

Avaliação Teórica e por Simulação de um Bolômetro de VO_2

Gilson Moura Silva Neto

Dissertação de Mestrado submetida à Coordenação do Curso de Mestrado em Engenharia Elétrica da Universidade Federal da Bahia, como parte dos requisitos para obtenção do grau de Mestre em Ciências no domínio da Engenharia Elétrica.

Área de Concentração: Processamento de Sinais

Luiz Alberto Luz de Almeida, Prof. Dr.

Orientador

Helmut Neff, Prof. Dr.

Co-Orientador

Salvador, Bahia, Brasil

©Gilson Moura Silva Neto, Junho de 2010

Avaliação Teórica e por Simulação de um Bolômetro de VO_2

Gilson Moura Silva Neto

Dissertação de Mestrado

Luiz Alberto Luz de Almeida, Prof. Dr.

Orientador

Helmut Neff, Prof. Dr.

Co-Orientador

Luiz Fernando Schelp, Prof. Dr.

Componente da Banca

Iuri Muniz Pepe, Prof. Dr.

Componente da Banca

Marcio Luis Ferreira Nascimento, Prof. Dr.

Componente da Banca

Salvador, Bahia, Brasil, Junho de 2010

Dedicatória

A meus pais, Elzane e Gilson, a minha esposa, Soraya e a minha irmã, Clarissa.

Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer a Deus, pela presença constante na minha vida, mesmo quando eu sou ausente, pela infinidade do Seu amor e compreensão, por me proteger de tantos males e por me dar força para continuar diante das adversidades.

Aos meus pais, Elzane e Gilson, pela minha formação, pelo amor, pela dedicação e por nunca me deixarem desistir. Eles são, sem dúvida, as pessoas que mais merecem as congratulações por tudo aquilo que eu consigo alcançar.

A minha esposa, Soraya, pelo amor, dedicação e pelo incentivo a continuar, mesmo quando o tempo dedicado a este trabalho significava privá-la de minha companhia e atenção.

A minha irmã, Clarissa, pela companhia, especialmente nos anos em Salvador, e por sempre estar presente nos momentos de dificuldade.

Aos meus demais familiares, especialmente aos meus avós Maria, Ilza, Gilson e Reubi. Eles também são em grande parte responsáveis por estar aqui hoje.

Ao professor e amigo Luiz Alberto, por ter me iniciado nos caminhos da ciência e da vida profissional. Devo a ele muito daquilo que eu consegui aprender nos anos de graduação e de mestrado.

Ao professor e amigo Helmut Neff pela dedicação, pelo entusiasmo contagiante e pelas incontáveis contribuições para este trabalho.

Aos colegas Jorgean e Alfredo, pelo trabalho em equipe desempenhado no início deste estudo e pelas importantes contribuições para os resultados aqui apresentados.

Aos muitos colegas e amigos da UFBA e da Omegazero, pelos agradáveis anos de graduação e de mestrado, por terem abrandado com a sua companhia o sofrimento nos tantos momentos de dificuldade e principalmente pela oportunidade de enriquecer minha vida com tantas amizades.

Ao Departamento de Engenharia Elétrica da UFBA, representado pelos seus professores e funcionários.

Resumo

A influência da realimentação eletrotérmica e da histerese, nas condições de operação e na performance em relação ao ruído de um bolômetro fabricado com VO_2 , foi avaliada teoricamente e através de simulação, nos modos de operação com corrente constante (CCM) e tensão constante (CVM). O modelo utilizado consiste na equação de conservação da energia no sensor acoplada ao modelo de histerese L^2P (*Limiting Loop Proximity*). O material apresenta uma transição de fase de primeira ordem de semicondutor para metal, localizada na faixa de temperatura de $40^\circ C \leq T_S \leq 70^\circ C$. Em virtude da realimentação eletrotérmica, todos os parâmetros do dispositivo, como a temperatura necessária no dissipador de calor, a amplitude de saída, a constante de tempo, a faixa de linearidade, a responsividade, a amplitude do ruído e a detectividade apresentam variação complexa e não linear com a temperatura, com as condições de polarização, com a amplitude da entrada e com a largura da histerese. Além disso, a estimativa das figuras de mérito é influenciada pelo efeito da acomodação. Portanto, foi necessário o desenvolvimento de metodologias para reduzir tal influência. A realimentação eletrotérmica positiva no CVM causa instabilidade local para altos valores de polarização e, em virtude disso, foram determinados os limites da tensão de polarização na faixa de temperatura estudada. Entretanto, foi mostrado que, mesmo com tensões acima do limite de estabilidade, o sistema é globalmente estável, mas o desempenho é comprometido nessa condição. No modo de corrente constante, a responsividade é relativamente alta para uma ampla faixa de temperatura. Todavia, no modo de tensão constante, este parâmetro apresenta uma pequena faixa de operação centrada na região de transição. A qualidade do material, que impacta a largura da transição e da histerese e a magnitude do ruído flicker, afeta de forma crucial a performance do dispositivo. Em condições de baixa largura de histerese e com baixos níveis de ruído $1/f$, a detectividade aumenta em ambos os modos de operação.

Abstract

The influence of electro-thermal feedback and hysteresis onto operation conditions, noise and performance of a VO_2 -transition edge bolometer has been evaluated theoretically and by simulation in the constant current mode (CCM) and in the constant voltage mode (CVM). The dynamic model consists of the energy conservation equation in the sensor coupled with the L^2P (Limiting Loop Proximity) hysteresis model. The material comprises a first order semiconductor-to-metal phase transition (SMT), located within the temperature range of $40^\circ C \leq T_S \leq 70^\circ C$. Due to electrothermal feedback, all device parameters as: required heat sink temperature, output voltage and current response, time constant, linear dynamic range, responsivity, noise and detectivity display complex and nonlinear variations with temperature, electrical biasing conditions, input radiation levels and hysteresis width. Furthermore, the parameters evaluation is influenced by accommodation effect. Therefore, some methodologies have been studied to reduce this influence. The positive electrothermal feedback in CVM causes local instability for large biasing values and, for this reason, it was necessary to predict the voltage limits in the studied temperature range. Nevertheless, it was shown that, even with large biasing voltage, the system is globally stable, but the device's performance is jeopardized in this situation. In the constant current mode, device responsivity extends over a broad temperature range, but is sharply localized and restricted to the SMT center under constant voltage operation. Film quality, accounted for by transition and hysteresis width and flicker noise magnitude, crucially affects device performance. Towards the weak hysteretic case and at low 1/f-noise levels device detectivity improves substantially in both operation modes.

Conteúdo

1	Introdução	4
1.1	Figuras de Mérito Estudadas	8
1.2	Organização do Texto	8
2	Conceitos Acerca de Bolômetros	10
2.1	Introdução	10
2.2	Comparação entre os Detectores de Fótons (Quânticos) e os Detectores Térmicos	11
2.2.1	Comparação das Tecnologias em Relação à Detectividade Limite	12
2.3	Constituição Física de um Bolômetro	16
2.4	Figuras de Mérito	17
2.4.1	Coeficiente de Variação da Resistência Elétrica com a Temperatura (TCR)	18
2.4.2	Responsividade	18
2.4.3	Constante de Tempo	18
2.4.4	Potência Equivalente de Ruído (NEP)	18
2.4.5	Detectividade (D) e detectividade específica (D*)	19
2.5	Bolômetros de VO_2	19
2.5.1	Aplicação de filmes finos de VO_2 como elemento sensor de bolômetros . .	21
3	Modelo de Histerese L^2P da Característica $R \times T_S$ de filmes finos de VO_2	22
3.1	Resistência Elétrica nos Filmes Finos de VO_2	23
3.2	Filme Fino de VO_2 como um Meio Composto	24
3.3	Histerese no Filme fino de VO_2	25
3.4	Modelagem da Histerese na Característica $g \times T_S$	27
3.5	Obtenção dos Parâmetros do Modelo	29
3.6	Validação do Modelo	31
3.7	Conclusão	33
4	Análise Dinâmica do Bolômetro	34
4.1	O Sistema Não Linear	34
4.1.1	Desenvolvimento da Equação de Estado	34

4.1.2	Modos de Operação	35
4.1.3	Realimentação Eletrotérmica	36
4.2	Análise de Estabilidade	39
4.2.1	Auto-estabilização em Bolômetros Construídos com Filmes Finos de VO_2 Operando no Modo Tensão Constante	43
4.3	Análise Teórica das Figuras de Mérito de Bolômetros Fabricados com VO_2	47
4.3.1	Responsividade	47
4.3.2	Constante de Tempo τ	48
4.3.3	Fontes de Ruído e Potência Equivalente de Ruído (NEP)	49
4.3.4	Detectividade, Detectividade Específica e a Figura de Mérito Geral	52
4.4	Plataforma de Simulação	53
4.4.1	Sistema de Controle de Temperatura	53
4.4.2	Simulações realizadas	54
4.5	Conclusão	55
5	Resultados	56
5.1	Parâmetros de Simulação	56
5.1.1	Características do Bolômetro	56
5.1.2	Características do Elemento Sensor de Temperatura	56
5.1.3	Constantes e Parâmetros do Modelo de Ruído	57
5.2	Determinação do Ponto Ótimo de Operação	58
5.3	Característica $R \times T_S$ do Elemento Sensor de Temperatura	60
5.4	Influência da Temperatura de Operação do Sensor	62
5.4.1	Comportamento do Ruído em Função da Temperatura	67
5.4.2	Comportamento da Detectividade Específica e da Figura de Mérito Geral em Função da Temperatura	68
5.5	Influência da Polarização	70
5.5.1	Comportamento do Ruído em Função da Polarização	73
5.5.2	Comportamento da Detectividade Específica e da Figura de Mérito Geral em Função da Polarização	75
5.6	Influência da Largura da Histerese (Qualidade do Material)	76
5.7	Linearidade	78
5.8	Resposta em Frequência	83
5.9	Efeito da Acomodação	86
5.9.1	Variação dos Parâmetros de Desempenho ao Longo dos Ciclos	92
5.10	Influência da Constante de Ruído Flicker na Detectividade Específica e na Figura de Mérito Geral em Baixa Frequência	94

5.11	Comparação de Bolômetros de VO_2 com Bolômetros Fabricados com Supercon- dutores de Temperaturas de Transição Elevadas	96
5.12	Análise Comparativa do Bolômetro de VO_2 Estudado	99
5.13	Conclusão	100
6	Considerações Finais	103

Lista de Figuras

2.1	Comparação da detectividade específica teórica com a de vários detectores de IR comerciais na temperatura indicada (Rogalski, 2003). A frequência de corte é de $1000Hz$ para todos os dispositivos, exceto para a termopilha (<i>thermopile</i>), para o termopar (<i>thermocouple</i>), para o bolômetro (<i>bolometer</i>), para a célula de Golay (<i>Golay cell</i>) e para o detector piroelétrico (<i>pyroelectric detector</i>), que é de $10Hz$. Assume-se que cada detector mede em todas as direções um meio cuja temperatura é de $300K$. As curvas teóricas (BLIP) para os detectores quânticos fotovoltaicos (<i>photovoltaic</i>) e fotocondutivos (<i>photoconductive</i>) são apresentadas tracejadas. No mesmo padrão, é mostrada a curva teórica para os detectores térmicos (<i>thermal detectors</i>). Siglas: PC - <i>photoconductive detector</i> , PV - <i>photovoltaic detector</i> e PEM - <i>photoelectromagnetic detector</i> (detector fotoeletromagnético).	14
2.2	Radiância espectral em função do comprimento de onda (Razeghi, 1998).	15
2.3	Fração de radiação transmitida através da atmosfera em uma distância de $1829m$ ao nível do mar em função do comprimento de onda (Razeghi, 1998).	16
2.4	Desenho esquemático de um bolômetro.	17
2.5	figure.2.5	
2.6	figure.2.6	
3.1	Características experimentais resistência-temperatura do filme fino de dióxido de vanádio, incluindo laços menores (de Almeida, 2003).	23
3.2	Características experimentais da evolução da fração volumétrica com a temperatura (círculos sólidos) (de Almeida, 2003).	26
3.3	Representação esquemática da histerese na evolução da fração volumétrica com a temperatura. Esta construção geométrica de uma curva reversa ilustra o conceito de proximidade de um ponto nesta curva ao laço principal (de Almeida, 2003).	26
3.4	Curvas experimentais decrescentes de primeira ordem resistência-temperatura (círculos sólidos) as curvas correspondentes obtidas através do modelo $R(T_S)$ (linhas contínuas) (de Almeida, 2003).	28

3.5	Curvas crescentes de primeira ordem resistência-temperatura (círculos sólidos), bem como as correspondentes curvas obtidas através do modelo (linhas contínuas) (de Almeida, 2003).	30
3.6	As curvas experimentais de ordem elevada (círculos sólidos), bem como as calculadas a partir do modelo (linhas contínuas). Período de excitação de temperatura de 25 minutos (de Almeida, 2003).	31
3.7	Três pares experimentais de laços menores para três regiões distintas (círculos sólidos) e os correspondentes laços menores obtidos através do modelo (linha contínua) (de Almeida, 2003).	32
4.1	Diagrama de blocos representativo da realimentação eletrotérmica do bolômetro operando no CCM.	38
4.2	Condição de estabilidade em função de V_B de bolômetros de VO_2 operando no CVM.	41
4.3	Efeito da acomodação nas trajetórias na característica $R \times T_S$ de bolômetros de VO_2 .	42
4.4	Aproximação realizada para o cálculo de $G_{EAN}(T_S)$.	42
4.5	Comparação entre a derivada de G_E e a curva anhisterética.	43
4.6	Condição de estabilidade em função de V_B calculada a partir da curva anhisterética.	44
4.7	Derivada temporal da temperatura no sensor para diferentes valores de V_B .	45
4.8	Derivada da condutância elétrica com a temperatura no laço principal da histerese e na curva anhisterética.	46
4.9	Resposta do sensor a uma entrada infinitesimal: presença do efeito de auto-estabilização.	46
4.10	Diagrama do sistema de controle da temperatura do sensor.	54
4.11	Diagrama de blocos do sistema simulado, destacando as variáveis manipuladas: T_{S0} , I_B ou V_B , ω , P_0 e K_N em negrito e itálico.	55
5.1	Comportamento da figura de mérito D^*/τ em função de I_{B0} e T_{S0} no CCM.	59
5.2	Comportamento da figura de mérito D^*/τ em função de V_{B0} e T_{S0} no CVM.	60
5.3	Histerese da característica $R \times T_S$ do filme fino de VO_2 .	61
5.4	Comportamento da derivada da resistência elétrica do filme fino de VO_2 com a temperatura do sensor.	62
5.5	Comportamento do TCR com a temperatura do sensor.	63
5.6	Comportamento de τ com a temperatura do sensor.	64
5.7	Comportamento da saída (ΔV ou ΔI) com a temperatura do sensor.	65
5.8	Comportamento da responsividade com a temperatura do sensor.	66
5.9	Comportamento da temperatura do dissipador com a temperatura do sensor.	66

5.10 Comportamento do ruído na saída do dispositivo operando no CCM com a temperatura do sensor.	67
5.11 Comportamento do ruído na saída do dispositivo operando no CVM com a temperatura do sensor.	68
5.12 Comportamento da detectividade específica com a temperatura do sensor.	69
5.13 Comportamento da figura de mérito geral com a temperatura do sensor.	69
5.14 Comportamento da constante de tempo do bolômetro com a polarização.	70
5.15 Comportamento da saída com a polarização.	71
5.16 Comportamento das funções $f(x)$ e $g(x)$	72
5.17 Comportamento da responsividade com a polarização.	72
5.18 Comportamento da temperatura do dissipador com a polarização.	73
5.19 Comportamento do ruído na saída do dispositivo operando no CCM com a polarização.	74
5.20 Comportamento do ruído na saída do dispositivo operando no CVM com a polarização.	74
5.21 Comportamento da detectividade específica com a polarização.	75
5.22 Comportamento da figura de mérito geral com a polarização.	76
5.23 Influência da qualidade do material nos laços menores da histerese.	77
5.24 Influência da qualidade do material na constante de tempo.	78
5.25 Influência da qualidade do material na responsividade.	79
5.26 Influência da qualidade do material na detectividade específica.	79
5.27 Influência da qualidade do material na figura de mérito geral.	80
5.28 Variação da constante de tempo com a potência do sinal incidente no CCM.	81
5.29 Variação da responsividade com a potência do sinal incidente no CCM.	81
5.30 Variação da constante de tempo com a potência do sinal incidente no CVM.	82
5.31 Variação da responsividade com a potência do sinal incidente no CVM.	82
5.32 Variação da responsividade com a frequência do sinal incidente.	83
5.33 Variação do ruído na saída do bolômetro operando no CCM com a frequência do sinal incidente.	84
5.34 Variação do ruído na saída do bolômetro operando no CVM com a frequência do sinal incidente.	85
5.35 Variação do ruído total na saída do bolômetro com a frequência do sinal incidente.	85
5.36 Comportamento da detectividade específica com a frequência do sinal incidente.	86
5.37 Comportamento da figura de mérito geral com a frequência do sinal incidente.	87
5.38 Descrição do fenômeno da acomodação a partir do comportamento da resistência elétrica para ciclos consecutivos de um sinal de temperatura periódico.	88

5.39	Estabilização da trajetória no fenômeno da acomodação. Até o ciclo 100, a oscilação de temperatura aplicada foi de $4K$. Para os ciclos de 101 a 200, foi aplicado um sinal de temperatura com oscilação de $2K$	89
5.40	Metodologia empregada para estimar os parâmetros com menor influência da acomodação. Nesta simulação, o sinal de temperatura aplicado possuía os mesmos valores nas reversões entre os ciclos 50 e 100 e entre os ciclos 150 e 200. Até o ciclo 50, foi aplicado um sinal de temperatura periódico de valor baixo, caracterizando um ponto inicial de baixa temperatura. Entre os ciclos 100 e 150, foi aplicado um sinal de temperatura periódico de valor elevado, para forçar um ponto inicial de temperatura elevada.	90
5.41	Acomodação na característica $R \times T_S$ do filme fino de VO_2 . Evidência da propriedade da trajetória acomodada formar um laço menor cujo centro tende à curva anhisterética.	91
5.42	Influência da acomodação nas estimativas de constante de tempo.	92
5.43	Influência da acomodação nas estimativas de responsividade.	93
5.44	Influência da acomodação nas estimativas de detectividade específica.	93
5.45	Influência da acomodação nas estimativas da figura de mérito geral.	94
5.46	Influência da constante de ruído flicker na detectividade do bolômetro.	95
5.47	Influência da constante de ruído flicker na figura de mérito geral do bolômetro.	96
5.48	Comportamento da figura de mérito geral em função da temperatura de operação e da corrente de polarização para diferentes valores da constante de ruído flicker. Os valores utilizados foram: $K_N = 2,4 \times 10^{-22}$ em (a), $K_N = 1,0 \times 10^{-20}$ em (b) e $K_N = 3,2 \times 10^{-18}$ em (c).	97
5.49	Comportamento da figura de mérito geral em função da temperatura de operação e da tensão de polarização para diferentes valores da constante de ruído flicker. Os valores utilizados foram: $K_N = 2,4 \times 10^{-22}$ em (a), $K_N = 1,0 \times 10^{-20}$ em (b) e $K_N = 3,2 \times 10^{-18}$ em (c).	98

Lista de Símbolos e Abreviações

Símbolos

A	área efetiva do sensor térmico
C_{eff}	capacitância térmica efetiva do bolômetro
d	espessura do filme de VO_2
D	detectividade do bolômetro
D^*	detectividade específica do bolômetro
$f(\cdot)$	função qualquer
f	frequência
$F_L(T)$	descreve as curvas ascendentes e descendentes principais de g
g_i	fração volumétrica de cada fase i no filme de VO_2
g	fração volumétrica de microcristais na fase semicondutora do filme de VO_2
$g(\cdot)$	função qualquer
$\tilde{g}$	fração volumétrica experimental
G_{eff}	condutância térmica entre o elemento sensor e o sorvedor de calor
G_E	condutância elétrica do elemento sensor de temperatura
$\mathcal{H}[\cdot]$	modelo ou operador de histerese
I	corrente no elemento sensor de temperatura
I_B	corrente de polarização do elemento sensor de temperatura
I_{B0}	corrente de polarização do elemento sensor de temperatura no ponto de operação
I_{TOT}	corrente de ruído total do bolômetro
J_E	potência dissipada por efeito Joule
$J_{MQN}(\theta)$	erro médio quadrático normalizado
k	variável que representa a realimentação eletrotérmica
k_B	constante de Boltzmann
k_A	ganho de malha aberta do modelo dinâmico do bolômetro
K_N	constante do ruído Flicker
$P(\cdot)$	função de proximidade
P_0	potência de radiação incidente no filme

R	resistência elétrica do elemento sensor
$R - T$	plano de fase resistência-temperatura
$R \times T_S$	característica resistência-temperatura no VO_2
S	responsividade do bolômetro
s	seqüência discreta de memória
t	tempo
T	temperatura
T_H	temperatura do dissipador de calor
T_S	temperatura do elemento sensor de temperatura
T_{S0}	temperatura do elemento sensor de temperatura no ponto de operação
T_p	temperatura de proximidade
(T_0, g_0)	ponto de interesse no plano $R - T$
(T_r, R_r)	ponto de reversão qualquer no plano $R - T$
(T_r, g_r)	ponto de reversão qualquer no plano $g - T$
(T_r^i, R_r^i)	ponto inicial da curva D_i
$u(t)$	degrau unitário
V	tensão no elemento sensor de temperatura
V_{TOT}	diferença de tensão de ruído total do bolômetro
V_B	diferença de tensão de polarização
x, y, z	variáveis quaisquer
i, j, k	índices quaisquer
w	parâmetro de $F_L(T)$ - largura da histerese
δ	sinal de $\frac{d(\cdot)}{dt}$
β	parâmetro de $F_L(T)$ - inclinação da histerese
τ	constante de tempo efetiva do bolômetro
ε	constante de absorção de potência incidente no sensor térmico
Δf	largura de banda do amplificador do bolômetro
ΔR	diferença de resistência elétrica
ΔT	diferença de temperatura.
σ_B	constante de radiação de Stefan-Boltzmann
ω	frequência angular

Abreviaturas

No caso de abreviaturas internacionalmente conhecidas, optou-se por manter as mesmas em inglês.

