hbar\omega) = \frac{q^2 d}{(m_e^*)^2 \epsilon_r n_r c(\hbar\omega)} \left\langle \left| \psi_f(z) \frac{\partial}{\partial z} \psi_i(z) \right|^2 \right\rangle X \cos^2(\phi) \frac{\Gamma}{(E_f - E_i - \hbar\omega)^2 + (\Gamma/2)^2} \quad (1)$$

onde  $\alpha_{CbCb}$  é o coeficiente de absorção *bound-to-bound*,  $d$  é a densidade de dopagem,  $E_i$  é a energia de *ground*,  $E_f$  é a energia do último nível do poço,  $q$  é a carga do elétron,  $c$  é a velocidade da luz,  $\epsilon_0$  é a permissividade elétrica do vácuo,  $\Gamma$  é o parâmetro de alargamento (*broadening parameter*),  $\omega$  é a frequência angular,  $\hbar$  é a constante de Planck dividida por  $2\pi$ ,  $m_e^*$  é a massa efetiva do elétron,  $\phi$  é o ângulo entre o fluxo incidente e o eixo de crescimento do material e  $\left\langle \left| \psi_f(z) \frac{\partial}{\partial z} \psi_i(z) \right|^2 \right\rangle$  é a superposição das funções envelope do estado  $f$  e do estado  $i$ .

$$\alpha_{CbCc}(\hbar\omega) = \frac{q^2 d}{(m_e^*)^2 \epsilon_r n_r c(\hbar\omega)} \frac{L_F}{\pi} \sqrt{\frac{m_{e,b}^*}{2(E_f - V_o)}} X \left\langle \left| \psi_f(z) \frac{\partial}{\partial z} \psi_i(z) \right|^2 \right\rangle X \cos^2(\phi) \quad (2)$$

onde  $\alpha_{CbCc}$  é o coeficiente de absorção *bound-to-continuum*,  $L_F$  é a razão entre  $\pi$  e o vetor de onda  $k_{L_F}$  e  $V_o$  é a altura da barreira.

Para a resolução das equações, se faz necessário o conhecimento de todos os parâmetros envolvidos, descritos na tabela I. Assim sendo, foram utilizadas algumas rotinas desenvolvidas por Durante para o computo dessas grandezas. A utilização dessas rotinas possibilita a obtenção dos parâmetros necessários para cada temperatura e valor de campo elétrico aplicado. A partir desses resultados, chega-se ao espectro de absorção.

Simulações do fotodetector A e B, citados na tabela 3.1 com seus parâmetros, foram realizadas e a absorção teórica a 300

K com 0 V de bias foi comparada com os dados medidos pelos autores das referências.

Durante o desenvolvimento das simulações foi observada uma diferença acentuada quando se comparou os resultados absolutos medidos e simulados. A grande diferença na comparação dos valores absolutos é devido a simplicidade do modelo de *shooting* adotado por Harrison [21], o que limita o resultado. No momento em que são comparados valores normalizados, verifica-se um resultado bastante satisfatório nas duas comparações, conforme pode-se ver nas Figuras 2 e 3.

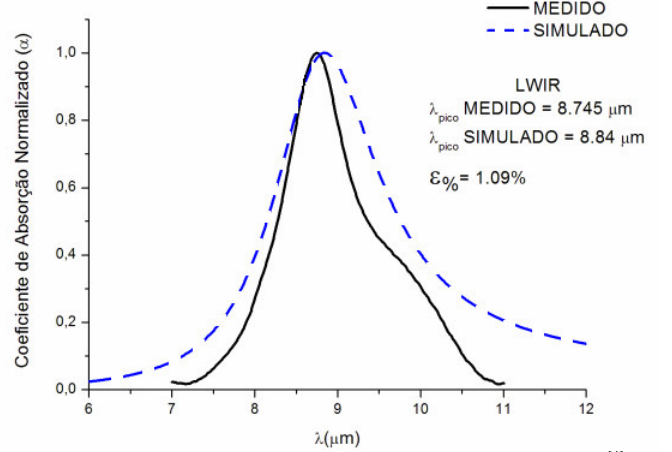


Fig. 2. Comparação entre o espectro de absorção medido na amostra A [4] e o resultado obtido pelo pacote de simuladores para valores normalizados.