CCM	Constant Current Mode
CTM	Constant Temperature Mode
CVM	Constant Voltage Mode
EMA	Effective Medium Approximation
ETF	Electro-Thermal Feedback
IR	Infrared Radiation
L^2P	Limiting Loop Proximity
NEP	Noise Equivalent Power
NTC	Negative Temperature Coefficient
PTC	Positive Temperature Coefficient
TCR	Temperature Coefficient of Resistance
YBCO	Yttrium Barium Copper Oxide.

Capítulo 1

Introdução

Os bolômetros operando na região de transição dos materiais que compõem o elemento sensor de temperatura têm atraído a atenção, por serem sensíveis e por poderem operar em uma ampla faixa do espectro de radiação. Algumas aplicações incluem os microcalorímetros para raios x, raios gama e detecção de partículas nucleares e *bolometer mixers* (Irwin et al. 1998). A construção física e a otimização de dispositivos baseados em supercondutores com temperatura de transição baixa e elevada (*low and high T_C transition edge devices*) é hoje bem conhecida. Além disso, instrumentos com desempenhos cada vez melhores vêm sendo desenvolvidos (Neff et al. 1995, de Nivelle et al. 1997). Todavia, o projeto e a operação de bolômetros baseados em supercondutores operando na região de transição é tecnicamente complexo e caro. Isto é devido principalmente à necessidade de controle de temperatura em regiões próximas ao zero absoluto, sendo comum o emprego de criogenia (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008).

Recentemente, foram apresentados dispositivos possuindo boa performance operacional em temperaturas próximas às do ambiente, na ausência de transição de fase (Chi-Anh et al. 2005, Chen et al. 2007). Neste contexto, o VO_2 vem sendo utilizado na fabricação de sensores e transdutores com aplicação em detecção, modulação e chaveamento óptico (Jerominek et al. 1993). A primeira evidência experimental da possibilidade de utilizar filmes de VO_2 em bolômetros na região de transição foi proposta por Reintsema et al. (1999). Nesse trabalho, Reintsema *et al* propõem uma técnica que possibilita o aproveitamento do valor elevado em módulo do TCR nesta região. Em (de Almeida et al. 2001), a proposição de uma formulação matemática para a técnica desenvolvida por Reintsema et al. (1999) permitiu que fossem obtidos, por simulação, resultados similares aos obtidos experimentalmente, indicando que a operação de bolômetros na região de histerese é uma alternativa a ser investigada com um nível maior de detalhamento. Contudo, no que diz respeito à utilização de filmes finos de VO_2 , ainda não há uma completa compreensão da interação entre os parâmetros operacionais e de polarização e as características do material, com o intuito de se obter desempenho ótimo para a aplicação em imageamento de

infravermelho (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008).

A existência de uma transição de fase de semicondutor para metal em filmes policristalinos de dióxido de vanádio, bem como nos cristais desse material, é bem conhecida (Morin 1959, Zylbersztein & Mott 1975). Tal transição ocorre em uma faixa de temperatura de 40°C até 70°C , ou seja, ligeiramente acima da temperatura ambiente (de Almeida 2003). O mecanismo físico e a origem da transição de fase do VO_2 ainda é controversa (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). Um dos principais efeitos deste fenômeno, em relação às características macroscópicas do material, é uma redução da resistência elétrica em quatro ordens de magnitude em uma pequena faixa de temperatura, onde ocorre a mudança do tipo de condução de semicondutor para metal.

A transição de fase de primeira ordem apresentada pelo dióxido de vanádio não ocorre globalmente em uma temperatura crítica (Donev 2008). Ao contrário, esta é formada a partir de uma série de transformações ocorridas na escala dos microcristais depositados no filme fino, cada uma caracterizada por uma temperatura de transição própria (Shadrin & Ilinskii 2000). Portanto, dentro da região de transição, o filme fino de dióxido de vanádio pode ser caracterizado como um meio composto, apresentando regiões de características de metal e outras de semicondutor, em equilíbrio metaestável (Choi et al. 1996, Klimov et al. 2002, Sharoni et al. 2008, Donev 2008). Este fenômeno pode ser estudado a partir de um modelo de transformação martensítica, conforme é descrito por Donev (2008) e em trabalhos anteriores por ele referenciados.

Cada transição de fase dos microcristais que compõem o filme fino de dióxido de vanádio resulta em liberação de energia. Parte desta é armazenada no próprio sistema e outra é dissipada de forma irreversível. Após tal processo, o sistema, constituído por uma nova proporção entre regiões metálicas e semicondutoras, atinge um ponto de equilíbrio termoelástico. A ocorrência de uma nova transição de fase demanda o rompimento de uma barreira energética, o que é alcançado a partir do aumento da diferença entre a temperatura do sistema e a temperatura crítica do material ($T_C \approx 340\text{K}$), que constitui a força motriz para a transição de fase. A existência de tal barreira energética causa, para cada cristal, uma diferença entre as temperaturas em que ocorrem as transições de semicondutor para metal e vice versa (Donev 2008). Tal efeito dá origem a uma histerese, que se manifesta nos dados experimentais de diferentes características físicas do material em função da temperatura (Haidinger & Gross 1972, de Almeida et al. 2001).

Dados experimentais mostram que a histerese de um cristal isolado de VO_2 é vertical em relação ao eixo de temperatura (Shadrin & Ilinskii 2000, Klimov et al. 2002, Sharoni et al. 2008). Tal comportamento decorre da mudança drástica das características físicas, tanto elétricas quanto ópticas, que marcam a transição de fase. A largura dessa histerese é função do tamanho do cristal, da presença de impurezas, dentre outros fatores (Klimov et al. 2002, Donev 2008).

De acordo com os resultados apresentados em (Sharoni et al. 2008), a histerese presente

na resistividade elétrica macroscópica do filme de VO_2 é composta por diversos saltos. Dentre estes, as mudanças de maior amplitude são atribuídas à superação do limiar de percolação no meio. Entretanto, a resolução e a frequência de amostragem da instrumentação usualmente empregada na medição desta propriedade impossibilitam a visualização deste fenômeno, o que torna a característica $R \times T_S$ visualmente suave. De uma forma geral, o formato da histerese é função das condições de síntese do filme, da orientação cristalográfica do filme e do substrato, do tipo de substrato, da espessura do filme, do tamanho e da distribuição dos grãos, dentre outros fatores (Donev 2008).

Fazendo-se uma análise global do coeficiente de variação da resistência elétrica com a temperatura ($TCR = (1/R)(dR/dT)$) de um filme fino de VO_2 , constatam-se comportamentos diferenciados a depender do ponto de operação em relação à mudança de fase. Na região semicondutora, o VO_2 possui TCR negativo com módulo em torno de $3\%^\circ C^{-1}$. Na região de transição, onde há um crescimento abrupto da condutividade elétrica, o TCR assume valores ainda negativos e da ordem de $60\%^\circ C^{-1}$ (de Almeida 2003). Contudo, para temperaturas elevadas e superiores à transição, onde há predominância do comportamento de metal, o TCR é positivo. É válido ressaltar que a operação no estado metálico é hoje obsoleta em virtude dos baixíssimos valores de resistência elétrica e de dR/dT .

Os dados apresentados de TCR na região de transição de filmes finos de dióxido de vanádio, quando comparados com a região semicondutora, demonstram a possibilidade de melhoria do desempenho do bolômetro ao operá-lo nesta faixa de temperatura. Contudo, a característica $R \times T_S$ nesta região apresenta forte não linearidade e histerese. Tal fato dificulta a modelagem, a análise e a otimização de dispositivos fabricados com este elemento sensor de temperatura. Além disso, resultados apresentados por Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov (2008) mostram que o aumento da largura da histerese tende a degradar o desempenho do bolômetro operando na região de transição. Apesar disso, tal largura pode ser reduzida a partir da utilização de técnicas de deposição e processamento melhoradas (Narayan & Bhosle 2006, Suh et al. 2004), o que abre a possibilidade de se obter dispositivos com performance superior, tornando ainda mais atrativa a operação dentro da região de transição.

Neste contexto, o presente trabalho tem como objetivo analisar as figuras de mérito de bolômetros empregando filmes finos de dióxido de vanádio como elemento sensor de temperatura. Estes dispositivos podem operar no estado semicondutor, com temperaturas abaixo de $40^\circ C$, ou na região de transição, entre $40^\circ C$ e $70^\circ C$. Ao se apresentar em temperaturas ligeiramente superiores às do ambiente, a operação entre o estado de semicondutor e de metal simplifica muito a instrumentação.

Os modos de operação empregados foram: tensão constante (CVM - *Constant Voltage Mode*) e corrente constante (CCM - *Constant Current Mode*), nos quais o bolômetro apresenta forte realimentação eletrotérmica (ETF - *Electro-Thermal Feedback*). Uma terceira forma de

operação é a de temperatura constante (CTM), frequentemente empregada em medições com fluxo de gás (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). Este modo de operação é também conhecido como anemômetro de fio quente e não foi considerado no presente trabalho.

A presença da ETF nos modos de operação estudados impacta no comportamento não linear. Este fenômeno é causado pelo auto aquecimento do elemento sensor de temperatura a partir da potência dissipada por efeito joule em virtude da polarização. Outro fator que tem grande influência no comportamento da realimentação eletrotérmica são os elevados valores de dR/dT , em módulo, na região de transição, além do comportamento não linear desta variação. Quantitativamente, a realimentação eletrotérmica tem relação direta com dR/dT , sendo negativa no CCM e positiva no CVM, na faixa de temperatura estudada. Portanto, esta causa estabilização do dispositivo operando com corrente constante, mas pode causar instabilidade na operação com tensão invariável. Diante disso, foram estudados limites de operação no CVM de forma a garantir a operação em torno de um ponto de equilíbrio estável. Apesar disso, neste trabalho são apresentados resultados que mostram que ao se trabalhar com valores de tensão de polarização superiores aos limites de estabilidade para o ponto de operação, ocorre a instabilidade local do ponto de equilíbrio, mas o dispositivo continua apresentando estabilidade global. Isto se deve ao comportamento não linear do bolômetro, que resulta no surgimento de dois pontos de equilíbrio estáveis ao redor do ponto de equilíbrio instável, quando há a operação com tensão de polarização elevada. Entretanto, é ressaltado que a operação nessas condições deve ser evitada, pois a temperatura de equilíbrio resultante se encontraria em regiões de operação com desempenho já comprometido ou, em casos extremos, poderia causar danos a elementos do dispositivo (Neto, Leal, de Almeida & Neff 2008).

Uma das figuras de mérito que é mais afetada pela realimentação eletrotérmica é a constante de tempo. Esta é definida pelas propriedades termo-físicas do dispositivo e é afetada pelo ponto de operação, ou seja, pela polarização e pela temperatura. De uma forma geral, a realimentação eletrotérmica negativa resulta na redução da constante de tempo, sendo preferida quando há a necessidade de se trabalhar com sensores com dinâmica rápida (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008).

Os estudos realizados no presente trabalho fizeram uso do modelo de histerese independente da taxa L^2P , inicialmente proposto em (de Almeida 2003), acoplado à equação de conservação de energia no elemento sensor de temperatura, de forma a constituir um modelo dinâmico para o bolômetro. O modelo de histerese empregado é capaz de descrever a histerese da característica $R \times T_S$ do filme fino de dióxido de vanádio, representando efeitos como a formação de laços menores interiores ao laço principal da histerese. Outro fenômeno que tem grande impacto no comportamento do dispositivo é a acomodação dos laços menores quando da aplicação de um sinal de entrada arbitrário, passando sucessivas vezes por dois pontos constantes e tendo

crescimento ou decrescimento monótono entre eles. Tal fenômeno é também apresentado pelo modelo L^2P , de forma que foi possível realizar um breve estudo do impacto da acomodação nas figuras de mérito. A partir do conhecimento adquirido em tais análises, foi possível adotar uma metodologia que reduziu a influência da acomodação nos resultados.

1.1 Figuras de Mérito Estudadas

Uma das mais elementares figuras de mérito existente para bolômetros é a responsividade. Esta representa a razão em que a potência da luz incidente no dispositivo (tratada neste trabalho como sinal de entrada) afeta a saída, sendo esta tensão (CCM) ou corrente (CVM). Resultados preliminares da variação da responsividade em função da temperatura de operação do bolômetro são apresentados em (de Almeida 2003). No presente trabalho, são apresentados resultados mais detalhados deste e de outros parâmetros em função da temperatura de operação, da polarização, da largura da histerese e do processo de acomodação dos laços menores. São ainda abordados aspectos em relação ao limite de operação linear e à faixa de frequência para a operação.

A constante de tempo (τ) também foi avaliada. Seu comportamento tem forte relação com a realimentação eletrotérmica presente no bolômetro, aumentando o seu valor no CVM e reduzindo no CCM. A constante de tempo é fator crucial na determinação da faixa de operação em frequência, sendo necessário minimizá-la nas operações com sinais de rápida variação, indicando-se neste caso a operação no CCM.

A operação ótima do sensor depende do estabelecimento de uma alta detectividade, que está associada à máxima relação sinal/ruído. A associação da detectividade com a constante de tempo através do parâmetro D^*/τ define uma figura de mérito geral, relacionando ao mesmo tempo a relação sinal ruído com o limite de frequência nas condições de operação consideradas. Tal figura de mérito é abordada neste trabalho e foi utilizada no estabelecimento de uma região ótima de operação do bolômetro considerado.

1.2 Organização do Texto

No capítulo 2, são abordados os conceitos básicos acerca de bolômetros. É realizada uma breve discussão sobre os tipos de detectores de radiação infravermelha e é feita uma descrição resumida do mecanismo de funcionamento dos detectores térmicos, classe em que se enquadram os bolômetros. É ainda apresentada a estrutura geral de um bolômetro e as principais figuras de mérito que caracterizam o seu funcionamento.

No capítulo 3, é apresentado o modelo de histerese utilizado como base para o presente trabalho. É feita uma descrição do seu desenvolvimento até a estrutura final, que é capaz de representar os principais fenômenos da histerese de filmes finos de VO_2 . A metodologia

empregada na obtenção dos parâmetros do modelo é mostrada, assim como os resultados obtidos para um caso real. Por fim, são apresentados os resultados utilizados na validação do modelo.

No capítulo 4, são apresentadas as previsões teóricas para o comportamento do bolômetro operando com um filme fino de VO_2 como elemento sensor de temperatura. É mostrada a equação que descreve a dinâmica do dispositivo, acoplada com o modelo não linear de histerese. É evidenciada a presença da realimentação eletrotérmica e são realizadas previsões sobre o comportamento do dispositivo no CCM e no CVM, baseadas no tipo de realimentação presente. Diante da existência da realimentação eletrotérmica positiva, é feito um estudo de estabilidade do dispositivo operando no modo de tensão constante. São mostradas formas de calcular os limites para a polarização, de forma a garantir a operação em torno de um ponto de equilíbrio estável. Além disso, é apresentado o efeito da auto-estabilização, que garante a estabilidade global do dispositivo, mesmo operando com uma tensão acima dos limites supracitados. Em seguida, são apresentadas as equações que descrevem quantitativamente as figuras de mérito consideradas, além do modelo de ruído empregado. Por fim, é feita uma rápida descrição da plataforma de simulação utilizada na obtenção dos resultados.

O capítulo 5 é iniciado por uma descrição do bolômetro estudado. Em seguida, é descrita a metodologia empregada na determinação da região ótima de operação, de acordo com os critérios lá descritos. É analisada em detalhe a característica $R \times T_S$ do elemento sensor de temperatura. Em seguida, é abordada a influência da temperatura de operação, da polarização, da qualidade do material e do efeito da acomodação nas figuras de mérito adotadas. Há ainda análises acerca da linearidade do sistema e da faixa de frequência de trabalho.

No capítulo 6, são apresentados os comentários, as principais conclusões e as contribuições decorrentes dos resultados alcançados. São indicadas também propostas para pesquisas a serem realizadas futuramente.

Capítulo 2

Conceitos Acerca de Bolômetros

2.1 Introdução

Os principais tipos de detectores de radiação infravermelha são: os detectores de fótons, os receptores coerentes e os detectores térmicos. Os detectores de fótons respondem diretamente a fótons incidentes. Sua absorção libera um ou mais portadores de carga no detector, que podem: alterar a corrente no material, se mover diretamente para um amplificador de saída ou provocar uma mudança química. Os receptores coerentes respondem à intensidade do campo elétrico da radiação excitante e são capazes de manter as informações de fase sobre os fótons incidentes. Eles operam a partir da interferência do campo elétrico do fóton incidente no campo elétrico gerado por um oscilador local. Finalmente, os detectores térmicos absorvem fótons incidentes causando uma alteração na sua temperatura. Esta, por sua vez, tem um reflexo em uma ou mais propriedades elétricas do material, possibilitando a leitura de um sinal relacionado à entrada (Rieke 2002).

Os diversos tipos de detectores térmicos diferem pelo princípio utilizado para medir a excursão térmica causada pela radiação absorvida. Os radiômetros com termopilhas utilizam o princípio termoelétrico para converter a variação de temperatura em um sinal elétrico. Nos detectores pneumáticos de Golay, o calor absorvido por um filme fino é transferido para um pequeno volume de gás, aumentando a pressão interna. Esta elevação altera o ângulo de um espelho utilizado em um amplificador óptico, causando uma mudança na saída do dispositivo. Nos detectores piroelétricos, a energia absorvida a partir dos fótons incidentes causa uma variação na temperatura de um material, cuja constante dielétrica é uma função da temperatura. Este material compõe um capacitor polarizado por uma tensão constante, constituindo uma fonte de corrente proporcional à taxa de variação da constante dielétrica (Richards 1994). Finalmente, os bolômetros, desenvolvidos por Langley (1981), utilizam materiais cujas condutividades elétricas variam com a temperatura (Richards 1994, Rogalski 2003, de Almeida 2003).

Os bolômetros são detectores de infravermelho térmicos que utilizam a variação da re-

sistência elétrica do elemento sensor de temperatura para medir a radiação absorvida. O interesse por esta classe de sensores se dá pela possibilidade de projeto de dispositivos de baixo custo operando na temperatura ambiente (Rogalski 2003), pela existência de materiais cuja variação da resistividade com a temperatura é muito alta e por este ser um fenômeno largamente estudado. Portanto, torna-se possível a seleção de materiais e arquiteturas que otimizam o desempenho do bolômetro para diversas aplicações (Richards 1994).

2.2 Comparação entre os Detectores de Fótons (Quânticos) e os Detectores Térmicos

Neste tópico, é feita uma comparação sucinta entre os detectores de fótons e os térmicos, com o intuito de situar o presente estudo em relação à aplicabilidade da tecnologia abordada e as motivações para a realização deste trabalho. Toda a seção é baseada no trabalho de Rogalski (2003). Uma descrição detalhada das duas tecnologias para a detecção de IR pode ser encontrada em (Razeghi 1998, Rieke 2002, Rogalski 2003). Mais recentemente, Rogalski (2009) expôs uma análise sobre as tecnologias existentes e os materiais que se mostram mais promissores para o desenvolvimento dos novos detectores de radiação infravermelha. Dentre estas, os arranjos com bolômetros constituídos com óxidos de vanádio são apresentados como a alternativa mais utilizada para aplicações de imageamento com dispositivos não refrigerados (Rogalski 2009).

Historicamente, o progresso alcançado na tecnologia de detecção de radiação infravermelha está intimamente ligado aos detectores de fótons. Nesta classe de detectores, a radiação é absorvida pelo material através da interação com os elétrons dos átomos que constituem a sua estrutura, com os elétrons dos átomos das impurezas ou com os elétrons livres. O sinal elétrico observado na saída do dispositivo é então resultado da mudança na distribuição de energia no material. Em virtude do fenômeno envolvido na absorção do sinal de entrada, os detectores de fótons são seletivos em relação ao comprimento de onda da radiação. Eles apresentam ao mesmo tempo, excelente desempenho da relação sinal/ruído e do tempo de resposta. Entretanto, para alcançar tal resultado, esta classe de detectores requer controle de temperatura próxima ao zero absoluto, o que normalmente é feito através de refrigeração com criogenia.

A necessidade de operação em temperaturas muito baixas advém da prevenção da geração térmica de portadores de carga. Caso contrário, as transições dos níveis de energia dos elétrons provocadas termicamente iriam competir com aquelas causadas pela radiação incidente, fazendo com o que os dispositivos não refrigerados apresentem péssimo desempenho na relação sinal/ruído. Os requerimentos de refrigeração tornam os sistemas de IR baseados em fotodetectores volumosos, pesados e caros, o que é um obstáculo para uma difusão mais expressiva desta tecnologia.

A segunda classe de detectores de IR é a térmica. Neste tipo de dispositivo, a radiação incidente é absorvida e altera a temperatura do material, resultando na mudança em alguma propriedade física, que é medida. Tal fenômeno é independente da natureza do sinal e do seu comprimento de onda, dependendo somente da potência do mesmo. Contudo, não se pode afirmar que a sensibilidade do dispositivo como um todo é independente do comprimento de onda, pois a fração de potência absorvida pelo material é dependente da frequência (Theocharous et al. 2008).

Ao contrário dos detectores quânticos, os térmicos usualmente operam na temperatura ambiente. No entanto, eles possuem sensibilidade relativamente baixa e altos tempos de resposta, pois o princípio depende da variação de temperatura, o que é um processo tipicamente lento. Apesar disso, em virtude do seu baixo custo e da possibilidade de se projetar dispositivos de tamanho e peso reduzidos, esta tecnologia vem se difundindo em aplicações de baixo custo, que não requerem alta performance e velocidade. Além disso, por serem menos seletivos em relação ao comprimento de onda, são frequentemente usados em espectrômetros de IR. Historicamente, os detectores térmicos vêm se popularizando principalmente a partir da última década, quando foi possível desenvolver sistemas de imageamento não refrigerados de bom desempenho operando em taxas compatíveis com aplicações de vídeo.

Uma comparação dos limites teóricos das tecnologias pode fornecer um embasamento para identificar a aplicabilidade das mesmas, conforme será mostrado no tópico seguinte.

2.2.1 Comparação das Tecnologias em Relação à Detectividade Limite

No caso dos detectores quânticos, o desempenho do dispositivo é limitado pelo ruído provocado pela geração e recombinação de portadores de carga, que podem ocorrer por efeitos térmicos e de radiação de fundo. Portanto, para se alcançar alto desempenho, é necessário suprimir a geração térmica o máximo possível, o que é usualmente alcançado através de refrigeração por criogenia. Para fins práticos, a situação ideal ocorre quando a taxa de geração térmica é reduzida para valores inferiores à óptica. Estes requisitos podem ser relaxados em sistemas heteródinos, nos quais a excitação óptica do oscilador local domina a geração de portadores de carga, mesmo com elevados efeitos de geração térmica.

A geração total é definida como a soma da térmica e da óptica. Esta última é devida ao sinal de interesse e à radiação de fundo, sendo a segunda superior em muitos casos de detecção de IR. Quando a geração térmica é reduzida abaixo do nível da radiação de fundo, diz-se que é alcançada uma condição de BLIP (*Background Limited Infrared Photodetector*). A detectividade do dispositivo nesta condição é utilizada para se ter uma noção dos limites da tecnologia estudada.

No caso dos detectores térmicos, o limite teórico de desempenho é função do ruído de radiação de fundo. Este corresponde às variações de temperatura do elemento sensor causadas pela troca de calor por radiação entre este e o ambiente no qual o dispositivo está inserido. Quando o detector não é refrigerado, pode-se assumir que a radiação incide no elemento sensor por todas as direções. Nesta condição, a detectividade específica limite é de $D^* = 1,98 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$. Mesmo no caso de resfriamento do detector até temperaturas próximas ao zero absoluto, a detectividade apresentaria um aumento da ordem de $\sqrt{2}$. Portanto, esta é uma limitação básica de todos os detectores térmicos. É válido ressaltar ainda que a performance real de um detector térmico será inferior a esta previsão, em virtude de efeitos como:

- perdas por reflexão e absorção no encapsulamento;
- trocas de calor secundárias por condução e convecção;
- outras fontes de ruído, como flicker, resistivo e de flutuação térmica.

Valores típicos de detectividade específica de detectores térmicos operando em torno de 10Hz estão entre $10^8 \text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$ e $10^9 \text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$.

Na figura 2.1, é mostrada uma comparação das detectividades específicas teóricas dos detectores quânticos e térmicos com as de dispositivos de IR comerciais. A partir desta comparação, é possível perceber que a utilização de detectores térmicos é vantajosa principalmente à medida que é aumentado o comprimento de onda do sinal. Esta característica é função da seletividade da absorção do sinal pelos detectores de fótons, além da atuação diferenciada das fontes de ruído críticas, conforme foi discutido anteriormente. Além disso, o desempenho dos detectores térmicos passa a ser superior quando se eleva a temperatura de operação, mesmo em níveis criogênicos.

A faixa de comprimento de onda requerida para um detector de IR depende da temperatura dos corpos a serem identificados. Normalmente, a emissão de radiação é tratada através do conceito de corpo negro, assim definido por ser capaz de emitir e absorver radiação de qualquer frequência (Razeghi 1998). O espectro de tal radiação é estudado a partir da lei de Planck, que pode ser utilizada no cálculo da radiância espectral. Esta é definida como a potência emitida por unidade de área e de comprimento de onda e é mostrada na figura 2.2 para um corpo negro em diferentes temperaturas. Nota-se que o comprimento de onda onde se concentra a maior parte da energia emitida aumenta à medida que a temperatura do corpo negro considerada diminui. É válido ressaltar que o pico da radiância espectral de um corpo negro com 300K situa-se em torno de $9\mu\text{m}$.

Outro fenômeno que interfere na faixa de comprimentos de onda de interesse é a absorção pela atmosfera. Como exemplo, é mostrada na figura 2.3 a fração de radiação transmitida através da atmosfera por uma distância de 1829m , ao nível do mar, em função do comprimento

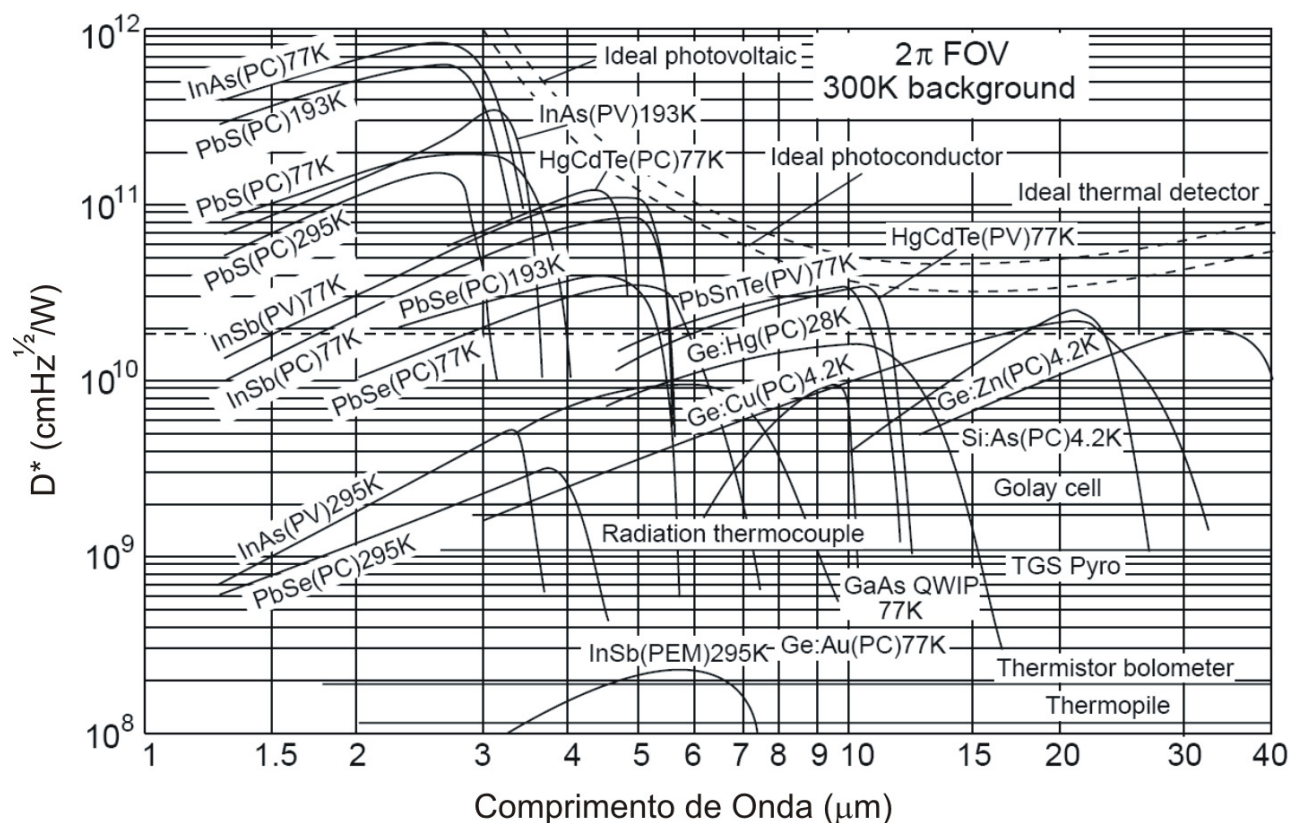


Figura 2.1: Comparação da detectividade específica teórica com a de vários detectores de IR comerciais na temperatura indicada (Rogalski, 2003). A frequência de corte é de 1000Hz para todos os dispositivos, exceto para a termopilha (*thermopile*), para o termopar (*thermocouple*), para o bolômetro (*bolometer*), para a célula de Golay (*Golay cell*) e para o detector piroelétrico (*pyroelectric detector*), que é de 10Hz . Assume-se que cada detector mede em todas as direções um meio cuja temperatura é de 300K . As curvas teóricas (BLIP) para os detectores quânticos fotovoltaicos (*photovoltaic*) e fotocondutivos (*photoconductive*) são apresentadas tracejadas. No mesmo padrão, é mostrada a curva teórica para os detectores térmicos (*thermal detectors*). Siglas: PC - *photoconductive detector*, PV - *photovoltaic detector* e PEM - *photoelectromagnetic detector* (detector fotoeletromagnético).

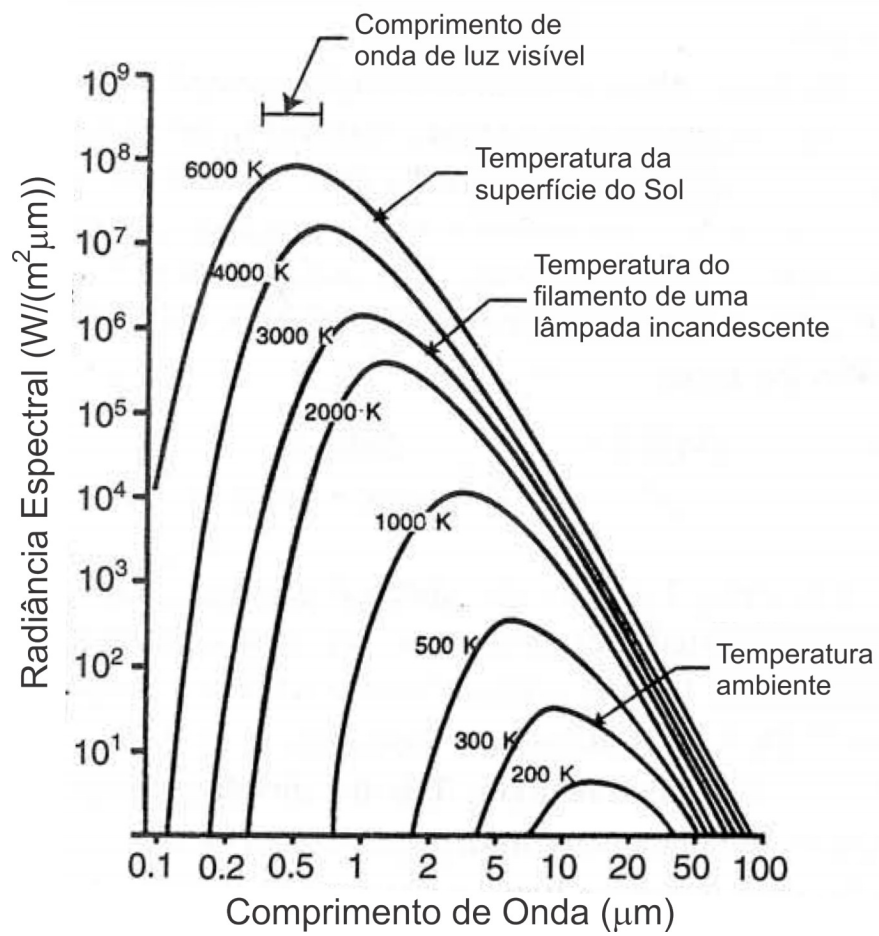


Figura 2.2: Radiância espectral em função do comprimento de onda (Razeghi, 1998).

de onda. As moléculas responsáveis por cada faixa de alta absorção, isto é, baixa fração transmitida, são identificadas. As regiões onde a transmitância se aproxima de 100% são denominadas de janelas espectrais da atmosfera. Dentre estas, duas são mais importantes, por se situarem na região entre $1 < \lambda < 20\mu m$, onde se concentra a maior parte da energia emitida pelos corpos com temperaturas entre $273K$ e $1273K$ (Razeghi 1998). São elas: comprimento de onda de IR médio (MWIR - *Middle Wavelength IR*) e comprimento de onda de IR longo (LWIR - *Long Wavelength IR*), respectivamente: $3 - 5\mu m$ e $8 - 14\mu m$. Portanto, de acordo com os resultados apresentados na figura 2.1, a aplicação de detectores térmicos tende a ser vantajosa quando se passa a operar entre as faixas de LWIR e VLWIR (*Very Long Wavelength IR*).

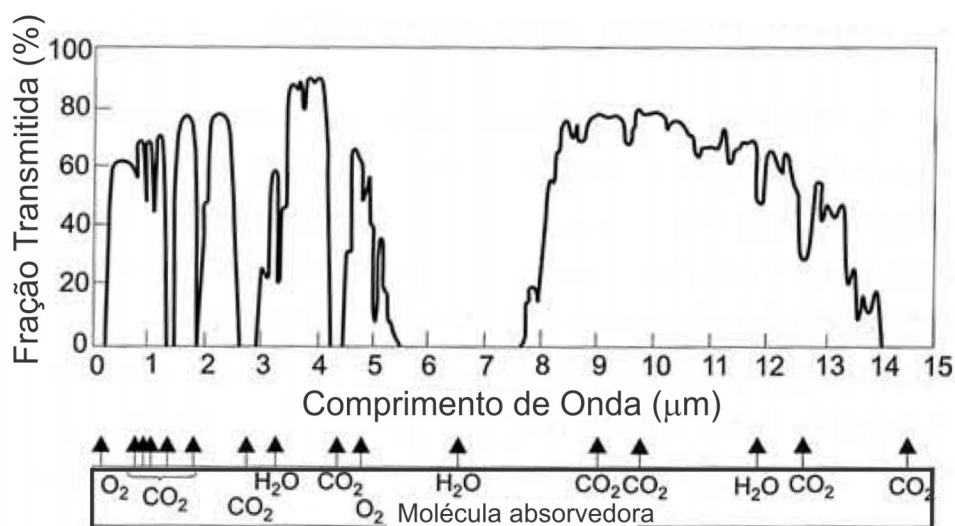


Figura 2.3: Fração de radiação transmitida através da atmosfera em uma distância de $1829m$ ao nível do mar em função do comprimento de onda (Razeghi, 1998).

2.3 Constituição Física de um Bolômetro

Um bolômetro típico é composto pelas seguintes partes: o receptor de radiação, o substrato, o sensor térmico, o conector térmico entre a parte termicamente sensível e uma referência de temperatura e o sorvedor de calor. Em alguns bolômetros um único componente pode desempenhar mais de uma destas funções. Já nos bolômetros compostos, cada elemento é responsável por uma destas etapas, de forma a possibilitar uma otimização independente (Richards 1994). Na figura 2.4 é apresentado um desenho esquemático simplificado da estrutura de um bolômetro composto.

No bolômetro estudado neste trabalho, um filme fino de dióxido de vanádio, de espessura entre $50nm$ e $100nm$, desempenha as funções de sensor de temperatura e de absorvedor óptico.

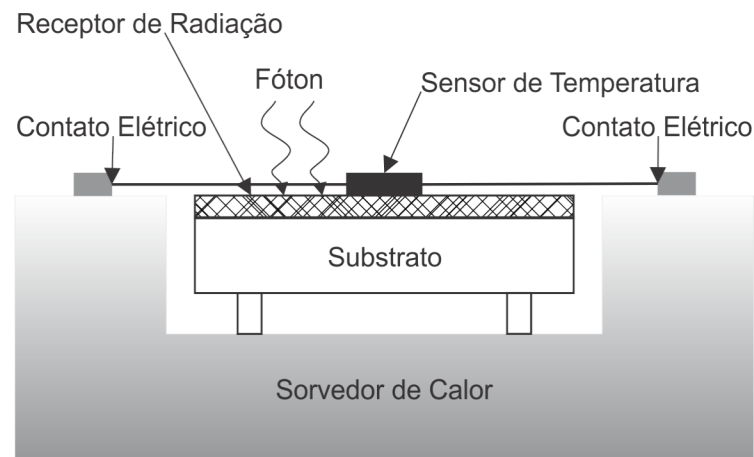


Figura 2.4: Desenho esquemático de um bolômetro.

Ele está depositado sobre uma membrana de silício de suporte com área de 1mm^2 e espessura de $1\mu\text{m}$. Tal membrana está suspensa e acoplada termicamente a um substrato de silício através de uma condutância térmica G_{eff} . Este último elemento opera como sorvedor de calor e tem a sua temperatura controlada.

Cada elemento de um bolômetro deve possuir características próprias, de forma a otimizar o desempenho do dispositivo. O receptor de radiação deve possuir um tamanho apropriado para interceptar o sinal a ser medido, deve possuir um alto coeficiente de absorção (eficiência quântica (Rieke 2002, Melo 2004)) na faixa espectral de interesse e uma baixa capacitância térmica. O substrato deve apresentar uma baixa capacitância térmica e uma alta condutância térmica, de forma a permanecer isotérmico durante a operação do bolômetro. O termômetro, usualmente ligado ao substrato ou ao receptor, deve possuir uma baixa capacitância térmica, baixo ruído elétrico, e uma resistência elétrica função da temperatura com uma taxa de variação adequada. A ligação térmica entre o sorvedor de calor e as demais partes do bolômetro deve possuir uma baixa capacitância térmica e uma condutância térmica ótima para a aplicação. O sorvedor de calor deve possuir temperatura estável, cujo valor deve ser determinado a partir da aplicação e do material utilizado como termômetro (Richards 1994, de Almeida 2003).

2.4 Figuras de Mérito

Os principais parâmetros a serem considerados no projeto e na caracterização de bolômetros são: o coeficiente de variação da resistência elétrica com a temperatura (TCR), a responsividade, a constante de tempo, a potência equivalente de ruído (NEP) e a detectividade (Rieke 2002, Melo 2004, Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). Além destes, pode-se considerar a razão entre a detectividade e a constante de tempo como um parâmetro geral, que inclui informações de relação sinal/ruído e resposta temporal do dispositivo (Neto,

de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008).

2.4.1 Coeficiente de Variação da Resistência Elétrica com a Temperatura (TCR)

O elemento termômetro contido na estrutura do bolômetro deve possuir uma resistência elétrica função da temperatura de forma conveniente (Richards 1994). Para mensurar esta dependência, determina-se o parâmetro TCR a partir da equação 2.1 (Rieke 2002, Melo 2004, de Almeida 2003).

$$TCR = \frac{1}{R} \left(\frac{dR}{dT} \right), \quad (2.1)$$

2.4.2 Responsividade

A responsividade é uma grandeza que está diretamente relacionada com a sensibilidade do bolômetro. Ela é definida como a razão entre a variação da grandeza elétrica de saída e a potência da radiação incidente, causadora desta variação, conforme a equação 2.2 (Rieke 2002, Richards 1994, Rogalski 2003, Melo 2004, Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008, de Almeida 2003).

$$S = \frac{Y}{P_0} \quad (2.2)$$

2.4.3 Constante de Tempo

A constante de tempo do bolômetro possui informações sobre o quão rápido o dispositivo irá reagir a uma excitação e o tempo que este levará para apresentar uma saída estável dada uma entrada do tipo degrau. Ela varia diretamente com a capacitância térmica equivalente do bolômetro, motivo pelo qual este parâmetro deve ser minimizado sempre que possível (Rieke 2002, Richards 1994, Rogalski 2003, Melo 2004, Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008, de Almeida 2003).

2.4.4 Potência Equivalente de Ruído (NEP)

A potência equivalente de ruído representa a potência da radiação incidente capaz de produzir uma variação na saída do dispositivo de valor eficaz igual ao do ruído em uma banda de 1 Hz (Rieke 2002, Richards 1994, Melo 2004). Ela também pode ser definida como a razão entre a potência de ruído medida numa banda de 1 Hz e a responsividade do bolômetro (de Almeida 2003). Dada a presença de N fontes de ruído, esta pode ser calculada a partir da equação 2.3 (Rieke 2002, Richards 1994, Melo 2004).

$$NEP^2 = \sum_{i=1}^N (NEP_i^2) \quad (2.3)$$

2.4.5 Detectividade (D) e detectividade específica (D*)

A detectividade do bolômetro está diretamente relacionada com a relação sinal ruído e é expressa como o inverso da NEP (Rieke 2002, Richards 1994, Melo 2004). Entretanto, importantes fontes de ruído em bolômetros, tal qual o ruído Johnson e o ruído de fótons, apresentam uma variação com a raiz quadrada da área do mesmo (Rieke 2002). Portanto, a NEP pode ser descrita aproximadamente como uma função deste parâmetro dimensional. Assim, para tornar possível a comparação entre sensores de diferentes tamanhos, determinou-se a detectividade específica (D*) como sendo a detectividade multiplicada pela raiz quadrada da área do sensor (Rieke 2002, Richards 1994, Melo 2004, Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008).

2.5 Bolômetros de VO_2

O dióxido de vanádio (VO_2) tem se popularizado como material utilizado na construção de elementos sensores de temperatura (Rogalski 2003). Atualmente, ele vem sendo usado como transdutor em aplicações tais como: detecção, modulação e chaveamento óptico (Jerominek et al. 1993). Este material apresenta transição de fase de estado sólido reversível entre semicondutor e metal. Tal transformação é causada pela mudança da temperatura e resulta em variações drásticas das características elétricas do material (Choi et al. 1996). Durante a transição de semicondutor para metal, ocorre uma mudança na estrutura cristalográfica do VO_2 . Em altas temperaturas, este se comporta como um metal paramagnético e apresenta uma estrutura cristalográfica do tipo rutilo (Mossanek 2007). Tal estrutura é apresentada na figura 2.5 e pode ser visualizada como um arranjo tetragonal formado pelos átomos do metal, cada um inserido num octaedro de oxigênio (Eyert 2002). Por sua vez, em baixas temperaturas, o material se comporta como semicondutor, possuindo resistividade cerca de quatro ordens de grandeza superior (de Almeida 2003). Além disso, nestas condições a simetria da estrutura cristalográfica passa de tetragonal para monoclínica, conforme é mostrado na figura 2.6 (Mossanek 2007, Eyert 2002).

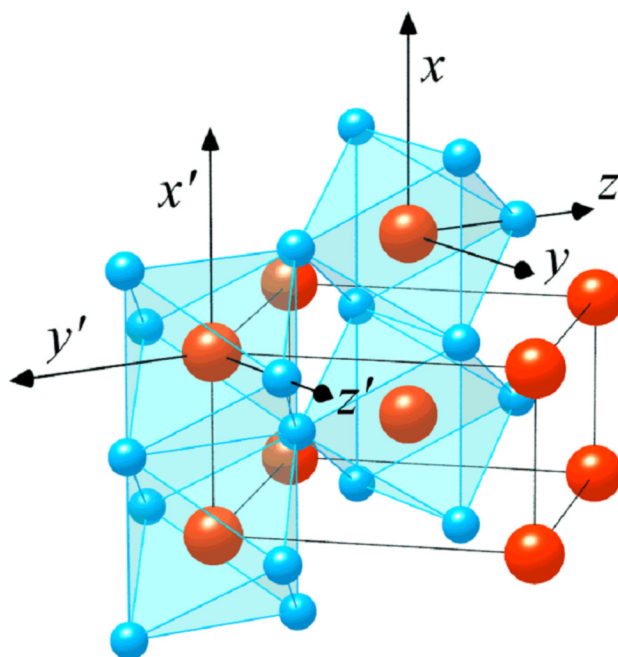


Figura 2.5: Esquema da estrutura cristalográfica do tipo rutilo. As esferas pequenas e azuis representam os átomos de oxigênio e as grandes e vermelhas representam os átomos de vanádio (Eyert 2002).