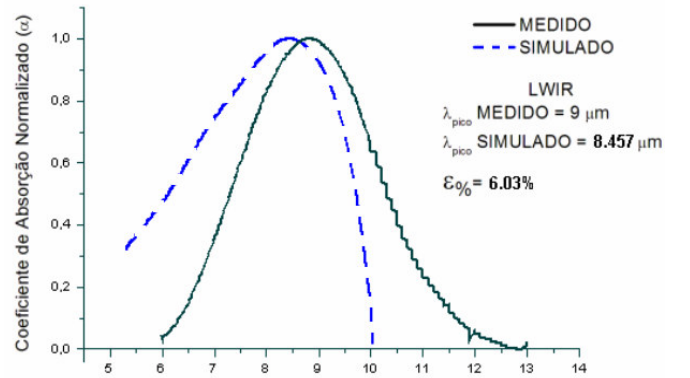


Fig. 3. Comparação entre o espectro de absorção medido na amostra B [8] e o resultado obtido pelo pacote de simuladores para valores normalizados.

A comparação de valores normalizados mostra que o método matemático mostrou-se adequado ao cálculo que estima o comprimento de onda onde a absorção é máxima. A diferença entre o resultado medido e o simulado gerou diferenças de 1.09% para a amostra A e 2,44% para a amostra B. Estes resultados demonstram que o modelo é adequado ao cálculo do comprimento de onda máximo, mas que precisa ser aperfeiçoado devido aos resultados absolutos. Ou seja, ainda é preciso que se melhore o modelo de modo a obter-se resultados absolutos melhores.

#### B. Ganho de Fotocondutividade

Esta figura de mérito foi implementada e desenvolvida durante o trabalho a partir da seguinte equação:

$$G = \frac{\tau}{L/\nu(F)} \quad (3)$$

onde  $\nu_{drift}(F)$  é a velocidade de deriva dos elétrons sobre a influência do campo elétrico  $F$ ,  $L$  é o período de repetição

poço/barreira e  $\tau$  é o tempo de vida do portador extraído do poço.

Foi simulada a amostra B citada na Tabela I com seus parâmetros, extraindo-se empiricamente o valor do tempo médio de vida do elétron no poço ( $\tau$ ) em 160 fs e comparada com o resultado experimental exposto na referência [9]. Com esse mesmo valor de  $\tau$ , simulou-se uma estimativa do ganho para a amostra A. Ambos os resultados são expostos na figura 4 abaixo.

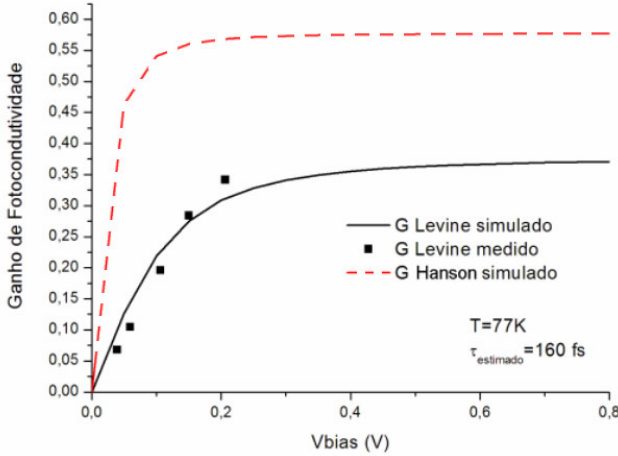


Fig.4. Ganho de fotocondutividade para a amostra de Levine [7] cujo resultado foi exposto em [8] e a previsão simulada para o detector de Durante [4].

Ao se analisar a figura, verifica-se que há uma diferença significativa no ganho de fotocondutividade entre as duas amostras, embora sejam parecidas em seus parâmetros. O erro está contido no tempo médio de vida do elétron no poço ( $\tau$ ), pois foi usado um valor extraído empiricamente dos dados de Levine no valor de 160 fs. Este dado foi utilizado para prever o resultado do detector em análise, em função das semelhanças entre as duas amostras. O cálculo realizado está de acordo com os resultados atingidos por [8]. Entretanto, ao se aplicar o modelo ao dispositivo de Durante [4] é necessário que se tenha o valor do tempo de meia vida do elétron no poço, ( $\tau$ ). Na simulação do dispositivo em análise foi usado o tempo de meia vida extraído empiricamente da amostra B da tabela I, de Levine. O valor extraído empiricamente foi utilizado na simulação devido à similaridade das amostras. Assim, como já citado, o modelo é limitado pelo uso correto dessa constante, sendo necessário maior pesquisa na literatura ou medições no detector em análise para se chegar ao valor correto do tempo de meia vida do elétron no poço da amostra de Durante. Dessa forma, pode-se dizer que o modelo está válido por reproduzir os resultados da literatura [7], mas com o resultado para a amostra de Durante limitado.