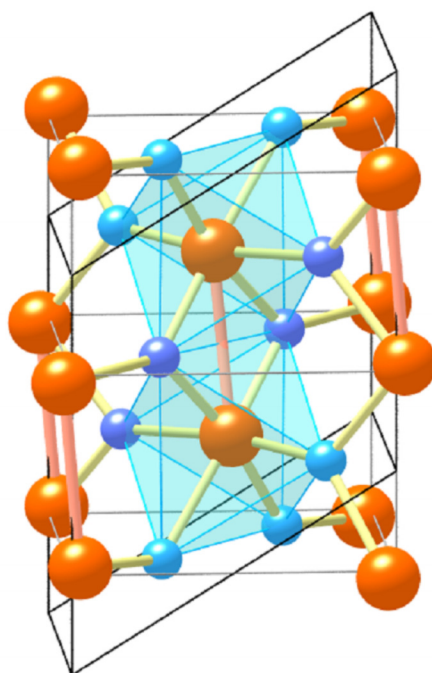


Figura 2.6: Estrutura monoclinica do VO_2 . As esferas pequenas e azuis representam os átomos de oxigênio e as grandes e vermelhas representam os átomos de vanádio (Eyert 2002).

2.5.1 Aplicação de filmes finos de VO_2 como elemento sensor de bolômetros

Os bolômetros podem operar refrigerados ou não refrigerados, a depender do elemento sensor de temperatura. Dentre os materiais utilizados para tal fim, os óxidos supercondutores possuem TCR da ordem de $40\%^\circ C^{-1}$, mas requerem refrigeração, operando em temperaturas próximas às do hélio e nitrogênio líquidos (de Almeida 2003). O dióxido de vanádio, apesar de apresentar TCR normalmente inferior, surgiu como alternativa atraente para a construção de bolômetros não refrigerados. Na região semicondutora, este material apresenta TCR da ordem de $3\%^\circ C^{-1}$ e vem sendo usado na construção de bolômetros operando com temperaturas próximas às do ambiente.

Na região de transição de semicondutor para metal, o TCR pode chegar a $60\%^\circ C^{-1}$, o que tenderia a melhorar o desempenho do elemento sensor de temperatura. No entanto, nesta região, a característica de resistividade em função da temperatura do material apresenta forte não linearidade e histerese, o que tem até então dificultado a sua aplicação. Um avanço foi dado no sentido de utilizar filmes finos de dióxido de vanádio como sensor de temperatura em bolômetros, através da modelagem da característica $R \times T_S$ pelo modelo L^2P (de Almeida et al. 2001). No entanto, maiores investigações ainda se fazem necessárias, com o intuito de caracterizar os bolômetros com filmes finos de VO_2 trabalhando nesta faixa de temperatura e de avaliar detalhes de projeto e de operação.

Capítulo 3

Modelo de Histerese L^2P da Característica $R \times T_S$ de filmes finos de VO_2

O dióxido de vanádio (VO_2) é utilizado na fabricação de sensores e transdutores com aplicações em detecção, modulação e chaveamento ótico (Jerominek et al. 1993). Este apresenta transição de fase de estado sólido, na qual o mesmo muda de característica semicondutora para metálica. Esta transformação é induzida por temperatura, e resulta em mudanças significativas nas propriedades elétricas do filme (Choi et al. 1996). Em decorrência disto, a aplicação de filmes finos de VO_2 na região de transição como detector de radiação infravermelha é favorecida por uma alta sensibilidade, quando comparada com as regiões semicondutora ou metálica. Entretanto, a utilização deste elemento ainda é restrita às regiões menos sensíveis em virtude da existência de histerese na característica $R \times T_S$ e da carência de resultados acerca da modelagem e da operação de bolômetros nestas condições.

A utilização de modelos lineares para descrever a característica $R \times T_S$ de filmes finos de VO_2 na região de transição acarreta em perdas de informação sobre a dinâmica dos bolômetros construídos com este sensor, que inviabilizam esta abordagem (de Almeida 2003). Diante disto, trabalhos anteriores estudaram a aplicação de modelos de histerese clássicos para este elemento. O modelo de Preisach é um dos modelos de histerese mais utilizados na literatura e é capaz de obter resultados em boa concordância com dados experimentais no caso de histereses simétricas (de Almeida 2003). Este foi utilizado por de Almeida et al. (2001), tendo sido capaz de representar a variação da resistência do filme em uma faixa limitada de temperatura, em virtude da assimetria presente nesta relação. Assim, de Almeida et al. (2002) propuseram a aplicação do modelo de histerese L^2P para descrever a característica $R \times T_S$ a partir de uma abordagem caixa cinza. Nesta, parte da estrutura do modelo está relacionada com a física do sensor e utiliza-se a teoria do meio efetivo (Effective-Medium Approximation - EMA) (Stroud

1998), que descreve a condutividade efetiva do filme a partir do valor da fração volumétrica neste. A fração volumétrica, por sua vez, é obtida a partir do modelo de histerese, cuja estrutura e os parâmetros são previamente determinados experimentalmente (de Almeida 2003). Neste trabalho, foi utilizado este modelo para a representação do sensor de temperatura de bolômetros fabricados com filmes finos de VO_2 e, neste capítulo, é descrita a sua concepção e estrutura.

3.1 Resistência Elétrica nos Filmes Finos de VO_2

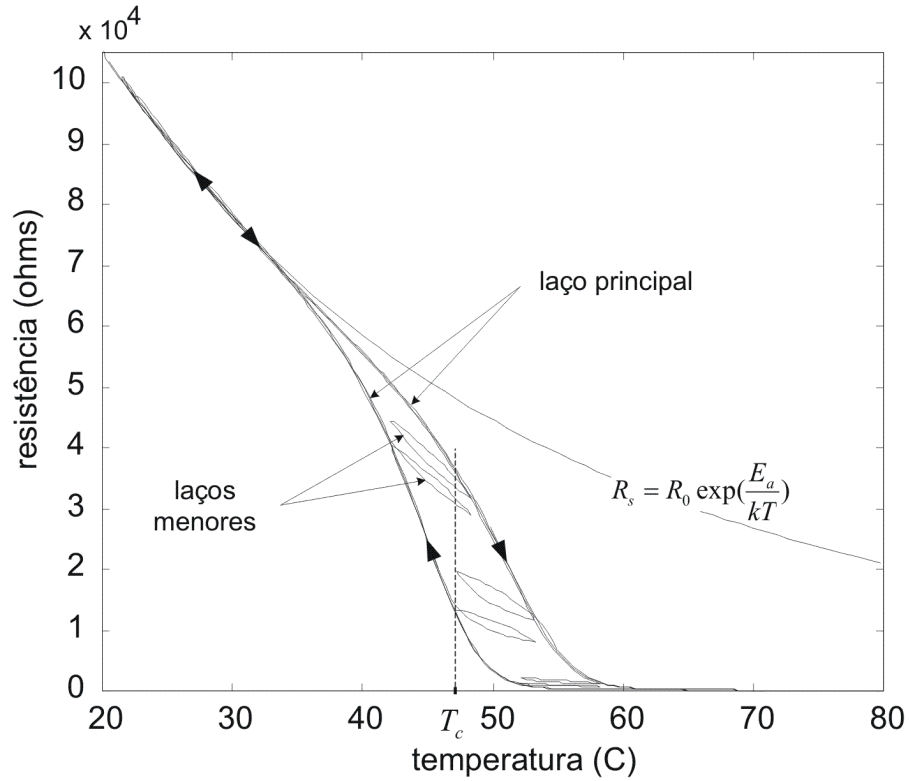


Figura 3.1: Características experimentais resistência-temperatura do filme fino de dióxido de vanádio, incluindo laços menores (de Almeida, 2003).

Na região semicondutora, todos os microcristais de VO_2 se comportam como um semicondutor intrínseco e a resistência do filme pode ser descrita como (Liddiard 1986)

$$R_s = R_0 \exp\left(\frac{E_a}{kT_S}\right), \quad (3.1)$$

sendo T_S a temperatura do filme em Kelvin, E_a a energia de ativação, $k = 8,62 \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$ a constante de Boltzmann e R_0 a resistência para $T_S \rightarrow \infty$ (Figura 3.1). Utilizando (3.1), o coeficiente de variação da resistência com temperatura (TCR) pode ser escrito na seguinte forma:

$$\text{TCR} = \frac{1}{R_s} \frac{dR_s}{dT_S} = -\frac{E_a}{kT_S^2}. \quad (3.2)$$

A energia de ativação E_a para filmes finos de VO_2 vale 0.22 eV (Jerominek et al. 1993). Microcristais individuais de VO_2 transformam-se para característica metálica em temperaturas maiores do que 68°C . Portanto, não é possível medir diretamente o valor de R_0 para $T_S > 68^\circ\text{C}$. Para as amostras utilizadas nos experimentos de determinação dos parâmetros do modelo L^2P em (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003) e no elemento utilizado no presente trabalho, $R_0 = 17 \Omega$. Este valor foi calculado, empregando a equação (3.1), a partir do valor da resistência medido em $T_S = 20^\circ\text{C}$, temperatura esta em que aproximadamente todos os microcristais de VO_2 já estão na fase semicondutora. Dessa forma, a resistência do filme na região semicondutora ($T_S < 40^\circ\text{C}$) pode ser escrita como

$$R_s = 17 \exp\left(\frac{2553}{T_S}\right) \Omega. \quad (3.3)$$

Na região metálica ($T_S > 80^\circ\text{C}$), todos os microcristais de VO_2 se comportam como um metal e a resistência do filme apresenta um valor aproximadamente constante. Para as amostras utilizadas nos experimentos em (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003) e para o elemento utilizado nas simulações deste trabalho, a resistência do filme R_m , medida em $T_S = 80^\circ\text{C}$ é representada por

$$R_m = 140 \Omega. \quad (3.4)$$

3.2 Filme Fino de VO_2 como um Meio Composto

O filme fino de dióxido de vanádio é um meio formado por um grande número de microcristais, parte no estado semicondutor outra parte no estado metálico. A proporção entre a fração volumétrica de microcristais na fase semicondutora e na fase metálica está relacionada com as propriedades ópticas e elétricas do filme (Choi et al. 1996). Quando a fração volumétrica de uma das fases atinge um certo valor crítico, ocorre o fenômeno de percolação (Stauffer & Aharony 1994). Este fenômeno pode ser descrito da seguinte forma: quando o filme é aquecido, muitos aglomerados microscópicos de cristais no estado metálico aparecem no substrato semicondutor. Com o aumento no número das ilhas metálicas, pontes condutoras entre as mesmas surgem e algumas ilhas conectam-se eletricamente umas nas outras. Quando a fração volumétrica de microcristais na fase metálica atinge um determinado valor, o primeiro caminho de condução por todo o filme surge. Este é o limiar de percolação. Este tipo de transição de fase térmica pode ser descrito utilizando EMA (Noh & Song 1991, Stroud 1998).

Em (Choi et al. 1996) o fenômeno de percolação que ocorre no filme de VO_2 , e suas conseqüências na constante dielétrica efetiva, é descrito empregando EMA. Em (de Almeida

et al. 2002, de Almeida 2003) é utilizada a mesma abordagem para expressar a variação da resistência elétrica no filme de VO_2 com a temperatura. A teoria EMA trata cada partícula num meio aleatório heterogêneo como uma partícula num meio uniforme cuja condutividade efetiva σ_e é o resultado das propriedades médias da mistura¹.

Utilizando a teoria EMA, é possível chegar à seguinte equação para a resistência elétrica no filme de dióxido de vanádio (de Almeida 2003)

$$R = gR_s + (1 - g) R_m, \quad (3.5)$$

em que g é a fração volumétrica de microcristais na fase semicondutora presente no filme. No caso dos filmes finos de VO_2 , a resistência da fase semicondutora é muito maior do que a da fase metálica e a equação (3.5) pode ser simplificada para

$$R = gR_s + R_m \quad (3.6)$$

$$= 17g \exp\left(\frac{2553}{T_S + 273}\right) + 140, \quad (3.7)$$

sendo T_S dado em Celsius.

3.3 Histerese no Filme fino de VO_2

Cada grão ou microcristal no filme policristalino de VO_2 tem uma temperatura específica na qual a transição de fase individual ocorre. A temperatura de transição do microcristal é determinada pelo seu volume e forma, e também afetada pelo atrito com os microcristais vizinhos. As técnicas de fabricação destes filmes permitem a deposição do dióxido de vanádio com distribuição controlada de tamanho de grãos. Conseqüentemente, associada a um certo método de fabricação, existe uma evolução da fração volumétrica $\tilde{g} \times T_S$ com a temperatura. De acordo com (3.7), e considerando que R_s e R_m obedecem uma relação de função², a presença de histerese na característica $\tilde{R} \times T_S$ implica a existência de histerese na característica $\tilde{g} \times T_S$. Utilizando a equação (3.6), a fração volumétrica experimental $\tilde{g}$ pode ser determinada como

$$\tilde{g} = \frac{1}{17} \frac{\tilde{R} - 140}{\exp\left(\frac{2553}{T_S + 273}\right)}, \quad (3.8)$$

sendo $\tilde{R}$ o valor experimentalmente medido da resistência do filme para uma certa temperatura T_S .

¹Esta teoria é utilizada para calcular o valor da resistência em resistores de carvão. As partículas condutoras são misturadas num material isolante de sustentação, e a proporção entre as frações volumétricas dos dois materiais determina o valor da resistência.

²Nas funções $R_s(T_S)$ e $R_m(T_S)$, que descrevem respectivamente a resistência na fase semicondutora e metálica, existe um único valor de resistência para uma determinada temperatura T_S .

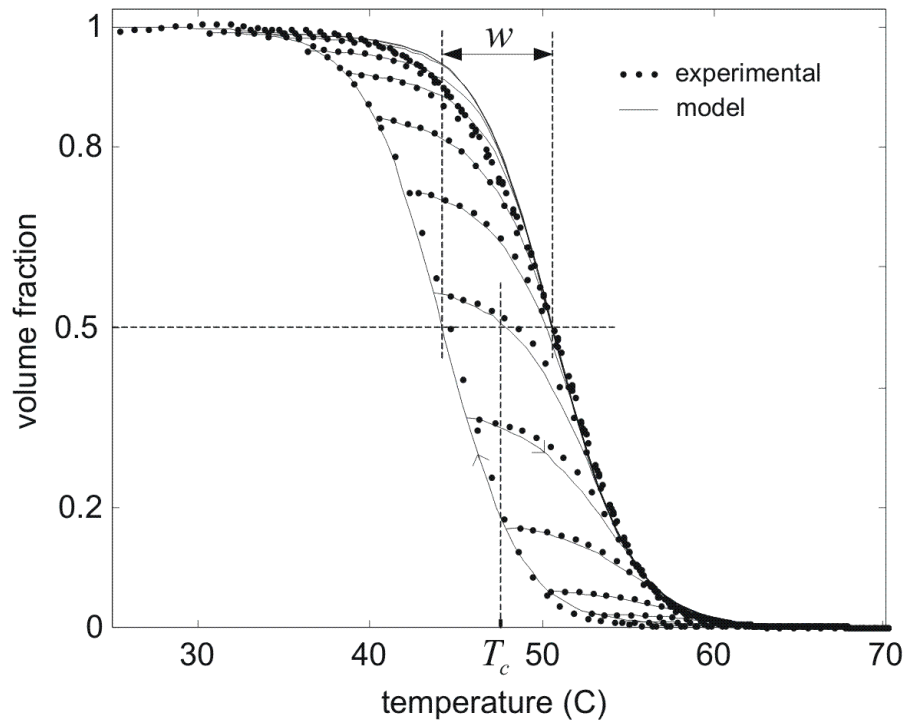


Figura 3.2: Características experimentais da evolução da fração volumétrica com a temperatura (círculos sólidos) (de Almeida, 2003).

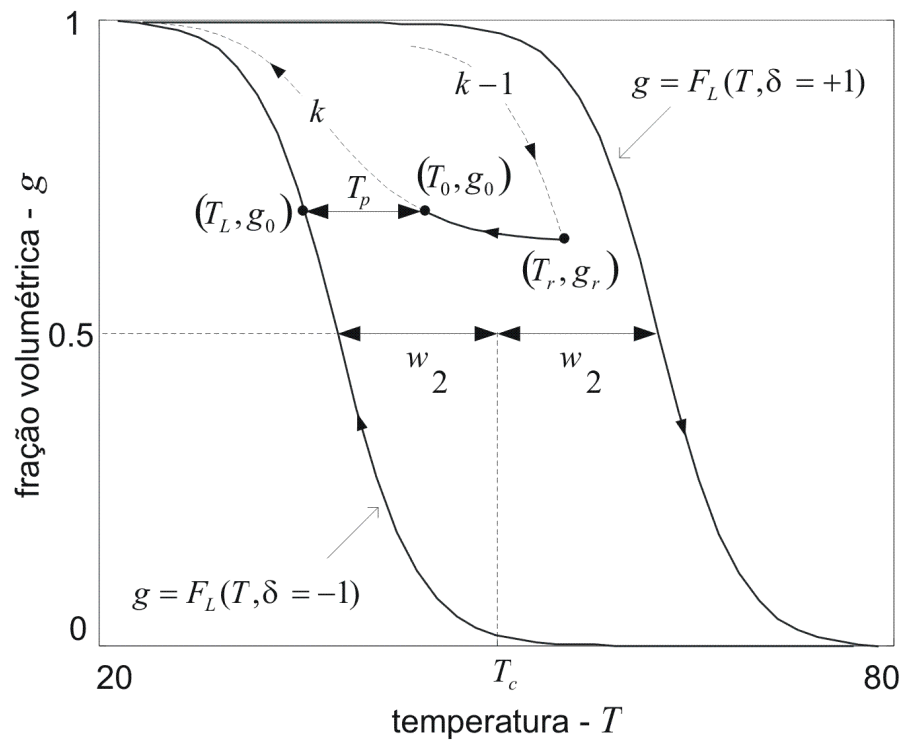


Figura 3.3: Representação esquemática da histerese na evolução da fração volumétrica com a temperatura. Esta construção geométrica de uma curva reversa ilustra o conceito de proximidade de um ponto nesta curva ao laço principal (de Almeida, 2003).

Em (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003) é proposta a obtenção de uma dependência funcional $g = F(T_S)$ para histerese na característica $\tilde{g} \times T_S$, e então o emprego $F(T_S)$ na equação (3.7) para obter o modelo de histerese para resistência do filme $R(T_S)$. Assim, baseando-se na equação (3.7), a resistência elétrica de um filme fino de dióxido de vanádio pode ser escrita como

$$R(T_S) = R_0 \exp\left(\frac{2553}{T_S + 273}\right) F(T_S) + R_m. \quad (3.9)$$

3.4 Modelagem da Histerese na Característica $g \times T_S$

Pode ser observado na Figura 3.2 que as curvas ascendentes e descendentes do laço principal de $\tilde{g} \times T_S$ estão separadas por uma largura w . Estas curvas saturam para $\tilde{g} = 1$ em baixas temperaturas e saturam para $\tilde{g} = 0$ em temperaturas elevadas. Além disto, todas as trajetórias de histerese estão confinadas ao laço principal, que é a combinação das curvas ascendentes e descendentes principais. Baseado na observação do comportamento da fração volumétrica com a temperatura, propõe-se a seguinte função $F_L(T_S)$ para descrever a fração volumétrica g pertencente às curvas ascendentes e descendentes principais

$$g = F_L(T_S) \triangleq \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \tanh \beta \left(\delta \frac{w}{2} + T_c - T_S \right), \quad (3.10)$$

sendo w a largura da histerese, β está relacionado com $\frac{dg}{dT_S}$ em T_c , e δ é um operador definido por

$$\delta = \begin{cases} +1, & \text{para } \frac{dT_S}{dt} > 0 \\ -1, & \text{para } \frac{dT_S}{dt} < 0 \end{cases}. \quad (3.11)$$

O termo T_c é a *temperatura crítica* ou *limiar de percolação*, usualmente definida como a temperatura na qual $g = 0,5$. No caso de uma característica com histerese há dois valores para T_c , um para curva ascendente e outro para curva descendente principal. É assumido aqui que T_c é o valor médio para $g = 0,5$, no centro da curva de histerese. A combinação das curvas $F_L(T_S, \delta = +1)$ e $F_L(T_S, \delta = -1)$ descrevem o laço principal no plano $g - T_S$, conforme descrito na Figura 3.3.

A equação (3.10) não descreve laços menores e laços aninhados. Portanto, esta equação deve ser modificada para representar a dependência de g em T_S para qualquer trajetória dentro do laço principal. Assim, para introduzir esta modificação, é proposta em (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003) uma maneira de representar a forma pela qual as trajetórias internas ao laço principal se aproximam do mesmo. Este conceito é ilustrado na Figura 3.3, na qual um ponto de reversão qualquer (T_r, g_r) , que ocorre quando $\frac{dT_S}{dt}$ muda de sinal, representa a transição de uma trajetória $(k - 1)$ para uma trajetória k .

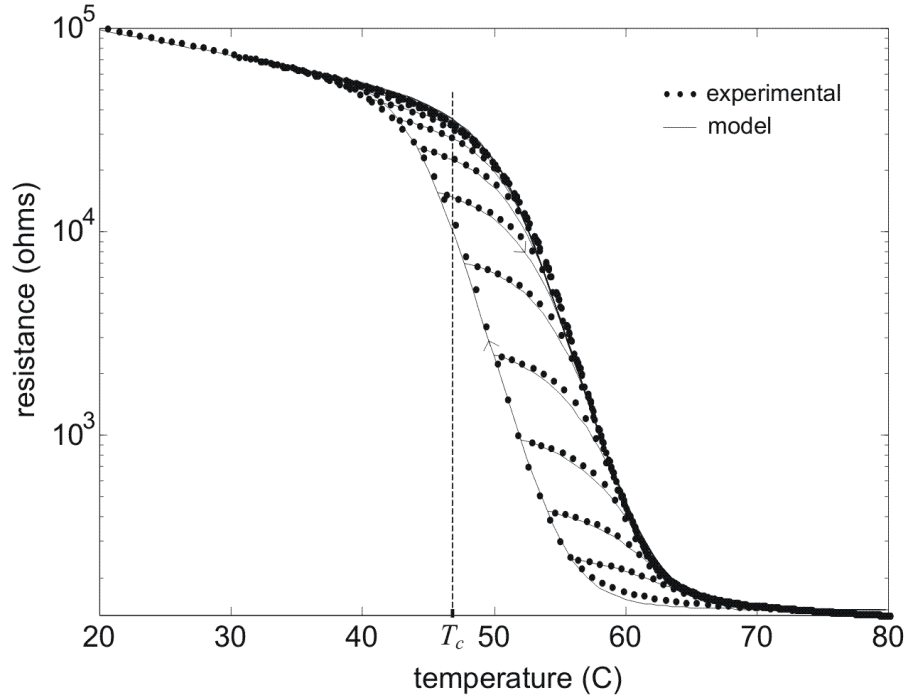


Figura 3.4: Curvas experimentais decrescentes de primeira ordem resistência-temperatura (círculos sólidos) as curvas correspondentes obtidas através do modelo $R(T_S)$ (linhas contínuas) (de Almeida, 2003).