### C. Eficiência Quântica

Para a obtenção de resultados utilizou-se o modelo de Levine [7]. Utilizando a probabilidade de recaptura dos elétrons no poço de origem em função da tensão de *bias* ( $p_e(V)$ ), pode-se afirmar que [7]:

$$\eta = \eta_a \cdot p_e(V) \quad (4)$$

onde  $\eta_a$  é a máxima eficiência quântica. Pode-se afirmar também que [7]:

$$\eta_a = (1 - e^{-2\alpha_p l}) \quad (5)$$

onde  $\alpha_p$  é o coeficiente de absorção de pico e  $l$  é o comprimento da região cristalina da heteroestrutura. O valor de  $p_e(V)$  é dado por [7]:

$$p_e(V) = \left(1 + \frac{\tau_e(V)}{\tau_r}\right)^{-1} \quad (7)$$

onde  $\tau_e$  é o tempo de escape do elétron de seu poço de origem e  $\tau_r$  é o tempo de recaptura do elétron ao seu poço de origem. A razão entre esses dois tempos depende de  $V_{bias}$  e é descrita como [7]:

$$\frac{\tau_e}{\tau_r}(V) = \left(\frac{\tau_e}{\tau_r}\right)_o e^{\frac{V}{V_p}} \quad (8)$$

onde  $V_p$  é a energia potencial da barreira por período de poços e  $V$  é a tensão de bias. Para a amostra B da tabela 3.1 construída por Levine [7], temos que  $V_p=13$  meV/período e  $(\tau_e/\tau_r)_o=1,9$  [7]. A partir desses dados, foi possível simular a eficiência quântica deste detector desenvolvendo uma rotina em MATLAB para esse fim. Assim, os resultados de Levine puderam ser reproduzidos, conforme pode ser visto na Figura 6. Utilizando-se esse modelo, o detector LWIR de Durante (amostra A) foi analisado, utilizando-se os dados complementares da amostra C da Tabela I ( $V_p = 36$  meV/período e  $(\tau_e/\tau_r)_o = 26$ ). Esse resultado também pode ser visto na Figura 5.

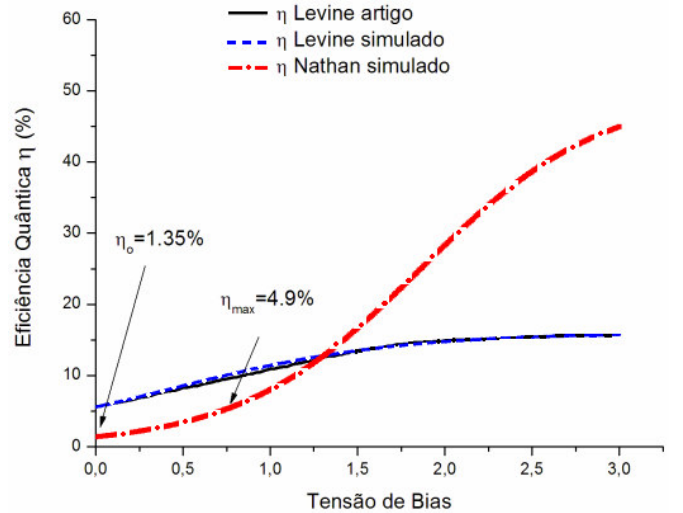


Fig.5. Gráficos da eficiência quântica para os QWIPs de Levine [7] e Durante [5].

Para o detector de Durante foi prevista uma eficiência ( $\eta_o$ ) de 1,35% com a inserção de um bias de 0 V e uma eficiência máxima de 4,9% até cerca de 0,75 V, faixa considerada para a utilização do mesmo [4],[5]. Ao se analisar os resultados obtidos para o cálculo da eficiência quântica, pode-se dizer que os resultados da literatura [7] foram reproduzidos, entretanto é necessário o conhecimento da energia potencial da barreira por período de poços ( $V_p$ ) e a razão entre o tempo de escape do poço e o tempo de recaptura do poço quando o bias aplicado é igual a zero  $(\tau_e/\tau_r)_o$  para a amostra de Durante [4]. Neste caso, novamente, a simulação foi realizada utilizando-se as constantes da referência [7]. Assim sendo, pode-se dizer que o emprego deste modelo está limitado ao conhecimento dos parâmetros intrínsecos da amostra analisada.

#### D. Corrente de Escuro

Quando um fotodetector é submetido a uma tensão de polarização dos portadores para geração da fotocorrente e não há luz incidindo sobre o mesmo, a corrente resultante é conhecida como corrente de escuro. Três mecanismos de geração da corrente de escuro podem ser identificados nos dispositivos de poços quânticos: tunelamento ressonante seqüencial, tunelamento devido à temperatura e efeito termiônico.

O cálculo da corrente de escuro é um procedimento complexo que depende de várias grandezas, necessárias para a determinação do resultado final.

A primeira grandeza a ser calculada é a massa efetiva ponderada do elétron no detector, a partir da proporção de barreiras e poços no detector. O procedimento é feito por meio da determinação das massas efetivas do elétron na barreira [10] (formada pela composição ternária AlGaAs a partir das composições binárias GaAs e AlAs) e no poço (formado somente pela composição binária GaAs). A massa efetiva do elétron no poço [10] é dada por:

$$m^*_{(GaAs)} = 0.067m_0 \quad (8)$$

onde  $m_0$  é a massa do elétron livre. A seguir obtém-se a massa efetiva do binário AlAs [10]:

$$m^*_{(AlAs)} = 0.15m_0 \quad (9)$$

Destas duas massas efetivas, obtém-se a massa efetiva na barreira [10]:

$$m^*_{(AlGaAs)} = \frac{1}{\frac{x}{m^*_{(GaAs)}} + \frac{1-x}{m^*_{(AlAs)}}} \quad (10)$$

onde  $x$  é a composição do Alumínio. E, finalmente, chega-se ao cálculo da massa efetiva no detector que é a massa efetiva ponderada considerando as duas estruturas:

$$m^* = \frac{6m^*_{(AlGaAs)} + m^*_{(GaAs)}}{7} \quad (11)$$

A segunda grandeza a ser calculada é a mobilidade ponderada dos portadores, que também é obtida a partir das mobilidades na barreira e no poço. A mobilidade no poço é dada por [11]:

$$\mu_{GaAs} = 8500.10^{-4} \left( \frac{T}{300} \right)^{-2.2} \quad (12)$$

onde  $T$  é a temperatura no detector.

A mobilidade do binário AlAs é dada por [11]:

$$\mu_{AlAs} = 250.10^{-4} \left( \frac{T}{300} \right)^{-2.1} \quad (13)$$

E a mobilidade da barreira é dada por [11]:

$$\mu_{AlGaAs} = \frac{1}{\frac{1-x}{\mu_{GaAs}} + \frac{x}{\mu_{AlAs}} + \frac{x(1-x)}{180.10^{-4}}} \quad (14)$$

onde  $x$  é a composição do alumínio no ternário.

E, finalmente, a mobilidade ponderada no detector é dada pela equação:

$$\mu = \frac{6\mu_{AlGaAs} + \mu_{GaAs}}{7} \quad (15)$$

A terceira grandeza a ser calculada é a velocidade de saturação ponderada no detector. Da mesma forma que a massa efetiva e a mobilidade, tem-se que, inicialmente, obter a velocidade de saturação no poço [12]:

$$v_{sat_{GaAs}} = \frac{0.72.10^5}{1-0.56+0.56\left(\frac{T}{300}\right)} \quad (16)$$

onde  $T$  é a temperatura no detector. A seguir, a velocidade de saturação do binário AlAs é dada por [12]:

$$v_{sat_{AlAs}} = \frac{0.85.10^5}{1-0.55+0.55\left(\frac{T}{300}\right)} \quad (17)$$

Assim, obtém-se a velocidade de saturação na barreira, que é dada por [12]:

$$v_{sat_{AlGaAs}} = (1-x)v_{sat_{GaAs}} + xv_{sat_{AlAs}} + x(1-x)(-0.0512.10^5) \quad (18)$$

onde  $x$  é a composição do alumínio no ternário. Finalmente, a velocidade de saturação ponderada no detector é dada por:

$$v_{sat} = \frac{(6v_{sat_{AlGaAs}} + v_{sat_{GaAs}})}{7} \quad (20)$$

As constantes das equações para as mobilidades e velocidades de saturação são relacionadas com os binários e o ternário, considerando que os elétrons no interior da heteroestrutura sofrem transição direta. O modelo adotado, segundo as referências [11], [12] gera resultados confiáveis para temperaturas acima de 60 K. Não foi encontrado um modelo que forneça resultados em função de temperaturas menores que 60 K. Por isso, haverá apenas comparações para temperaturas acima de 60 K.