É introduzida a *temperatura de proximidade* T_p para expressar a distância de um ponto de interesse (T_0, g_0) na trajetória k ao ponto correspondente (T_L, g_0) na curva limite $F_L(T_S, \delta)$, dada por

$$T_p \triangleq T_L - T_0. \quad (3.12)$$

Utilizando (3.10) é obtido o valor T_L correspondente a $g_0 = F_L(T_L, \delta)$ como

$$T_L = \delta \frac{w}{2} + T_c - \frac{1}{\beta} \operatorname{arctanh}(2g_0 - 1). \quad (3.13)$$

Assim, T_p em (T_0, g_0) é obtido a partir de (3.12) na forma

$$T_p = \delta \frac{w}{2} + T_c - \frac{1}{\beta} \operatorname{arctanh}(2g_0 - 1) - T_0. \quad (3.14)$$

No início de cada trajetória, no ponto de reversão (T_r, g_r) , T_p é denotado por T_{pr} e pode ser escrito como

$$T_{pr} = \delta \frac{w}{2} + T_c - \frac{1}{\beta} \operatorname{arctanh}(2g_r - 1) - T_r. \quad (3.15)$$

Para investigar o comportamento experimental de T_p , deve-se variar a temperatura do filme de VO_2 e medir a sua resistência elétrica para vários laços aninhados e laços menores (de Almeida 2003). Estes valores de resistência podem ser utilizados na equação (3.8) para determinar as características $\tilde{g} \times T_S$ experimentais. Os valores de T_p são calculados empregando (3.14) para os laços previamente calculados no plano $g - T_S$. Em (de Almeida 2003), foi

observado a partir de resultados experimentais que T_p exibe a mesma dependência funcional para todos os laços internos ao laço principal, e é quase independente do ponto de reversão (T_r, g_r) . Assim, para descrever T_p , a seguinte dependência funcional foi proposta (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003):

$$T_p \triangleq T_{pr}P(x), \quad (3.16)$$

na qual $x = \frac{T_0 - T_r}{T_{pr}}$ e $P(x)$ é uma função arbitrária com característica de ser monotonicamente decrescente com $P(0) = 1$, a qual é chamada de *função de proximidade*.

Substituindo (3.16) em (3.14) tem-se

$$T_{pr}P(x) = \delta \frac{w}{2} + T_c - \frac{1}{\beta} \operatorname{arctanh}(2g_0 - 1) - T_0. \quad (3.17)$$

Assim, a fração volumétrica correspondente ao ponto (T_0, g_0) pode ser escrita a partir da equação (3.17) como

$$g_0 = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \tanh \beta \left(\delta \frac{w}{2} + T_c - (T_0 + T_{pr}P(x)) \right) \quad (3.18)$$

e, para qualquer ponto arbitrário (T_S, g) dentro do laço principal, a fração volumétrica histerética é dada por

$$g = F(T_S) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \tanh \beta \left(\delta \frac{w}{2} + T_c - \left(T_S + T_{pr}P\left(\frac{T_S - T_r}{T_{pr}}\right) \right) \right). \quad (3.19)$$

Os valores de δ , T_r e T_{pr} mudam apenas nos pontos de reversão, e permanecem constantes até o próximo ponto de reversão.

A obtenção do valor da fração volumétrica de microcristais no estado semicondutor no filme fino de VO_2 a partir da equação 3.19 depende da determinação de uma função de proximidade capaz de descrever o comportamento dos laços menores da curva de histerese. Para tanto, em (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003) foi adotada uma função arbitrária a partir da observação e ajuste aos dados experimentais disponíveis. As primeiras tentativas de utilização de polinômio de baixa ordem não foram capazes de descrever o comportamento dos laços internos com a fidelidade desejada. Por sua vez, os polinômios de ordem elevada acarretaram no efeito de sobre-parametrização. Assim, foi utilizada a seguinte função de proximidade (de Almeida 2003)

$$P(x) \triangleq \frac{1}{2} (1 - \sin(\gamma x)) (1 + \tanh(\pi^2 - 2\pi x)), \quad (3.20)$$

na qual γ é uma constante arbitrária.

3.5 Obtenção dos Parâmetros do Modelo

O procedimento de determinação dos parâmetros do modelo L^2P da resistência elétrica de filmes finos de VO_2 foi proposto em (de Almeida 2003) e é descrito a seguir.

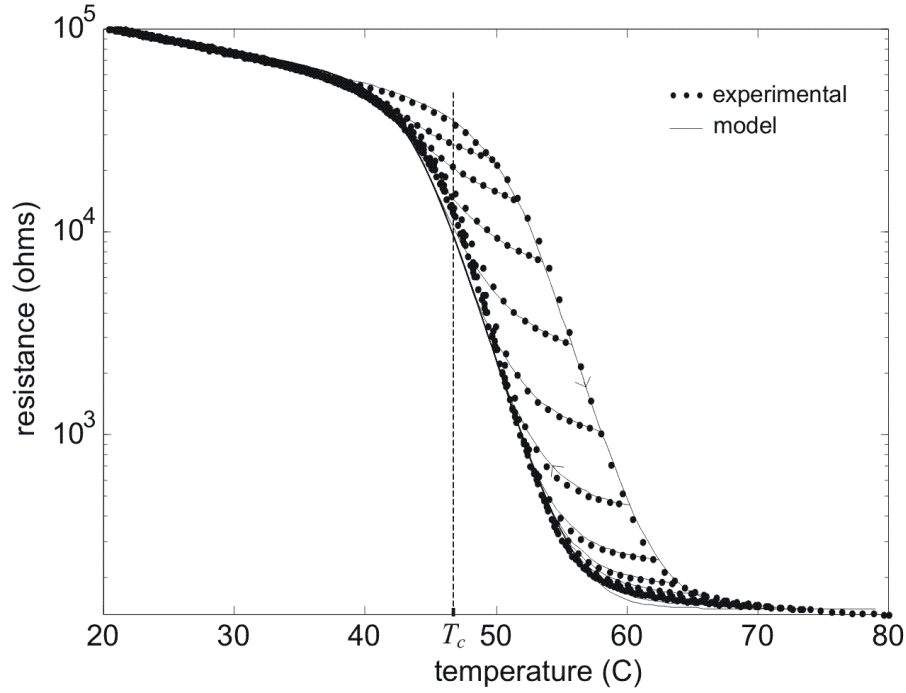


Figura 3.5: Curvas crescentes de primeira ordem resistência-temperatura (círculos sólidos), bem como as correspondentes curvas obtidas através do modelo (linhas contínuas) (de Almeida, 2003).

Para obter os parâmetros do modelo (3.9), o filme de VO_2 foi submetido a uma excitação de temperatura variante no tempo e composta de vários segmentos monotônicos.

Os valores de w e T_c podem ser prontamente determinados através de inspeção das características $\tilde{g} \times T_S$ (vide Figura 3.2). Todavia, não é possível determinar diretamente β e γ através de inspeção de $\tilde{g} \times T_S$.

O valor de β pode ser obtido através do ajuste das funções $F_L(T_S, +1)$ e $F_L(T_S, -1)$ às curvas experimentais descendentes e ascendentes principais, respectivamente. Uma vez que os valores de w , T_c e β tenham sido determinados, o valor de γ em $P(x)$ pode ser obtido ajustando-se (3.18) a uma curva decrescente de primeira ordem de $\tilde{g} \times T_S$. Uma curva decrescente de primeira ordem é gerada primeiro incrementando a temperatura até 80°C , e então reduzindo a mesma monotonicamente até que atinja algum valor T_r para o qual a fração volumétrica vale $\tilde{g}_r$ sobre a curva ascendente principal, que é o ponto inicial da curva. Após isto, a temperatura é aumentada monotonicamente até 80°C , completando a obtenção da curva decrescente de primeira ordem. A escolha de uma curva decrescente de primeira ordem, iniciando-se na curva ascendente principal, em torno do seu centro ($T_S \sim 50^\circ\text{C}$), foi a mais adequada para obtenção de γ (de Almeida 2003). Para o filme empregado nas simulações deste trabalho, os valores obtidos para os seis parâmetros são: $w = 6,5^\circ\text{C}$, $T_c = 47,6^\circ\text{C}$, $\beta = 0,2^\circ\text{C}^{-1}$, $\gamma = 0,85$, $R_0 = 17\ \Omega$ e $R_m = 140\ \Omega$ (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003).

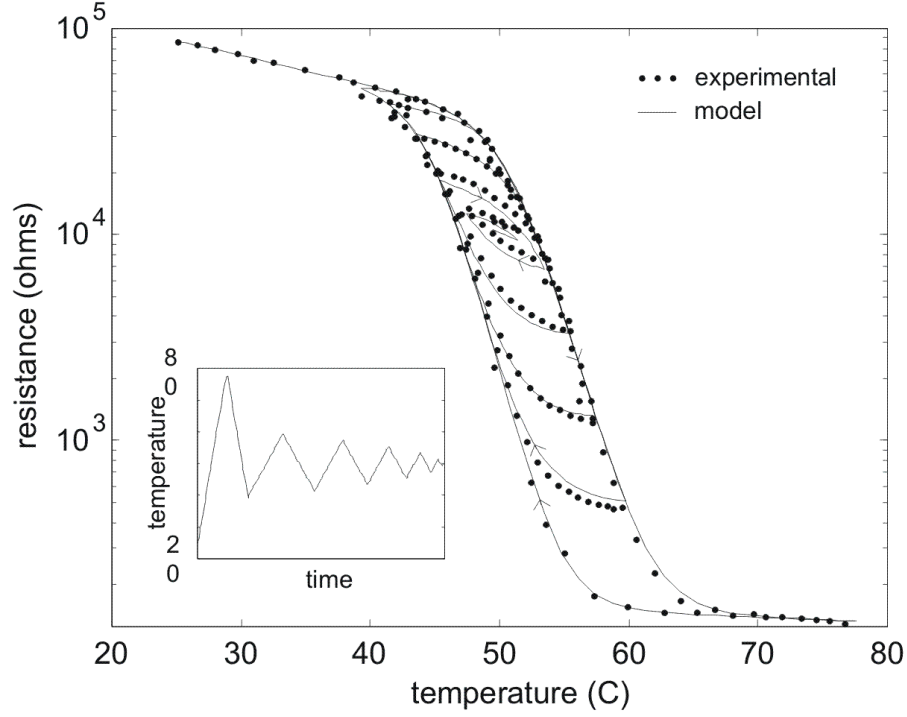


Figura 3.6: As curvas experimentais de ordem elevada (círculos sólidos), bem como as calculadas a partir do modelo (linhas contínuas). Período de excitação de temperatura de 25 minutos (de Almeida, 2003).

3.6 Validação do Modelo

A partir dos parâmetros obtidos, é possível utilizar dados experimentais para validar o modelo de histerese. Isto foi realizado em (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003) e os resultados então obtidos são apresentados a seguir, com o intuito de justificar a utilização deste modelo nas simulações do presente trabalho.

Na Figura 3.2 são mostradas a curva experimental da fração volumétrica $\tilde{g} \times T_S$ (círculos sólidos) juntamente com a curva $g \times T_S$ (linha contínua) calculada para $F(T_S)$ utilizando a equação (3.19). Estes dois conjuntos de curvas foram obtidos para a mesma forma de onda da excitação de temperatura. Pode ser observado na Figura 3.2 que existe uma discrepância comparativamente maior entre as curvas experimentais e as calculadas a partir do modelo, para região delimitada por $T_S > 42^\circ\text{C}$ e $g > 0,8$, quando se considera a discrepância nas demais regiões. Esta discrepância é devido a uma ligeira assimetria nesta região da histerese na característica experimental $\tilde{g} \times T_S$. Desde que o modelo proposto para histerese na fração volumétrica $g = F(T_S)$ é uma função do tipo tangente hiperbólica, que é simétrica em relação ao seu centro ($T_S = T_c, g = 0,5$), esta discrepância depende do nível de assimetria da curva experimental $\tilde{g} \times T_S$.

Para quantificar a discrepância entre resultados experimentais e modelo, é empregado o erro

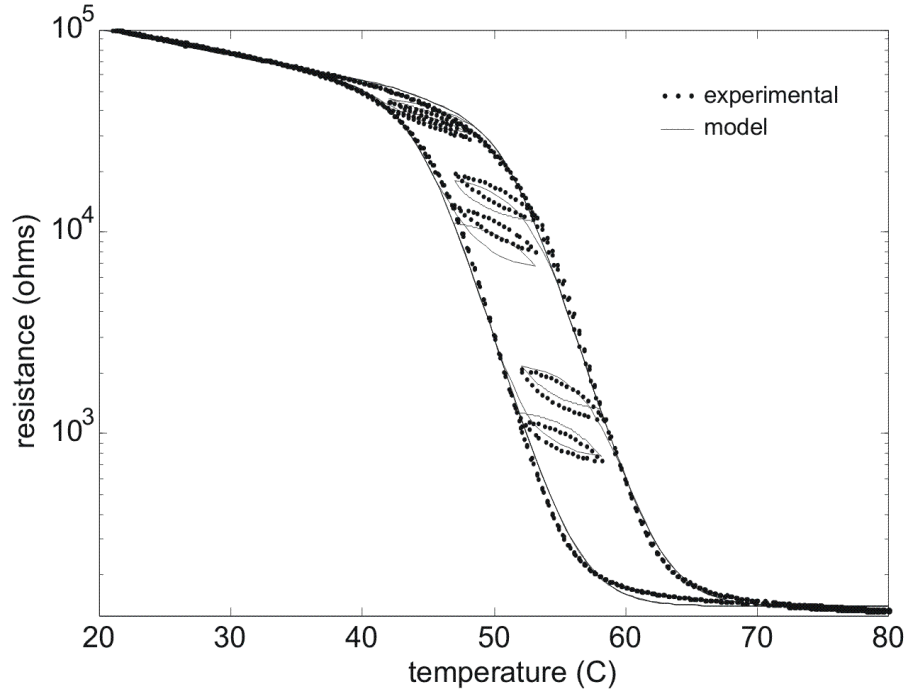


Figura 3.7: Três pares experimentais de laços menores para três regiões distintas (círculos sólidos) e os correspondentes laços menores obtidos através do modelo (linha contínua) (de Almeida, 2003).

médio quadrático normalizado, definido pela equação

$$J_{MQN}(\boldsymbol{\theta}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \tilde{x}_i)^2}{\sum_{i=1}^N \tilde{x}_i^2}} \times 100\%, \quad (3.21)$$

O erro médio para todas as curvas decrescentes de primeira ordem $g \times T_S$ (Figura 3.2) foi calculado em 2,9%.

Para avaliação do desempenho de bolômetros, o interesse primário num modelo é que este descreva as características $R \times T_S$ do filme fino de VO_2 , conforme apresentado na equação (3.9). Na Figura 3.4, um conjunto de curvas experimentais decrescentes de primeira ordem $\tilde{R} \times T_S$ (círculos sólidos) é ilustrado. É a partir destas curvas que as curvas $\tilde{g} \times T_S$ são obtidas. A discrepância observada entre as curvas experimentais $\tilde{R} \times T_S$ (círculos sólidos) e as obtidas através do modelo (3.9) para $R(T_S)$ (linhas contínuas) é visualmente reduzida quando comparada com a curva apresentada na Figura 3.2. De fato, o erro médio calculado utilizando (3.21) para todas as curvas decrescentes de primeira ordem de $R \times T_S$ é de 2,5%.

Na Figura 3.5 são apresentadas as curvas crescentes de primeira ordem de $R \times T_S$ (círculos sólidos), bem como as correspondentes curvas obtidas através do modelo (3.9) (linhas contínuas). É importante recordar que os parâmetros de $F(T_S)$ na equação (3.9) foram obtidos a partir do laço principal e das curvas decrescentes de primeira ordem de $\tilde{g} \times T_S$. O erro médio calculado para todas as curvas crescentes de primeira ordem de $R \times T_S$ é de 3,3%. A relativa boa concordância entre as curvas experimentais $\tilde{R} \times T_S$ e as correspondentes curvas obtidas através da

equação (3.9) valida o modelo.

As curvas experimentais de ordem elevada (círculos sólidos), bem como as calculadas a partir do modelo (linhas contínuas) são apresentadas na Figura 3.6. Uma forma de onda triangular com amplitude decrescente é empregada como excitação. Na Figura 3.6 pode ser observada a capacidade do modelo de representar curvas experimentais de ordem elevada.

A capacidade do modelo de descrever laços menores pode ser observada na Figura 3.7, na qual três pares de laços menores são apresentados para três regiões distintas. Cada par é composto de um laço menor emanando da curva decrescente principal e outro da curva ascendente principal. Todos os laços menores foram gerados utilizando a mesma excursão de temperatura para as diferentes regiões no plano $R - T_S$. Os laços menores pertencentes a um mesmo par variam de região para região. É possível observar que os laços menores obtidos através do modelo estão deslocados em relação aos dados experimentais. Isto pode ser atribuído ao valor elevado do TCR na região de transição. A amostra empregada neste trabalho exibe um TCR de $60\%^\circ\text{C}^{-1}$ na região de transição, que é equivalente a um $\frac{dR}{dT_S} = 18\text{ k}\Omega^\circ\text{C}^{-1}$ para $R = 30\text{ k}\Omega$, por exemplo. Com este $\frac{dR}{dT_S}$, mesmo um pequeno erro de medição de $\pm 0,1^\circ\text{C}$ na temperatura do filme, pode produzir diferenças tão grandes quanto $\pm 1800\Omega$ (6%) no valor medido da resistência quando comparado com o valor calculado através do modelo.

3.7 Conclusão

Foi feita uma descrição da construção e da estrutura do modelo de histerese L^2P tal qual foi utilizado nas simulações deste trabalho. A partir de resultados experimentais da literatura, foi determinado um conjunto de parâmetros que serão utilizados no modelo de filme fino de VO_2 . Foi também mostrado o desempenho do modelo conforme dados obtidos de investigações anteriores.

Capítulo 4

Análise Dinâmica do Bolômetro

4.1 O Sistema Não Linear

É amplamente discutida na literatura a existência de uma realimentação eletrotérmica em bolômetros (Fardmanesh et al. 1998, Monticone 2003). Esta pode melhorar as figuras de mérito do dispositivo, reduzir a sua resposta, ou mesmo levá-lo à destruição (Richards 1994, Fardmanesh et al. 1995, Neff et al. 2000, Brandão et al. 2001, Kohl et al. 2004, Penttila et al. 2006). Portanto, a análise deste tipo de dispositivo demanda modelos capazes de descrever este efeito.

No caso da modelagem da realimentação eletrotérmica de bolômetros utilizando filmes finos de VO_2 como elemento sensor de temperatura, a característica $R \times T_S$ não linear compromete a fidelidade de abordagens puramente lineares (de Almeida 2003). Diante disto, optou-se por construir uma modelagem dinâmica a partir da descrição física do processo, utilizando o modelo paramétrico L^2P para descrever a relação entre a resistência e a temperatura do termômetro.

4.1.1 Desenvolvimento da Equação de Estado

Os bolômetros são detectores de infravermelho térmicos que utilizam a variação na resistência elétrica do elemento sensor térmico com a temperatura para medir o sinal de entrada. Para tanto, este transforma a potência da radiação incidente em uma variação da sua temperatura. O material sensor é mantido em contato térmico com um dissipador, freqüentemente denominado de sorvedor de calor. A condutância térmica entre o sensor e o dissipador é G_{eff} e a capacitância térmica efetiva do dispositivo é C_{eff} . No equilíbrio e na ausência de radiação incidente, a temperatura do sensor $T_S = T_{S0}$ é superior à temperatura do dissipador T_H devido à existência da potência Joule dissipada J_E . Quando ocorre a incidência de uma potência de radiação P_0 , o dispositivo absorve uma fração desta, determinada pelo coeficiente de absorção do material ε . Tal absorção causa um aumento ΔT_S da temperatura do conjunto. Este fenômeno pode ser analisado a partir da equação de conservação de energia no bolômetro.

Através de uma abordagem simplificada, a equação de conservação da energia em um bolômetro pode ser descrita pela equação (Rieke 2002).

$$C_{eff} \frac{dT_S}{dt} = J_E - G_{eff} (T_S - T_H) + \varepsilon P_0. \quad (4.1)$$

Nesta, foi desprezada a perda de calor diretamente para o ambiente, bem como a variação das constantes G_{eff} e C_{eff} com a temperatura, já relatada em (Fardmanesh et al. 1995).

Sabe-se que a potência J_E está relacionada com a temperatura através da característica $R \times T_S$. Entretanto, a histerese existente nesta característica impede a determinação de uma função capaz de descrever esta relação. Apesar disto, entre dois pontos de reversão quaisquer, é possível encontrar uma função que representa $R(T_S(t))$ a partir do modelo L^2P e, assim, escrever a equação de estado

$$\dot{T}_S = \frac{1}{C_{eff}} [J_E(T_S(t)) - G_{eff}T_S + G_{eff}T_H + \varepsilon P_0]. \quad (4.2)$$

4.1.2 Modos de Operação

Os bolômetros são comumente polarizados através de uma tensão (CVM) ou corrente (CCM) constante. O tipo e o valor desta polarização pode afetar o desempenho do dispositivo e até levá-lo à instabilidade e à destruição (Fardmanesh et al. 1995, Neff et al. 2000, Brandão et al. 2001). A potência Joule dissipada num bolômetro operando no modo corrente constante é dada por

$$J_{ECCM} = I_B^2 R(T_S(t)). \quad (4.3)$$

Substituindo 4.3 em 4.2, encontra-se

$$\dot{T}_S = \frac{1}{C_{eff}} [I_B^2 R(T_S(t)) - G_{eff}T_S + G_{eff}T_H + \varepsilon P_0], \quad (4.4)$$

que é a equação diferencial que descreve o comportamento do bolômetro operando no modo corrente constante.