O modelo matemático da corrente de escuro utilizada é dado pela equação [7]:

$$I_D(F) = \frac{e.v_{drift}.Am_w^*}{\pi\hbar^2L} \int_{E_1}^{\infty} f^{FD}(E)T(E,F)dE \quad (21)$$

onde o termo fora da integral é a densidade de estados dividida pelo período dos múltiplos poços quânticos ( $L$ ) e o termo  $f^{FD}(E)$  representa a distribuição de Fermi-Dirac, que é dada por [4]:

$$f^{FD}(E) = \frac{1}{1+e^{\frac{E-E_F}{k_B T}}} \quad (22)$$

onde  $E_F$  representa o nível de Quasi-Fermi,  $k_B$  é a constante de Boltzman e  $T$  a temperatura. O fator da corrente de tunelamento dependente da tensão de polarização para uma barreira simples é representado por  $T(E,F)$  e pode ser descrito por [13]:

$$T(E,F) = \exp\left[-\frac{4.L_b}{3qV}\left(\frac{2m^*}{\hbar}\right)^{\frac{1}{2}}\left[(V_o-E)^{\frac{3}{2}}-(V_o-E-qV)^{\frac{3}{2}}\right]\right] \quad (23),$$

para  $E_0 < E < V_o - qV$ ;

$$T(E,F) = \exp\left[-\frac{4.L_b}{3qV}\left(\frac{2m^*}{\hbar}\right)^{\frac{1}{2}}(V_o-E)^{\frac{3}{2}}\right] \quad (24),$$

para  $V_o - qV < E < V_o$ ;

$$T(E,F) = 1 \quad (25)$$

para  $E > V_o$ ; onde  $V_o$  representa a altura do poço e  $V$  representa a tensão aplicada por período de estrutura de poço. E finalmente, no caso de elétrons, a velocidade de deriva ( $v_{drift}$ ) em função do campo  $F$  aplicado é dada por [4]:

$$v(F) = \frac{\mu_n F}{\sqrt{1+\left(\frac{\mu_n F}{v_s}\right)^2}} \quad (26)$$

A partir dessas considerações, foi iniciado o teste do modelo de simulação utilizando a amostra D da tabela I de Levine [7] por possuir dados experimentais da corrente de escuro para comparação. Utilizando os valores de mobilidade ( $\mu$ ) igual a  $0.1 \text{ m}^2/\text{Vs}$  e a velocidade de saturação ( $v_{sat}$ ) igual a  $5.10^4 \text{ m/s}$  constantes e os modelos das equações (21), (22), (23), (24) e (25). Devido as incertezas nos parâmetros das composições



binárias, principalmente o *band off-set*, foi inserida uma correção de 9% no valor de  $V_o$  calculado. O resultado é apresentado na Figura 6.

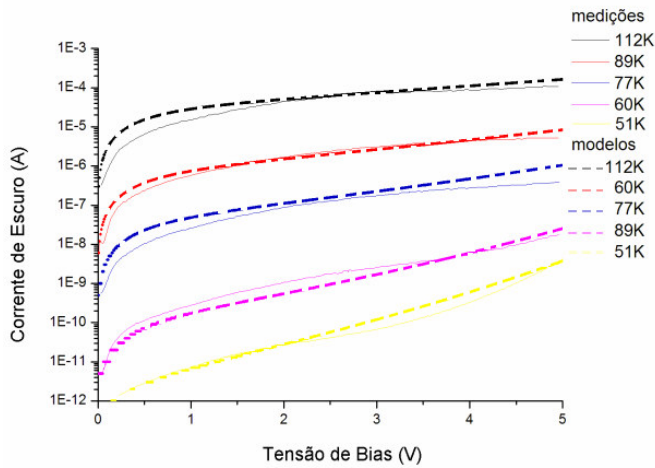


Fig.6. Comparação entre o modelo de corrente de escuro com a mobilidade e a velocidade de saturação constantes, com correção da altura da barreira, e as medidas do QWIP de Levine<sup>[7]</sup> em função do campo aplicado, aqui representado pelo  $V_{bias}$ , para as temperaturas indicadas.

Observa-se que os modelos representam bem os fenômenos, se afastando um pouco mais para valores de tensão de bias menores que 1.0 V.

Em seguida, considerou-se a amostra A, da tabela I, de Durante, utilizando o modelo das referências [11] e [12] para os valores de mobilidade ( $\mu$ ) e da velocidade de saturação ( $v_{sat}$ ) e sem a aplicação da correção no valor de  $V_o$  para a temperatura de 100 K. O resultado é apresentado na Figura 7.

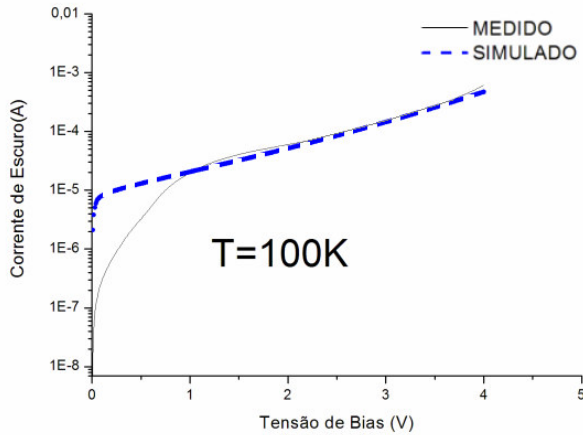


Fig.7. Comparação entre os modelos de corrente de escuro com a mobilidade e a velocidade de saturação variando com a temperatura, sem correção da altura da barreira, e a medida do QWIP de Durante<sup>[5]</sup> em função do campo aplicado, aqui representado pelo  $V_{bias}$ , para T=100K.

Ao analisar a figura, verifica-se que os resultados obtidos quase coincidem com os medidos para valores de  $V_{bias} > 1V$ . Com isso, resolveu-se ampliar a análise para as temperaturas de 100, 90, 80, 77, 70, 60, 50 e 40 K. O resultado obtido está na figura 8.

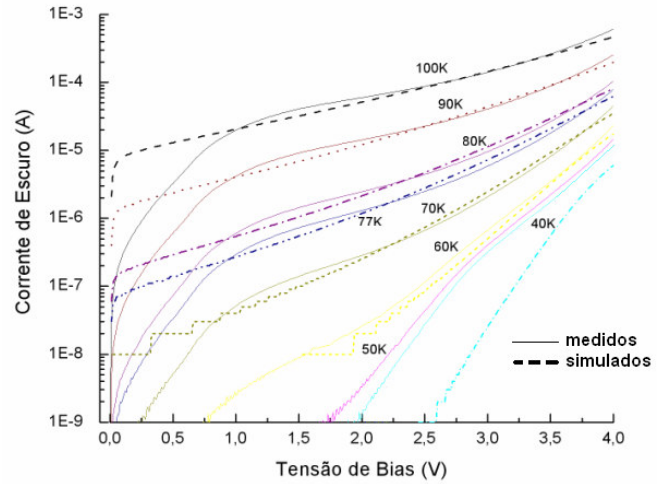


Fig.8. Comparação entre o modelo de corrente de escuro com a mobilidade e a velocidade de saturação variando com a temperatura e sem correção na altura do poço, e as medidas do QWIP de Durante<sup>[5]</sup> em função do campo aplicado, aqui representado pelo  $V_{bias}$ , para as temperaturas indicadas.

Verifica-se que o comportamento das curvas simuladas representam bem o comportamento do dispositivo real para temperaturas acima de 60 K e  $V_{bias}$  maior que 1.0 V.

Percebe-se que cada modelo é válido para situações específicas. As discrepâncias observadas podem ter várias razões como, por exemplo: o fato da configuração do detector ser parte de um dispositivo multi-deteção mais complexo; o aumento da probabilidade de tunelamento induzido pelo campo elétrico externo; dentre outras não vislumbradas. Estudos mais aprofundados devem ser realizados para a obtenção de um modelo único e genérico.

#### E. Responsividade

A responsividade quantifica a razão de fotocorrente gerada pela potência de radiação de fótons incidente no detector, em watts. O modelo de responsividade em função da temperatura de operação e da tensão de bias, também, foi implementado em MATLAB. Esta rotina usa os dados obtidos por meio do cálculo do coeficiente de absorção descrito na seção A. Para se deduzir a responsividade precisa-se da combinação de quatro expressões. A primeira é a da fotocorrente dada por[4]:

$$I_p(F) \approx \frac{2q\Phi_o}{\hbar\omega} \alpha L_w \sum_{n=1}^N e^{-\frac{nL}{v_{sat}(F)\tau}} \quad (24)$$

onde  $\alpha$  é o coeficiente de absorção,  $\Phi_o$  é a potência óptica incidente,  $\hbar\omega$  é a energia do fóton,  $q$  é a carga do elétron e  $L_w$  é a largura do poço.