Por sua vez, a potência Joule dissipada num bolômetro operando no modo tensão constante é dada por

$$J_{ECVM} = \frac{V_B^2}{R(T_S(t))}. \quad (4.5)$$

Assim, substituindo 4.5 em 4.2, encontra-se a equação

$$\dot{T}_S = \frac{1}{C_{eff}} \left[\frac{V_B^2}{R(T_S(t))} - G_{eff}T_S + G_{eff}T_H + \varepsilon P_0 \right], \quad (4.6)$$

que descreve o funcionamento de um bolômetro no CVM.

4.1.3 Realimentação Eletrotérmica

Para demonstrar qualitativamente a existência de uma realimentação eletrotérmica em bolômetros, considera-se este em equilíbrio térmico ($\frac{dT_S}{dt} = 0$) na ausência de potência de radiação incidente ($P_0 = 0$), ou seja

$$T_{S0} = T_H + \frac{J_E(T_S(t))}{G_{eff}}. \quad (4.7)$$

É então aplicada uma radiação no elemento sensor, que tende a aumentar a sua temperatura. Uma vez que a resistência elétrica e, conseqüentemente, a potência Joule estão relacionadas com a temperatura, estas grandezas também variam (Kohl et al. 2004). No caso do bolômetro de VO_2 operando no modo corrente constante, ocorre uma redução de $J_E(T_S(t))$, uma vez que se trata de um sensor NTC, ou seja, $TCR < 0$. Nota-se assim a existência de uma realimentação eletrotérmica negativa. No caso da operação em CVM, $J_E(T_S(t))$ tem relação direta com o inverso da resistência elétrica, isto é, com a condutância do dispositivo. Como esta última sofre um aumento com a temperatura, o bolômetro apresenta uma realimentação positiva.

Uma avaliação quantitativa da realimentação eletrotérmica em bolômetros pode ser realizada a partir da equação 4.2. Para tal análise, fez-se uma aproximação de primeira ordem (linear por partes) para a dependência da resistência elétrica do dispositivo com a temperatura, conforme a equação

$$R(T_S) \approx R_0 + \left. \frac{dR}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}} (T_S - T_{S0}). \quad (4.8)$$

Esta aproximação é válida numa operação de pequenos sinais, conforme resultados apresentados em (Kohl et al. 2004, Shie et al. 1996). Também é importante notar que o efeito da acomodação na histerese de filmes finos de VO_2 pode comprometer a fidelidade de um modelo de pequenos sinais, visto que há uma redução significativa no valor de $\left. \frac{dR}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}}$ em ciclos diferentes de uma radiação incidente de envoltória periódica (de Almeida et al. 2004). Portanto, torna-se necessário levar em consideração o efeito da acomodação na determinação das figuras de mérito do dispositivo (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008).

CCM

No caso da operação no CCM, substituindo 4.8 em 4.4, obtém-se a equação diferencial

$$\dot{T}_S = \frac{1}{C_{eff}} \left[I_B^2 \left(R_0 + \left. \frac{dR}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}} (T_S - T_{S0}) \right) - G_{eff} T_S + G_{eff} T_H + \varepsilon P_0 \right] \quad (4.9)$$

para o bolômetro operando em pequenos sinais. Isolando os termos dependentes da temperatura do sensor, tem-se

$$\dot{T}_S + \frac{T_S}{C_{eff}} \left[G_{eff} - I_B^2 \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}} \right] = \frac{1}{C_{eff}} \left[I_B^2 R_0 - I_B^2 \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}} T_{S0} + G_{eff} T_H + \varepsilon P_0 \right]. \quad (4.10)$$

Para expressar a equação 4.10 em função da tensão de saída, realiza-se a substituição

$$\begin{aligned} T_S - T_{S0} &= \frac{V - V_0}{I_B \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}}} \\ \dot{T}_S &= \frac{\dot{V}}{I_B \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}}}. \end{aligned} \quad (4.11)$$

em 4.10 e isola-se os termos dependentes da tensão, conforme

$$\dot{V} + \frac{G_{eff} V}{C_{eff}} \left(1 - \frac{I_B^2 \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}}}{G_{eff}} \right) = \frac{G_{eff} I_B \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}}}{C_{eff}} \left[\frac{V_0}{I_B \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}}} - T_{S0} + T_H + \frac{\varepsilon P_0}{G_{eff}} \right]. \quad (4.12)$$

Considerando-se agora a variação de tensão devido à potência incidente P_0 no domínio da frequência, através do princípio da superposição, tem-se

$$\frac{\Delta V(\omega)}{P_0(\omega)} = \frac{\varepsilon}{C_{eff}} \frac{I_B \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}}}{j\omega + \frac{G_{eff}}{C_{eff}} \left(1 - \frac{1}{G_{eff}} I_B^2 \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}} \right)}. \quad (4.13)$$

Sendo

$$A(\omega) = \frac{\frac{1}{C_{eff}}}{j\omega + \frac{G_{eff}}{C_{eff}}} \quad (4.14)$$

e

$$k_{CCM} = I_B^2 \frac{dR}{dT_S} \Big|_{T_S=T_{S0}}, \quad (4.15)$$

e substituindo (4.14) e (4.15) em 4.13, obtém-se

$$\frac{\Delta V(\omega)}{P_0(\omega)} = -\frac{\varepsilon}{I_B} \frac{k_{CCM} A}{1 - k_{CCM} A}. \quad (4.16)$$

De acordo com 4.16, uma vez que a derivada da resistência elétrica com a temperatura na faixa de interesse é sempre negativa (NTC), tem-se que o bolômetro operando em CCM apresenta uma realimentação eletrotérmica negativa de ganho unitário e um ganho de malha aberta igual a $k_{CCM} A$. Esta realimentação pode ser representada pelo diagrama de blocos da figura 4.1.

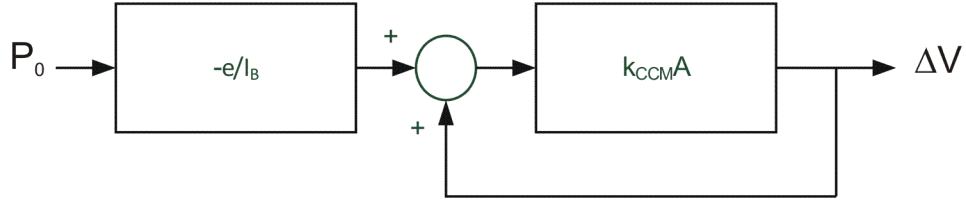


Figura 4.1: Diagrama de blocos representativo da realimentação eletrotérmica do bolômetro operando no CCM.

CVM

No caso da operação no modo tensão constante, a equação de estado considerando um modelo de resistência elétrica linearizado por partes, é

$$\dot{T}_S = \frac{1}{C_{eff}} \left[\frac{V_B^2}{R_0 + \left. \frac{dR}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}} (T_S - T_{S0})} - G_{eff} T_S + G_{eff} T_H + \varepsilon P_0 \right]. \quad (4.17)$$

Nota-se que, mesmo aplicando-se uma linearização na relação $R \times T_S$ do sensor, o sistema permanece não linear. Diante deste problema, foi proposta em (Brandão et al. 2001) uma aproximação para a potência elétrica de dispositivos NTC operando no modo tensão constante. Contudo, a solução proposta não se mostrou suficientemente precisa, acarretando erros na previsão da faixa de valores dos parâmetros que mantinham o sistema estável de aproximadamente 50%. Diante disto, foi adotada neste trabalho uma abordagem diferente para a análise de bolômetros NTC operando no modo CVM. Nesta, opta-se por trabalhar com a condutância elétrica ao invés da resistência na equação 4.6 e realiza-se a aproximação

$$G_E(T_S) = \frac{1}{R(T_S)} \approx G_{E0} + \left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}} (T_S - T_{S0}). \quad (4.18)$$

Substituindo a expressão 4.18 em 4.6, obtém-se

$$\dot{T}_S = \frac{1}{C_{eff}} \left[V_B^2 \left(G_{E0} + \left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}} (T_S - T_{S0}) \right) - G_{eff} T_S + G_{eff} T_H + \varepsilon P_0 \right]. \quad (4.19)$$

Este resultado mostra que, trabalhando-se com a condutância térmica, a equação diferencial que descreve o comportamento do bolômetro operando no CVM é semelhante àquela obtida para o CCM.

Definindo-se A conforme a equação 4.14 e utilizando a expressão

$$k_{CVM} = V_B^2 \left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}} \quad (4.20)$$

para k_{CVM} , chega-se à equação

$$\frac{\Delta I(\omega)}{P_0(\omega)} = -\frac{\varepsilon}{V_B} \frac{k_{CVM}A}{1 - k_{CVM}A}, \quad (4.21)$$

que descreve a resposta em frequência de bolômetros operando no modo tensão constante.

Nota-se, a partir das equações 4.20 e 4.21, que, como $\frac{dG_E}{dT_S}$ na faixa de interesse apresenta valores positivos, os bolômetros com sensores do tipo NTC operando no modo tensão constante apresentam realimentação eletrotérmica positiva com ganho unitário e com ganho de malha aberta igual a $k_{CVM}A$. Portanto, neste caso, o sistema apresenta uma faixa de valores dos seus parâmetros na qual pode se tornar instável (Kohl et al. 2004). Assim, torna-se necessária a realização de uma análise de estabilidade para determinar os limites de operação do dispositivo neste modo.

4.2 Análise de Estabilidade

De acordo com a análise da realimentação eletrotérmica, é possível notar que o bolômetro de VO_2 na faixa de interesse (NTC), operando no modo corrente constante, é estável para qualquer conjunto de parâmetros, ratificando as constatações apresentadas em: (Brandão et al. 2001, Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). Entretanto, operando no CVM este apresenta uma realimentação positiva e potencial instabilidade. Portanto, torna-se necessário avaliar as condições de estabilidade de bolômetros neste modo de operação.

Primeiramente, tem-se o teorema 1 (Khalil 2001).

Teorema 1: *Seja $x = 0$ um ponto de equilíbrio para o sistema não linear do tipo:*

$$\dot{x} = f(x), \quad (4.22)$$

em que: $f : D \rightarrow R^n$ é continuamente diferenciável e D é uma vizinhança da origem. Seja então:

$$A = \left. \frac{\partial f}{\partial x}(x) \right|_{x=0}. \quad (4.23)$$

Então o ponto de equilíbrio é assintoticamente estável se $\text{Re}(\lambda_i) < 0$, sendo λ_i cada autovalor de A .

Assim, é suficiente analisar a estabilidade do bolômetro linearizado em torno do ponto de equilíbrio $T_S = T_{S0}$ (Brandão et al. 2001).

De acordo com os resultados apresentados anteriormente, a expressão

$$\frac{\Delta I(\omega)}{P_0(\omega)} = \frac{\varepsilon}{C_{eff}} \frac{V_B \left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}}}{j\omega + \frac{G_{eff}}{C_{eff}} \left(1 - \frac{1}{G_{eff}} V_B^2 \left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}} \right)} \quad (4.24)$$

é válida para a relação no domínio da frequência entre ΔI e P_0 . A partir de 4.24, é possível obter a resposta do sistema a uma entrada de radiação P_0 na forma de um impulso unitário, conforme

$$\Delta I(t) = \frac{\varepsilon V_B}{C_{eff}} \left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}} e^{pt}, \quad (4.25)$$

em que:

$$p = \frac{G_{eff}}{C_{eff}} \left(\frac{1}{G_{eff}} V_B^2 \left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}} - 1 \right). \quad (4.26)$$

A partir de 4.25, é possível afirmar que o sistema será estável para qualquer conjunto de parâmetros que garanta a condição $p < 0$. Assim, chega-se à relação:

$$V_B < \sqrt{\frac{G_{eff}}{\left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}}}} \quad (4.27)$$

Nota-se então que o conhecimento da constante G_{eff} e do valor de $\left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}}$ no ponto de operação é suficiente para determinar a condição de estabilidade para a polarização do bolômetro operando no CVM. Entretanto, o modelo de histerese de filmes finos de VO_2 proposto em (de Almeida 2003) refere-se apenas à dependência $R \times T_S$. Além disto, a simples obtenção da expressão de $G_E(T_S)$ a partir da relação $G_E = \frac{1}{R}$ utilizando o modelo L^2P leva a uma expressão complexa, cuja derivada é de difícil obtenção e análise. Diante disto, optou-se inicialmente por obter os valores de $\left. \frac{dG_E}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}}$ numericamente. A figura 4.2 mostra um mapa do valor máximo de V_B que garante a estabilidade do sistema em torno do ponto de equilíbrio $T_S = T_{S0}$.

Uma abordagem conservadora é obtida através da condição apresentada na equação

$$V_B < \sqrt{\frac{G_{eff}}{\left. \frac{dG_{EAN}}{dT_S} \right|_{T_S=T_{S0}}}}, \quad (4.28)$$

em que $G_{EAN}(T_S)$ é o valor da condutância térmica do filme fino de VO_2 na temperatura T_S , obtida a partir da curva anhisterética da relação $G_E \times T_S$. Esta é uma abordagem conservadora para o limite da tensão V_B diante da hipótese dos laços internos da histerese da característica $G_E \times T_S$ possuírem um valor de derivada sempre inferior àquele obtido a partir da curva anhisterética. Alguns indícios apontam para a validade desta hipótese, como a redução da responsividade dos bolômetros causada pelo efeito da acomodação relatada por (de Almeida et al. 2004), visto que a acomodação sempre leva o dispositivo a operar em pontos interiores da

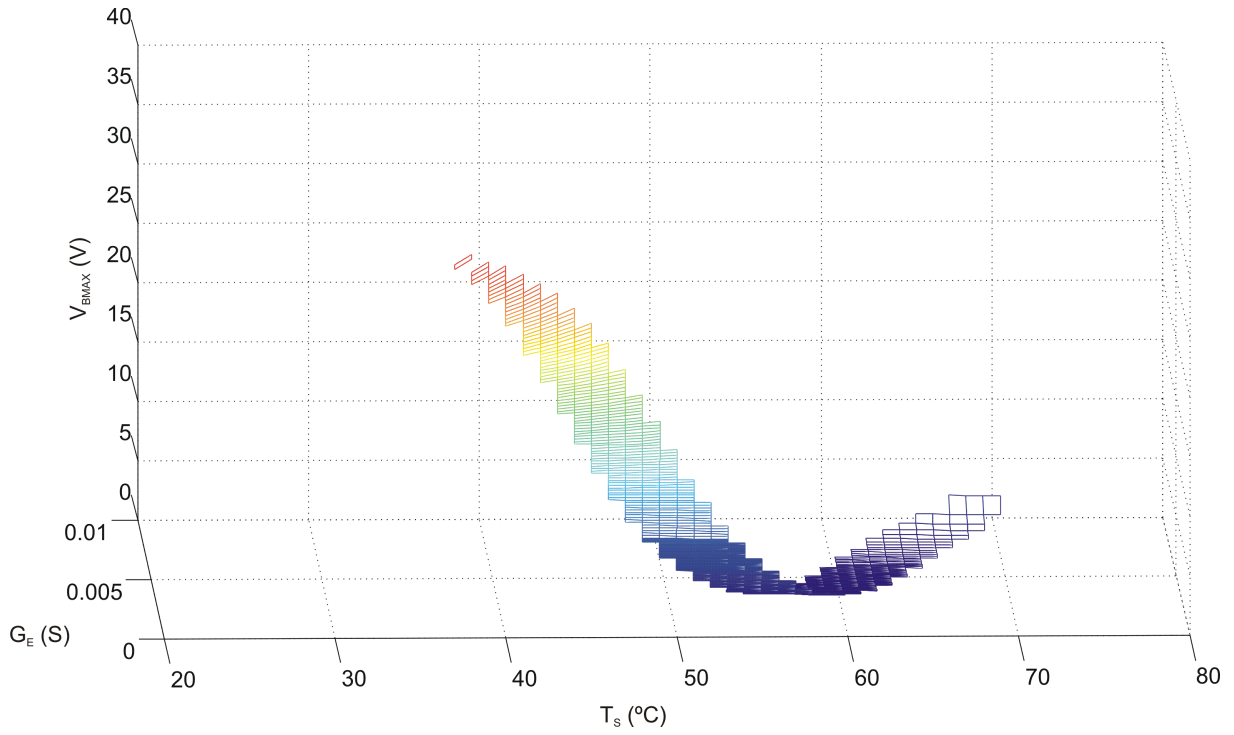


Figura 4.2: Condição de estabilidade em função de V_B de bolômetros de VO_2 operando no CVM.

curva de histerese, conforme pode ser notado na figura 4.3. Diante da dificuldade em provar esta hipótese analiticamente, causada pela complexidade do modelo que descreve $G_E \times T_S$, optou-se por uma avaliação numérica desta relação.

Primeiramente, foi feita uma aproximação da relação $G_{EAN} \times T_S$. Esta foi realizada a partir de dados da curva $R \times T_S$ obtidos através do modelo L^2P . Foi utilizado um algoritmo de otimização não linear de região de confiança, presente no toolbox de otimização do MatLab[®] e descrito em (Nocedal & Wright 1999, Conn et al. 2000), citados por (MathWorksTM 2008). Este foi aplicado para ajustar uma curva do tipo

$$y = a \tanh(b(x - c)) + d \quad (4.29)$$

aos dados de condutância obtidos diretamente do modelo L^2P . Esta aproximação levou à equação

$$G_{EAN}(T_S) = 0,00356 \tanh(0,2108(T_S - 61,41)) + 0,00358. \quad (4.30)$$

A figura 4.4 mostra os valores de $G_{EAN}(T_S)$ calculados a partir da equação 4.30 comparados com os valores obtidos através do modelo L^2P e validados experimentalmente em (de Almeida 2003).

Depois disto, foi calculado numericamente o valor da derivada da característica $G_E \times T$ para diversos pontos de reversão (T_r, G_r) no interior da curva de histerese. Os resultados obtidos

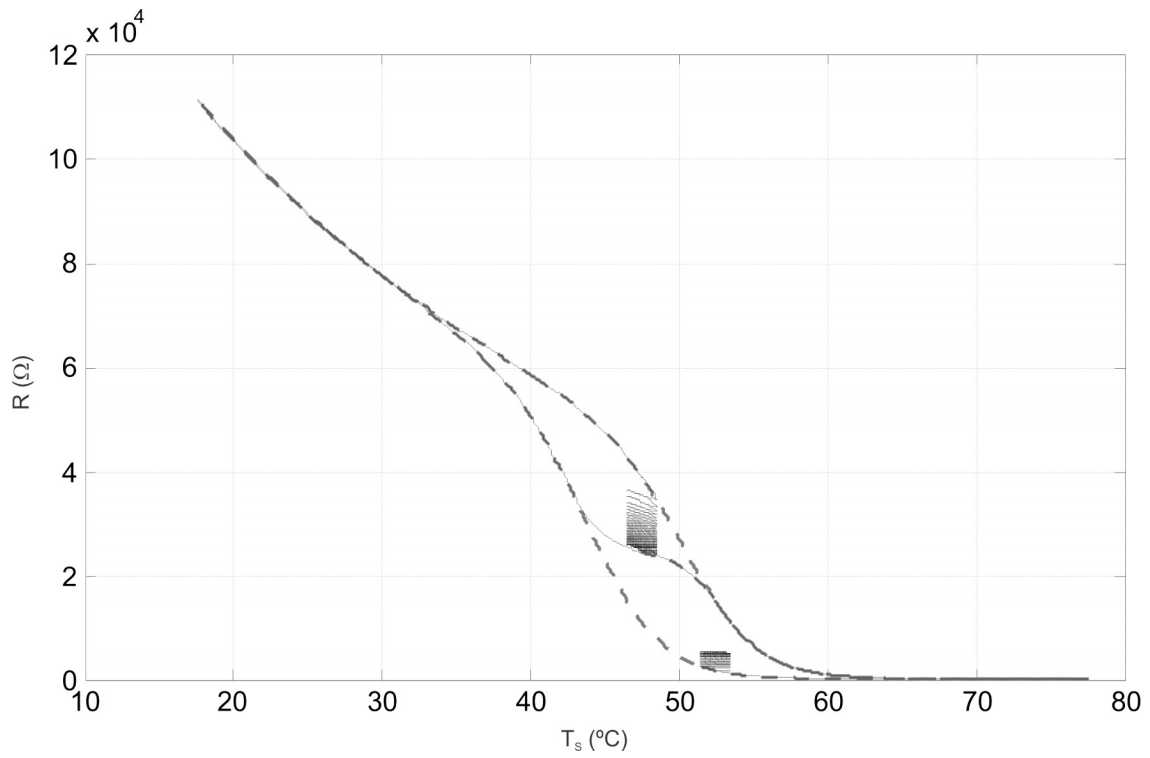


Figura 4.3: Efeito da acomodação nas trajetórias na característica $R \times T_s$ de bolômetros de VO_2 .

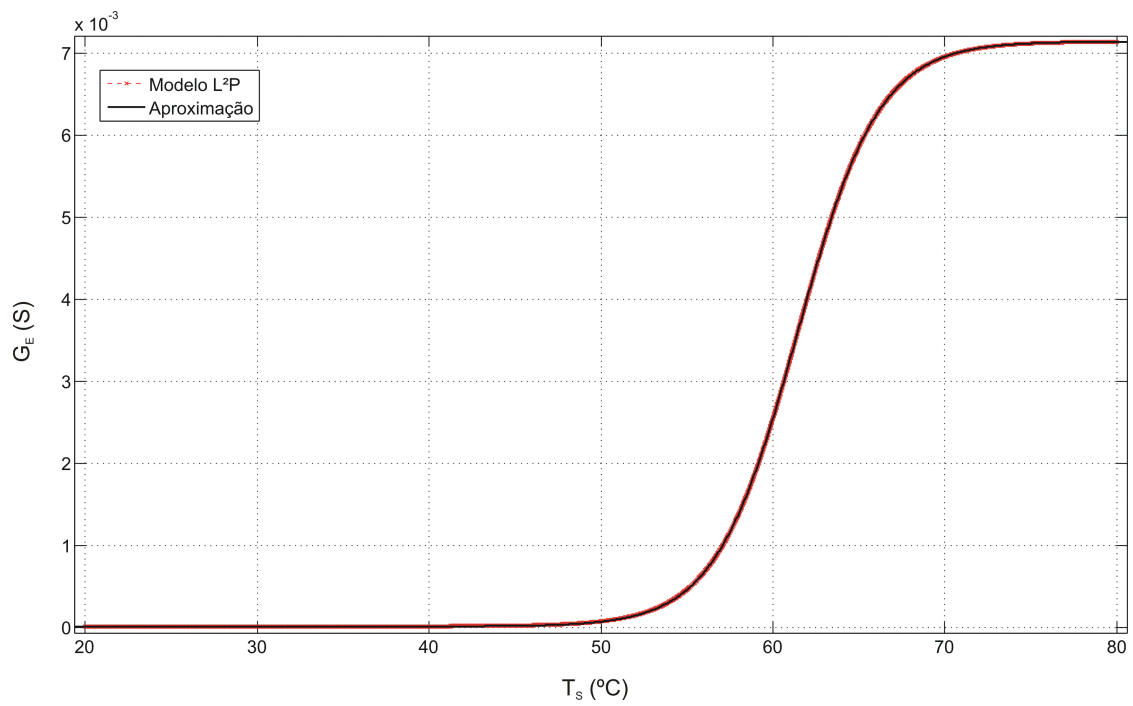


Figura 4.4: Aproximação realizada para o cálculo de $G_{EAN}(T_S)$.

foram comparados com $\left. \frac{dG_{EAN}(T_S)}{dT_S} \right|_{T_S=T_r}$. Conforme pode ser notado a partir da figura 4.5, como a curva obtida a partir do modelo L^2P não intercepta a curva da derivada de G_{EAN} , a hipótese levantada está correta. Assim, pode-se afirmar que, dada uma temperatura de operação T_{S0} e um ponto de reversão (T_r, G_r) , com $T_{S0} = T_r, \forall G_r, G_{rMIN} < G_r < G_{rMAX}$, sendo G_{rMIN} e G_{rMAX} limites dados respectivamente pela curva superior e inferior do laço principal da histerese, $\frac{dG_E}{dT_S}(T_r, G_r) < \left. \frac{dG_{EAN}}{dT_S}(T_S) \right|_{T_S=T_r}$.