A segunda expressão é a do ganho de fotocondutividade, dada por [4]:

$$G = \sum_{n=1}^N e^{-\frac{nL}{v_{sat}(F)\tau}} \quad (25)$$

onde N é o número de repetição de poços.

A terceira é esta outra expressão da fotocorrente em um QWIP [4]:

$$I_p = q\eta \frac{\Phi_o}{\hbar\omega} G \quad (26)$$

onde  $\eta$  é a eficiência quântica e  $G$  é o ganho de fotocondutividade.

E a quarta e última expressão, a da responsividade dada por [4]:

$$R(F) = \frac{I_p(F)}{\Phi_o} \quad (27)$$

Através da combinação destas quatro expressões podemos deduzir que a responsividade é dada por:

$$R(F) \approx \frac{2q}{\hbar\omega} \alpha L_n G \quad (28)$$

Foram realizadas simulações da responsividade normalizada do fotodetector de Durante [4] (amostra A da tabela 3.1) para as tensões de 0.5, 1.0 e 1.5 V, para uma temperatura de 10 K. Essas curvas foram comparadas com as medidas realizadas por Hanson [5] para valores normalizados, uma vez que o método de *shooting* aplicado para o cálculo do coeficiente de absorção é um modelo simplificado, conforme já explicado anteriormente.

O erro entre o valor do comprimento de onda de pico simulado e o medido ficou em 2.25%, para  $V_{bias}$  igual a 0.5 V, conforme pode ser visto na figura 9.

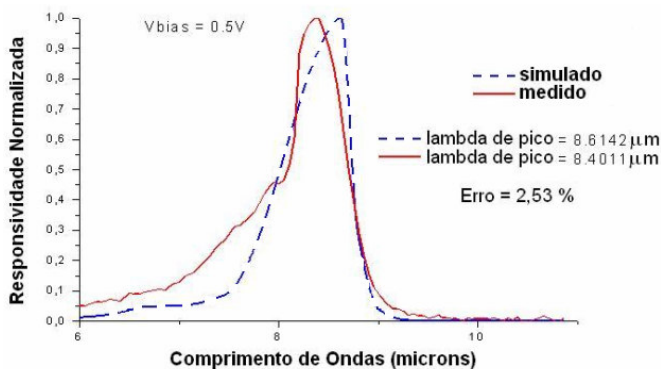


Fig.9. Resultados normalizados da responsividade simulada e medida em função do comprimento de onda para a tensão de bias de 0.5V.

O erro entre o valor do comprimento de onda de pico simulado e o medido ficou em 1.68% para  $V_{bias}$  igual a 1.0 V, conforme pode ser visto na figura 10.

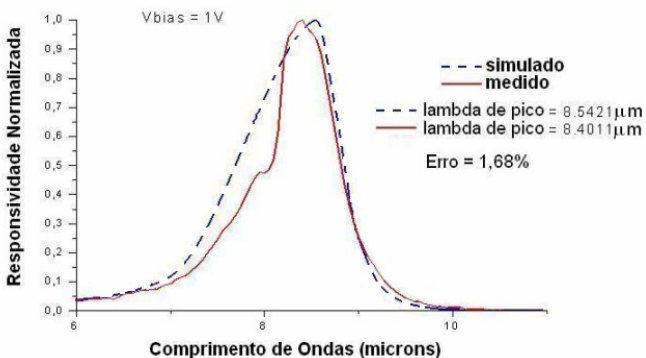


Fig.10. Resultados normalizados da responsividade simulada e medida em função do comprimento de onda para a tensão de bias de 1.0V.

O erro entre o valor do comprimento de onda de pico simulado e o medido ficou em 1.17% para tensão de bias igual a 1.0 V, conforme pode ser visto na figura 11.

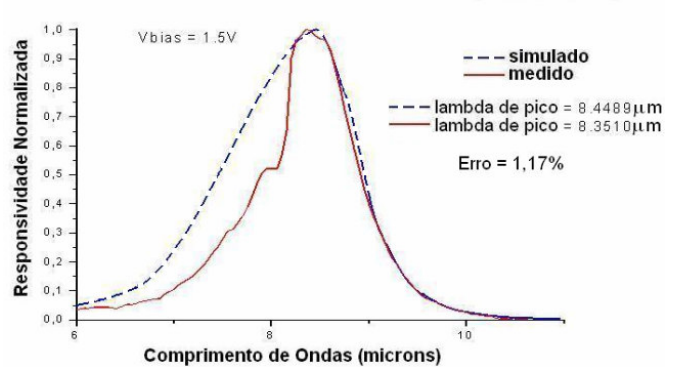


Fig.11. Resultados normalizados da responsividade simulada e medida em função do comprimento de onda para a tensão de bias de 1.5V.