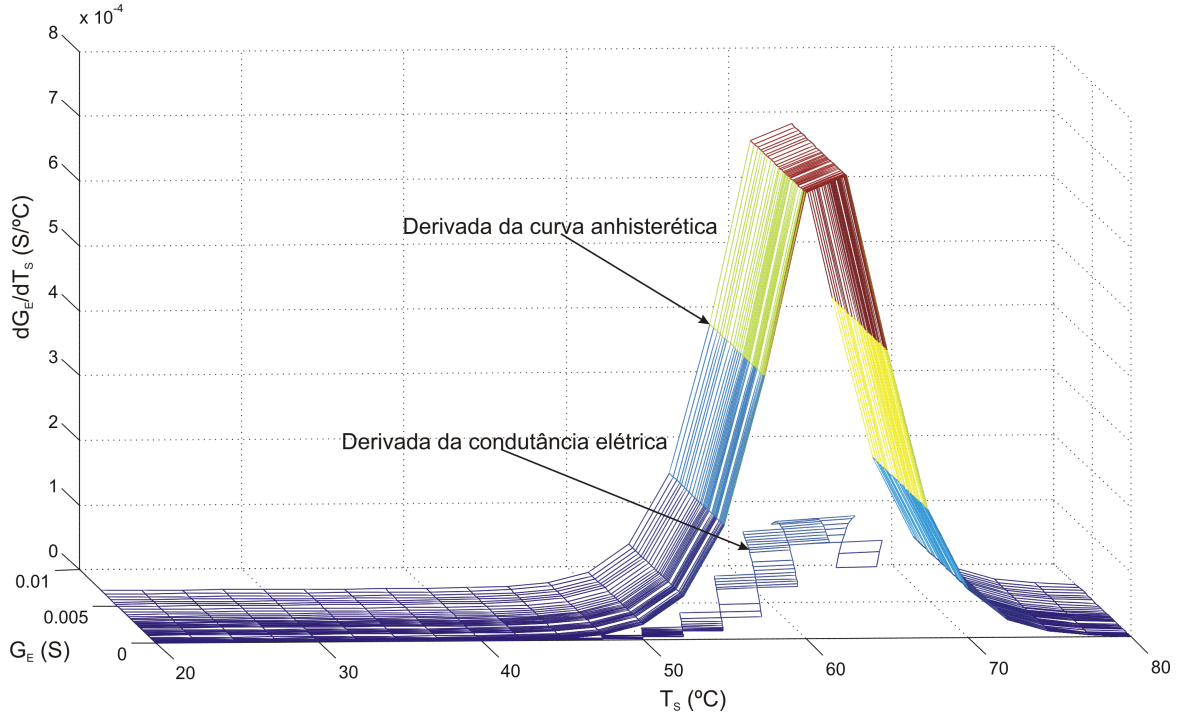


Figura 4.5: Comparação entre a derivada de G_E e a curva anhisterética.

Uma vez tendo-se constatado que a determinação da condição de estabilidade a partir da equação 4.28 leva a uma abordagem conservadora, torna-se possível obter uma curva $V_{BMAX} \times T_S$ que garante a estabilidade do bolômetro de VO_2 operando no modo tensão constante (ver figura 4.6).

4.2.1 Auto-estabilização em Bolômetros Construídos com Filmes Finos de VO_2 Operando no Modo Tensão Constante

Trabalhos anteriores relataram a possibilidade de destruição de bolômetros a partir de um superaquecimento causado pela instabilidade, caso a polarização supere seu valor crítico em um modo de operação que apresenta realimentação positiva (Robbes et al. 1993, Richards 1994, Fardmanesh et al. 1995, Fardmanesh et al. 1998, Brandão et al. 2001). Entretanto, através da análise da dinâmica não linear de bolômetros de VO_2 operando em CVM, é possível constatar o surgimento de pontos de equilíbrio ao redor do ponto de equilíbrio inicial ($T_S = T_0$),

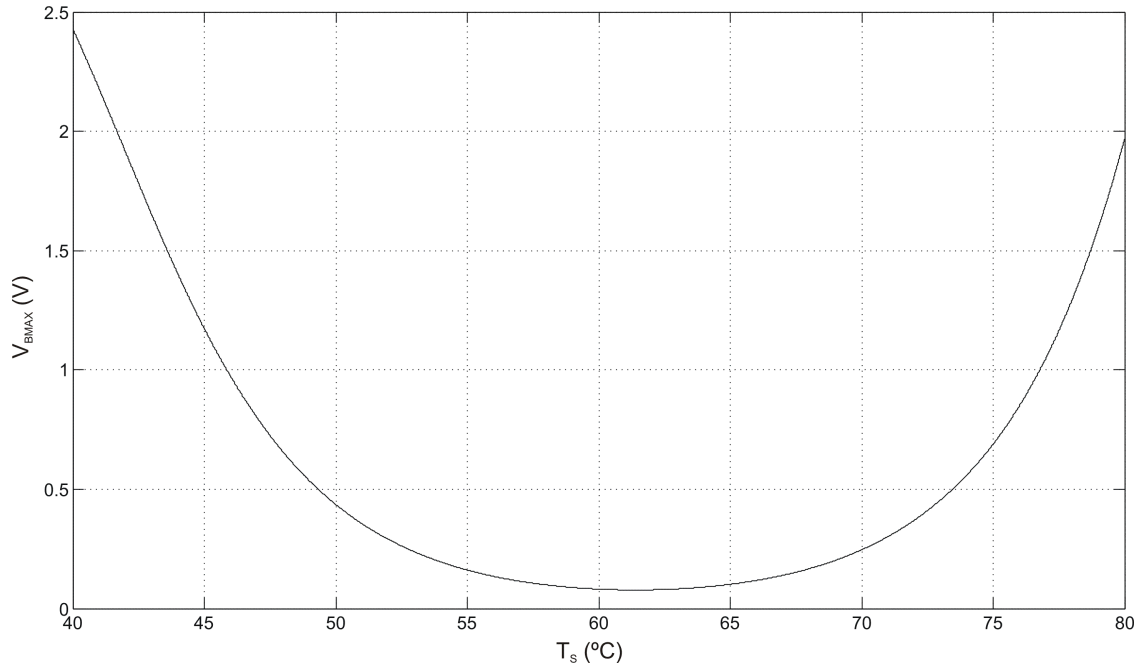


Figura 4.6: Condição de estabilidade em função de V_B calculada a partir da curva anhisterética.

quando ocorre a aplicação de uma tensão de polarização maior que a crítica. Estes pontos de equilíbrio são estáveis e protegem o dispositivo contra a deriva térmica (Neto, Leal, de Almeida & Neff 2008).

Para comprovar esta afirmação, deve-se analisar o comportamento de $\dot{T}_S \times T_S$ para um dado conjunto de parâmetros. Entretanto, esta análise se torna difícil quando se tenta utilizar a característica $G_E \times T_S$ com histerese, pois sempre existirão infinitas trajetórias para cada temperatura de operação. A determinação da trajetória do sistema em um instante qualquer se dá pela análise da história deste (de Almeida 2003).

Apesar dos problemas levantados, é possível ter uma noção do comportamento dos pontos de equilíbrio do sistema a partir da análise deste utilizando a curva anhisterética, $G_{EAN} \times T_S$. Assim, é apresentado na figura 4.7 o comportamento da derivada da temperatura do elemento sensor para diferentes valores de V_B com entrada nula. Foram utilizados os seguintes parâmetros: $C_{eff} = 0,2\mu J/K$, $G_{eff} = 0,45mW/K$ e T_H foi calculado a partir da equação

$$T_H = T_{S0} - \frac{V_B^2 G_E(61,41)}{G_{eff}}, \quad (4.31)$$

de forma a manter o sistema operando no ponto $T_{S0} = 61,41^\circ C$. Nota-se que, para $V_B = 1,5V > V_{BCRIT}$, existem dois pontos de equilíbrio aproximadamente em $T_S = 43,63^\circ C$ e $T_S = 79,21^\circ C$, além do ponto de equilíbrio esperado, em $T_S = 61,41^\circ C$. Além disto, estes dois novos pontos de equilíbrio são estáveis, pois nestes a tensão de polarização passa a ser inferior à crítica, como pode ser constatado a partir da figura 4.2.

Fisicamente, este fenômeno se dá em razão do aumento da transferência de calor do elemento

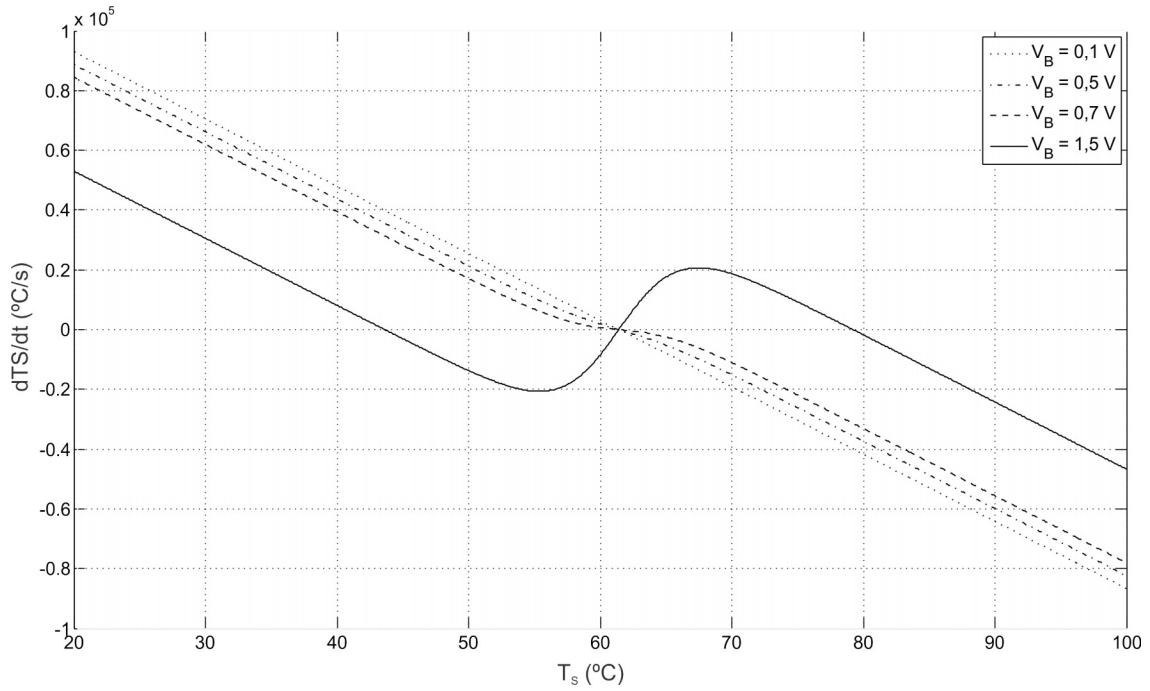


Figura 4.7: Derivada temporal da temperatura no sensor para diferentes valores de V_B .

sensor para o dissipador, com a taxa igual à condutância térmica G_{eff} , a medida que a temperatura de operação é aumentada. A taxa de aumento da potência joule com a temperatura é dada por

$$\frac{dJ_E}{dT_S} = V_B^2 \frac{dG_E}{dT_S} \quad (4.32)$$

e tende a decrescer quando o sensor passa ao estado de metal ou de semiconductor, ou seja, se afasta da região de transição, em virtude da diminuição de dG_E/dT_S , conforme a figura 4.8 Assim, é atingido um novo ponto de equilíbrio quando ocorre a igualdade

$$J_E(T_S) = G_{eff}(T_S - T_H). \quad (4.33)$$

Desta forma, pode-se notar que o sistema é globalmente estável, uma vez que sempre haverá um ponto de equilíbrio estável abaixo e outro acima do ponto de equilíbrio instável. Entretanto, é importante salientar que, a depender da tensão de polarização, o novo ponto de equilíbrio pode possuir uma temperatura muito alta, causando a destruição do dispositivo. Além disto, deve-se evitar operar com tensões de polarização acima da crítica, pois os pontos de equilíbrio estáveis estão em regiões da característica do sensor onde a sensibilidade já está comprometida.

Na figura 4.9 é mostrada a resposta do sensor a uma entrada infinitesimal, utilizando os parâmetros $C_{eff} = 0,2 \mu J/K$, $G_{eff} = 0,45 mW/K$, $T_H = 35,67^{\circ}C$ e $V_B = 1,8V$. Nesta é evidenciada o efeito da auto-estabilização.

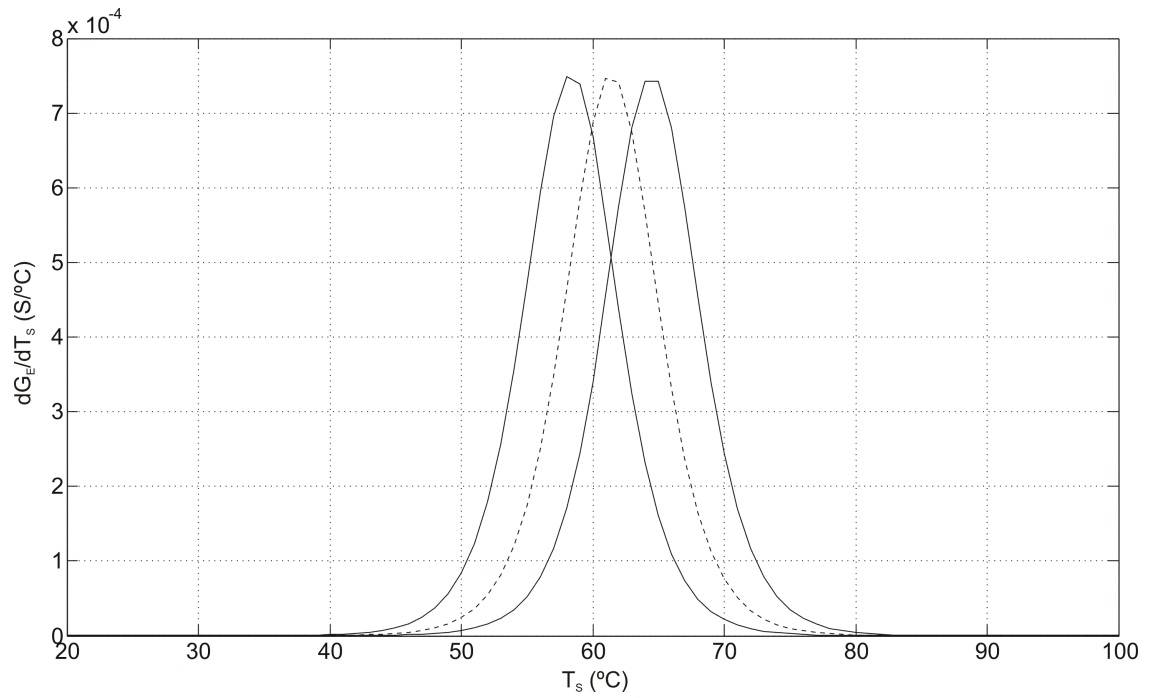


Figura 4.8: Derivada da condutância elétrica com a temperatura no laço principal da histerese e na curva anhisterética.

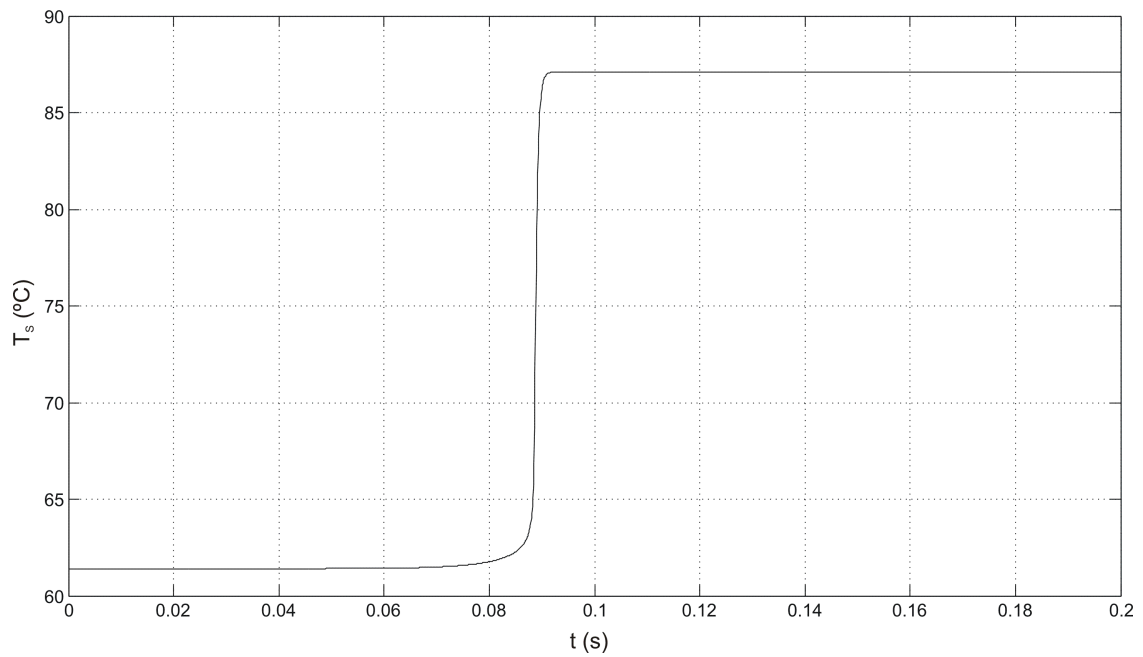


Figura 4.9: Resposta do sensor a uma entrada infinitesimal: presença do efeito de auto-estabilização.

4.3 Análise Teórica das Figuras de Mérito de Bolômetros Fabricados com VO_2

Utilizando as equações 4.16 e 4.21, obtidas a partir da análise da realimentação eletrotérmica nos bolômetros operando no modo corrente constante e tensão constante respectivamente, é possível obter a expressão geral

$$\frac{Y(\omega)}{P_0(\omega)} = -\frac{\varepsilon}{Pol} \frac{kA}{1 - kA}, \quad (4.34)$$

em que: Y é o sinal de saída, ou seja, ΔV no CCM e ΔI no CVM, Pol é o valor constante da polarização, ou seja, I_B no CCM e V_B no CVM e kA é o ganho de malha aberta do sistema. Portanto, $k = k_{CCM}$ no CCM e $k = k_{CVM}$ no CVM.

Em (Richards 1994), foi proposta uma forma de analisar as figuras de mérito de bolômetros a partir de uma condutância térmica equivalente

$$G_{eq} = G_{eff} - k \quad (4.35)$$

Substituindo (4.14) e (4.35) em (4.34), chega-se a

$$S(\omega) = -\frac{\varepsilon}{Pol} \frac{\frac{k}{C_{eff}}}{j\omega + \frac{G_{eq}}{C_{eff}}}. \quad (4.36)$$

4.3.1 Responsividade

O valor da responsividade $S(\omega) = \frac{Y(\omega)}{P_0(\omega)}$ é obtido diretamente da equação 4.34. Assim, tem-se a equação

$$|S(\omega)| = \frac{\varepsilon |k|}{Pol C_{eff}} \frac{1}{\sqrt{\omega^2 + \left(\frac{G_{eq}}{C_{eff}}\right)^2}}, \quad (4.37)$$

que descreve o módulo da responsividade em função da frequência do sinal incidente e

$$\angle S(\omega) = 180 + \angle k - \arctan\left(\frac{\omega C_{eff}}{G_{eq}}\right), \quad (4.38)$$

representando a fase desta. Nota-se que a resposta do bolômetro equivale à de um filtro passa-baixas de primeira ordem, com pólo em $\frac{G_{eq}}{C_{eff}}$ e com ganho em baixas frequências dado pela equação

$$S(0) = -\frac{\varepsilon k}{Pol G_{eq}}. \quad (4.39)$$

Obtenção dos Resultados de Simulação de S

O cálculo da responsividade utiliza diretamente a definição apresentada na equação 2.2, de acordo com a qual ela dependeria unicamente da medição do sinal de saída e do conhecimento sobre o sinal incidente na simulação. Entretanto, para se obter um valor dependente da frequência, seria necessária a realização da simulação com sinais de frequências iguais às de interesse. Portanto, seria uma tarefa demorada, demandando um grande esforço computacional, obter diretamente o valor de S para uma ampla faixa. Assim, para evitar este problema, foi medido o ganho estático e a constante de tempo para um dado conjunto de parâmetros e, utilizando o resultado de filtro de primeira ordem, foi possível estimar o valor da responsividade para a faixa de frequência desejada. Este procedimento foi feito com base na equação

$$|S(j\omega)| = \frac{S(0)}{\sqrt{\omega^2\tau^2 + 1}}. \quad (4.40)$$

4.3.2 Constante de Tempo τ

De acordo com a equação 4.36, a constante de tempo dos bolômetros pode ser estimada a partir da equação (Richards 1994)

$$\tau = \frac{C_{eff}}{G_{eq}} = \frac{C_{eff}}{G_{eff} - k}. \quad (4.41)$$

A partir da equação 4.41, é possível notar que a constante de tempo dos bolômetros tem uma relação direta com k . Portanto, a realimentação negativa ($k < 0$) reduz a constante de tempo do dispositivo, enquanto a positiva ($k > 0$) tende a aumentá-la (Richards 1994, Lee et al. 1997, Kaila & Russell 2000, Brandão et al. 2001, Kaila 2002, Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008).