Por fim, ao se analisar os resultados obtidos para a simulação da responsividade, verifica-se que o modelo matemático utilizado para o cálculo do comprimento de onda de pico é válido em função dos erros obtidos serem inferiores a 2,53% e diminuem à medida que o *bias* é aumentado.

### III. OBSERVAÇÕES FINAIS

Considerando este trabalho como um esforço para a geração de conhecimentos sobre fotodetectores a poços quânticos, pode-se dizer que os modelos matemáticos desenvolvidos alcançaram resultados que estão de acordo com a literatura estudada e que, em alguns casos, necessitam de detalhamento de alguns parâmetros físicos utilizados. Ou seja, espera-se que, com a pesquisa de modelos mais abrangentes, se consiga simular com uma melhor aproximação o dispositivo projetado na referência [4].

E, por fim, verifica-se que as considerações feitas durante o trabalho colaboram com o esforço que vem sendo feito pelas Forças Armadas em ampliar seu conhecimento técnico na área de fotodetecção, de forma a permitir ao nosso país a independência e o desenvolvimento autóctone desse campo estratégico do conhecimento.

### REFERÊNCIAS

- [1] Gunapala, S. D. et al. 640x512 Pixel Four-Band, Broad-Band, and Narrow-Band Quantum Well Infrared Photodetector. Focal Plane Arrays. Disponível em: <http://qwip.jpl.nasa.gov> . Acesso em 09 mar. 2007.
- [2] Gunapala, S.D. What is QWIP Technology?. Disponível em: <http://qwip.jpl.nasa.gov> . Acesso em 09 mar. 2007.
- [3] R. Dyer, Walter and Z. Tidrow, Memei. QWIP technology applications to ballistic missile defense. Proc. SPIE Vol. 3553, August 1998, p. 231-238.
- [4] Alves, F. D. P. Design and Analysis of a Multicolor Quantum Well Infrared Photodetector. United States Naval Postgraduate School Master's Thesis. September 2005.
- [5] Hanson, N. A. Characterization and Analysis of a Multicolor Quantum Well Infrared Photodetector. United States Naval Postgraduate School Master's Thesis. June 2006.
- [6] Issmael Jr., Ali Kamel. "Estudo, modelamento e simulação das principais figuras de mérito de fotodetectores infravermelhos à poços quânticos".2007. Total de folhas: 106. Monografia – Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos.
- [7] Levine, B.F. Quantum well infrared photodetectors. J.Appl. Phys.n.74, Vol.8, 15<sup>th</sup> October 1993.
- [8] Gunapala, S. D. and Bandara, S.V. Quantum well infrared photodetector (QWIP) Focal Plane Arrays. Semiconductors and Semimetals. Vol.62. 1999.
- [9] P. Harrison. Quantum Wells, Wires and Dots: Theoretical and Computational Physics Wiley. 2<sup>nd</sup> ed.Chichester.UK 2005.
- [10] Fu,Y. and Willander. M. Optical coupling in quantum well infrared photodetector by diffraction grating. J.Appl. Phys.n.10.Vol.84. 15<sup>th</sup>

Nov 1998.

- [11] Institute of Microelectronic's site, Disponível em:  
<<http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/quay/node34.html>>; e  
<<http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/quay/node35.html>>.  
Acesso em 18 mai. 2007.
- [12] Institute of Microelectronic's site. Disponível em:  
<<http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/palankovski/node48.html>>.  
Acesso em 18 mai. 2007.
- [13] Andrews, S.R. and Miller, B.A.. Experimental and theoretical studies of the performance of quantum well infrared detectors. J.Appl. Phys.n.70, Vol.2, 15<sup>th</sup> July 1991.
- [14] Alves, F.D.P., Kurunasiri, G., Hanson, N.,Byloos, M., Liu, H.C., Bezinger, A. and Buchanan, M. NIR, MWIR and LWIR quantum well infrared photodetector using interband and intersubband transitions. Infrared Physics & Technology. 2006. Elsevier.