Obtenção dos Resultados de Simulação de τ

A constante de tempo pode ser obtida a partir da resposta do sistema a um sinal do tipo degrau. Como se trata de um sistema de primeira ordem, o sinal de saída para este tipo de excitação é da forma

$$y_{degrau}(t) = S(0) \left(1 - e^{-\frac{1}{\tau}t}\right) u(t), \quad (4.42)$$

em que: $u(t)$ é um degrau unitário. Assim, comparando-se o sinal de saída obtido com a equação 4.42, é possível obter os valores de $S(0)$ e τ .

4.3.3 Fontes de Ruído e Potência Equivalente de Ruído (NEP)

Todos os detectores apresentam uma potência mínima detectável, determinada pela relação sinal/ruído na saída do dispositivo. A sensibilidade teórica máxima é dada pela presença apenas de ruído quântico no sinal, ou seja, aquele inerente às flutuações na densidade de fótons emitidos pela fonte de sinal (Melo 2004). Entretanto, para a grande maioria dos sistemas no infravermelho, o limite de detecção é imposto por fontes de ruído do próprio sistema, ou do ambiente no qual ele está inserido.

O ruído em bolômetros é afetado pela polarização, temperatura e frequência de operação do dispositivo e é uma variável fundamental na determinação do valor ótimo da sua detectividade específica (D^*) (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). Neste trabalho foi utilizado o modelo detalhado em (Neff et al. 1998), no qual são consideradas as seguintes fontes de ruído: ruído resistivo independente da frequência (Johnson), ruído de radiação de fundo (fóton), ruído de flutuação térmica (fônon) e o ruído flicker. É importante salientar que flutuações na fonte de alimentação (tensão ou corrente) também contribuem para o ruído total no sistema. Contudo, é possível o projeto de fontes estáveis, cuja contribuição para a NEP é desprezível. Outra fonte de ruído não incluída na presente análise é o amplificador presente na saída do bolômetro, uma vez que já estão comercialmente disponíveis amplificadores de baixíssimo ruído.

Ruído Resistivo (Johnson)

O ruído Johnson é aquele presente em todos os elementos resistivos e é causado pelo movimento errático dos elétrons presentes na banda de condução. No caso de bolômetros operando no modo corrente constante, a tensão de ruído resistivo varia com o valor da resistência do sensor, além da sua temperatura de operação, de acordo com a equação (Neff et al. 1998)

$$V_R = \sqrt{4k_B T R}, \quad (4.43)$$

em que k_B é a constante de Boltzmann. No caso da operação em CVM, a corrente de ruído é dada por

$$I_R = \sqrt{\frac{4k_B T}{R}}. \quad (4.44)$$

Nota-se de 4.43 e 4.44 que o ruído Johnson é independente da frequência de operação do bolômetro.

Ruído de Radiação de Fundo (fóton)

O ruído de radiação de fundo tem como fonte os fótons emitidos pelos objetos existentes ao redor do bolômetro e obedece à equação (Neff et al. 1998)

$$\langle V_{phot}, I_{phot} \rangle = \sqrt{\frac{S^2 8 A \sigma_B k_B T_B^5}{\varepsilon}}, \quad (4.45)$$

para bolômetros operando no CCM ou no CVM, em que: V_{phot} é a tensão de ruído fóton, I_{phot} é a corrente de ruído fóton, A é a área do sensor, σ_B é a constante de Stefan-Boltzmann e T_B é a temperatura do ambiente.

Ruído de Flutuação Térmica (fônon)

A troca de calor entre o sensor e o sorvedor ocorre através de uma condutância térmica G_{eff} . Entretanto, em um nível microscópico, este fenômeno se dá a partir de interações atômicas desde o sensor até o dissipador. Nestas, cada átomo, em movimentos vibratórios térmicos, passa parte de seu calor para os vizinhos. Este processo gera uma parcela aleatória no calor transferido através da condutância G_{eff} . Assim, tem-se a equação (Neff et al. 1998)

$$\langle V_{phon}, I_{phon} \rangle = \sqrt{\frac{S^2 4 k_B T^2 G_{eff}}{\varepsilon^2}}, \quad (4.46)$$

válida para bolômetros operando no modo tensão ou corrente constante. Nesta, V_{phon} é a tensão de ruído fônon, I_{phon} é a corrente de ruído fônon.

Ruído Flicker ($1/f$)

Ao contrário de outras fontes de ruído, a origem do ruído $1/f$ ainda não possui uma teoria estabelecida, sendo associada às flutuações na condutância elétrica causadas por uma combinação de fenômenos *bulk* e de superfície (Chi-Anh & Moon 2007). Diante disto, foi proposta em (Hooge et al. 1981) uma equação empírica para o ruído flicker em semicondutores. Esta é dependente de um coeficiente denominado de coeficiente de Hooge e a sua aplicabilidade a um dado material requer a estimativa prévia deste. Contudo, nos trabalhos pesquisados, não foi relatada a medição do coeficiente de Hooge para filmes finos de VO_2 . Diante disto, foi utilizada a abordagem apresentada em (Zerov et al. 2001), que difere daquela relatada em (Hooge et al. 1981) pela utilização da constante K_N . Assim, a tensão (CCM) e a corrente (CVM) de ruído flicker são dadas respectivamente pelas equações:

$$V_{1/f} = \sqrt{\frac{K_N I_B^2 R^2}{A d f^n}} \quad (4.47)$$

$$I_{1/f} = \sqrt{\frac{K_N V_B^2}{R^2 A d f^n}}, \quad (4.48)$$

em que K_N é uma constante de ruído, d é a espessura do filme e n é o expoente da frequência. No caso de filmes finos de VO_2 , a constante K_N varia quatro ordens de grandeza, de $2,4 \times 10^{-22}$ até $3,2 \times 10^{-18}$ e depende da qualidade do filme utilizado (Zerov et al. 2001, Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). No presente trabalho, considerou-se o pior caso, isto é, o maior valor de K_N relatado na literatura para filmes finos de VO_2 .

Ruído Total e a Potência Equivalente de Ruído (NEP)

O ruído total na saída de um bolômetro pode ser calculado a partir de (Neff et al. 1998)

$$\langle V_{TOT}, I_{TOT} \rangle^2 = \langle V_R, I_R \rangle^2 + \langle V_{phot}, I_{phot} \rangle^2 + \langle V_{phon}, I_{phon} \rangle^2 + \langle V_{1/f}, I_{1/f} \rangle^2. \quad (4.49)$$

Assim, chega-se a

$$V_{TOT} = \sqrt{4k_B T R + \frac{S^2 8 A \sigma_B k_B T_B^5}{\varepsilon} + \frac{S^2 4 k_B T^2 G_{eff}}{\varepsilon^2} + \frac{K_N I_B^2 R^2}{A d f^n}}, \quad (4.50)$$

que descreve o comportamento da tensão de ruído na saída do bolômetro operando em CCM e a

$$I_{TOT} = \sqrt{\frac{4k_B T}{R} + \frac{S^2 8 A \sigma_B k_B T_B^5}{\varepsilon} + \frac{S^2 4 k_B T^2 G_{eff}}{\varepsilon^2} + \frac{K_N V_B^2}{R^2 A d f^n}}, \quad (4.51)$$

que descreve o comportamento da corrente de ruído na saída do bolômetro operando em CVM (Neff et al. 1998, Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008).

Por sua vez, a NEP se refere ao sinal de entrada no bolômetro capaz de produzir uma dada amplitude de ruído na saída do sistema (Richards 1994, Rieke 2002, Melo 2004). Portanto, a razão entre a tensão ou corrente de ruído e a NEP é a responsividade. Assim, a partir da equação 4.50, chega-se a

$$NEP_{CCM} = \sqrt{\frac{4k_B T R}{S^2} + \frac{8 A \sigma_B k_B T_B^5}{\varepsilon} + \frac{4k_B T^2 G_{eff}}{\varepsilon^2} + \frac{K_N I_B^2 R^2}{S^2 A d f^n}} \quad (4.52)$$

e, a partir da equação 4.51, chega-se a

$$NEP_{CVM} = \sqrt{\frac{4k_B T}{S^2 R} + \frac{8 A \sigma_B k_B T_B^5}{\varepsilon} + \frac{4k_B T^2 G_{eff}}{\varepsilon^2} + \frac{K_N V_B^2}{S^2 R^2 A d f^n}}. \quad (4.53)$$

Obtenção dos Resultados de Simulação de V_{TOT} e I_{TOT}

Os valores de V_{TOT} e I_{TOT} são obtidos respectivamente a partir das equações 4.50 e 4.51. Para tanto, são utilizados os valores de responsividade obtidos a partir das simulações.

4.3.4 Detectividade, Detectividade Específica e a Figura de Mérito Geral

A detectividade (D) de um bolômetro é definida como

$$D = \frac{1}{NEP}. \quad (4.54)$$

Analisando-se as equações 4.52 e 4.53, nota-se que alguns dos tipos de ruído considerados variam com $\sqrt{A}$. Assim, com o intuito de comparar detectores de diferentes tamanhos, foi introduzida uma nova figura de mérito, a Detectividade Específica (D^*), definida a partir de

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta f}}{NEP}, \quad (4.55)$$

em que Δf é a largura da banda passante em Hz. Considerando um bolômetro operando com uma largura de banda unitária, tem-se

$$D^* = \frac{\sqrt{A}}{NEP}, \quad (4.56)$$

que é uma figura de mérito largamente utilizada para caracterizar a sensibilidade de detectores de radiação infravermelha. É válido destacar que a NEP pode ser calculada de acordo com o tipo de polarização utilizada, a partir das equações 4.52 e 4.53.

Outra figura de mérito utilizada na comparação de detectores de radiação infravermelha é obtida a partir da divisão da detectividade específica pela constante de tempo. A partir desta variável, é possível considerar ao mesmo tempo a sensibilidade e a velocidade do sensor analisado. Assim, a figura de mérito geral considerada neste trabalho (D^*/τ) pode ser calculada a partir da combinação das equações 4.56 e 4.41, conforme

$$\frac{D^*}{\tau} = \frac{(G_{eff} - k)\sqrt{A}}{NEP \times C_{eff}}. \quad (4.57)$$

Obtenção dos Resultados de Simulação da Detectividade Específica e da Figura de Mérito Geral

Os valores de D^* são obtidos a partir da aplicação direta da equação 4.56, substituindo-se 4.52 ou 4.53, conforme o caso. Uma vez de posse dos valores de D^* , D^*/τ pode ser obtido pela divisão por τ , de acordo com a equação 4.57.

4.4 Plataforma de Simulação

A avaliação das figuras de mérito de bolômetros de VO_2 em diferentes condições de operação pode ser realizada através da simulação do dispositivo no Simulink[®], ferramenta integrante do pacote MatLab[®]. Esta possibilita a interligação imediata deste sistema com outros blocos dinâmicos, permitindo a análise da interação entre diferentes dispositivos. Obtém-se assim uma ferramenta versátil, capaz de auxiliar no projeto de protótipos de bolômetros de VO_2 .

O modelo introduzido no simulador obedece à equação 4.2 e tem como peça chave o modelo L^2P , que descreve a característica histerética $R \times T_S$ do elemento sensor de temperatura. Este foi construído a partir da utilização de um bloco *Level-2 M-file S-function* (MathWorksTM 2007), capaz de representar a sua memória não-local. É importante destacar a possibilidade de implementação do mesmo a partir de uma interligação de blocos existentes na biblioteca do Simulink[®]. Entretanto, esta abordagem não se mostrou viável, uma vez que a simulação resultante demandou um esforço computacional muito maior, além de se mostrar mais instável numericamente.

Diante da complexidade do sistema, alguns detalhes de sua implementação no simulador para a avaliação das figuras de mérito de bolômetros construídos com VO_2 trouxeram dificuldades. Dentre eles, destaca-se o sistema de controle, que deve manter o dispositivo na temperatura de operação durante toda a simulação, sempre que a potência incidente for nula.

4.4.1 Sistema de Controle de Temperatura

Neste trabalho, a avaliação das figuras de mérito dos bolômetros de VO_2 em função de alguns parâmetros de projeto e do material foi realizada. Para tanto, foram estabelecidos pontos ótimos de operação da temperatura e da polarização, que precisavam ser mantidos fixos sempre que não fossem estas as variáveis independentes. Para tanto, foi necessária a implementação de um sistema de controle capaz de manter a temperatura do elemento sensor no ponto de operação, sem afetar a variação desta com a potência incidente. Uma solução possível é a manipulação da temperatura do dissipador, que deve ter uma dinâmica em malha fechada de constante de tempo muito superior do que a do elemento sensor de temperatura. Contudo, no caso de bolômetros de VO_2 , isto apresenta algumas dificuldades adicionais, em virtude da forte não linearidade do sistema e da histerese da característica $R \times T_S$. Além disto, esta abordagem deixaria a simulação muito lenta, sendo este um fator proibitivo para a obtenção de um conjunto detalhado de dados. Como o controle de sistemas não lineares com característica histerética estava fora do escopo do presente trabalho e como este iria se limitar a resultados de simulação, optou-se por manter o sistema de controle de T_S em malha aberta, manipulando-se apenas o *set point* do controle da temperatura do dissipador, conforme o diagrama da figura 4.10. Assim, o controle não seria capaz de compensar variações de T_S

causadas por P_0 e poderia ter uma dinâmica rápida, desde que a variação do *set point* se desse em momentos onde a medição do sinal de saída já estivesse sido realizada.

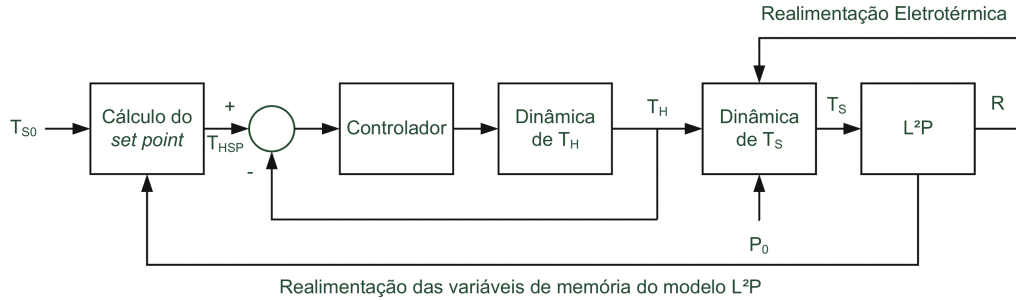


Figura 4.10: Diagrama do sistema de controle da temperatura do sensor.

O valor de *set point* que leva à manutenção da temperatura do sensor no ponto de operação (T_{S0}) é obtido a partir da equação 4.58.

$$T_{HSP} = T_{S0} - \frac{J_E(T_S(t))}{G_{eff}}. \quad (4.58)$$

Entretanto, a relação $J_E(T_S(t))$ apresenta uma histerese como consequência da característica $R \times T_S$. Portanto, é necessário levar em conta os valores passados da temperatura do sensor para a determinação do valor de T_{HSP} . Isto foi realizado a partir da utilização de um bloco semelhante ao modelo L^2P , que calculava o valor da resistência do elemento sensor na temperatura T_{S0} e na trajetória da histerese atual. Para tanto, utilizou-se uma realimentação das variáveis de memória do modelo L^2P do sensor (T_r , g_r e δ) para o bloco de cálculo de T_{HSP} , conforme o diagrama da figura 4.10.

Como o sinal de entrada utilizado na caracterização dos bolômetros de VO_2 foi um trem de pulsos, optou-se por simplificar o sistema de controle da figura 4.10, utilizando um caso ideal, onde o valor estabelecido para o *set point* seria instantaneamente seguido pela temperatura do dissipador, ou seja, $T_{HSP} = T_H$. Entretanto, neste caso, o valor de T_{HSP} seria alterado apenas na ausência de radiação de entrada.

4.4.2 Simulações realizadas

Para uma melhor compreensão dos resultados apresentados no capítulo 5, é mostrado na figura 4.11 um diagrama de blocos representativo das simulações feitas. Foram destacados os parâmetros cuja influência nas figuras de mérito do bolômetro de VO_2 foi analisada. Para avaliar a influência da temperatura de operação do sistema com potência absorvida nula, T_{S0} , as demais variáveis manipuladas foram mantidas constantes e esta foi alterada dentro de uma faixa de interesse. O mesmo procedimento foi realizado para estimar a influência da polarização, representada por I_B (CCM) ou V_B (CVM). Em seguida, o impacto da qualidade do

material, que tem relação com a largura da histerese (ω), no desempenho do dispositivo foi estudada, mais uma vez mantendo as demais variáveis em destaque constantes. Em outra etapa, a linearidade e a resposta em frequência do bolômetro foram avaliadas a partir da aplicação de sinais (potência absorvida, P_0) de diferentes amplitudes e frequências da envoltória, para um conjunto de parâmetros constantes. Além disso, a possibilidade de melhoria do desempenho do dispositivo foi investigada, a partir da variação da constante de ruído $1/f$, K_N , dentro de uma faixa de interesse prático.

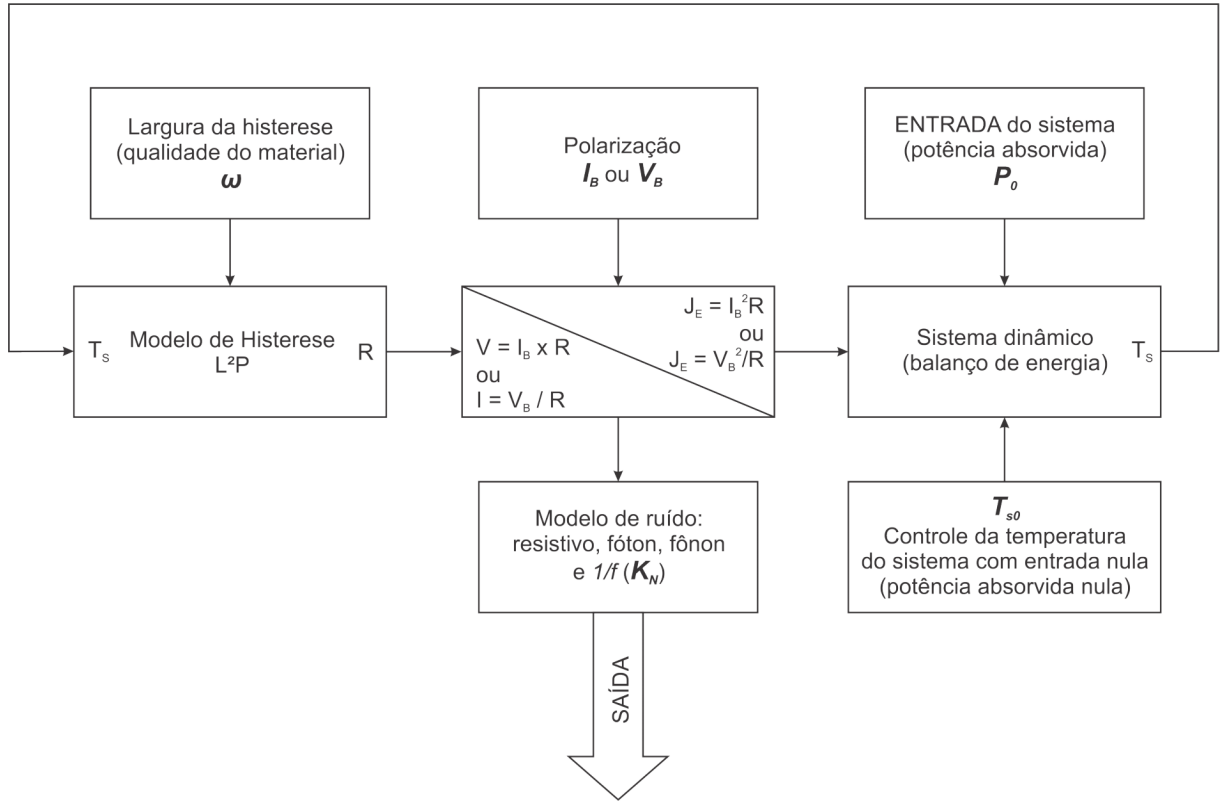


Figura 4.11: Diagrama de blocos do sistema simulado, destacando as variáveis manipuladas: T_{s0} , I_B ou V_B , ω , P_0 e K_N em negrito e itálico.

4.5 Conclusão

A dinâmica de bolômetros fabricados com filmes finos de VO_2 como elemento sensor de temperatura foi estudada com base na realimentação eletrotérmica existente no mesmo. Utilizando as equações levantadas, a condição de estabilidade local do sistema foi obtida. A realimentação eletrotérmica e a característica $R \times T_s$ do sensor provoca um efeito de auto-estabilização do dispositivo, que garante a sua estabilidade global. Dados de simulação, com base num modelo de histerese validado experimentalmente foram utilizados para ratificar as conclusões teóricas. Os resultados obtidos estiveram em concordância com trabalhos anteriores.

Capítulo 5

Resultados

5.1 Parâmetros de Simulação

Os parâmetros de simulação foram determinados de forma a representar um caso prático de bolômetro construído com um filme fino de VO_2 como elemento sensor de temperatura.

5.1.1 Características do Bolômetro

Este trabalho teve como principal objetivo a caracterização de bolômetros que utilizam VO_2 como elemento sensor de temperatura. Para tanto, utilizou um modelo dinâmico baseado na equação de balanço energético no sensor (Rieke 2002) e o modelo de histerese L^2P (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003) para descrever a característica $R \times T_S$ do termômetro. O bolômetro descrito conceitualmente no capítulo 2, cujo modelo dinâmico foi apresentado no capítulo 4, requer dois parâmetros construtivos: a condutância térmica entre o elemento sensor e o sorvedor de calor (G_{eff}) e a capacitância térmica do sensor (C_{eff}). Para estes, foram utilizados os valores inicialmente reportados em (Neff et al. 2000), isto é: $G_{eff} = 0,45mW/K$ e $C_{eff} = 0,2\mu J/K$. É importante salientar que a dinâmica de variação da temperatura do dissipador é muito mais lenta que a resposta do sensor e foi desprezada no presente trabalho. Portanto, não foi necessário determinar a condutância térmica entre o dissipador e o ambiente e a capacitância térmica do dissipador.

5.1.2 Características do Elemento Sensor de Temperatura

Este trabalho fez uso dos resultados apresentados inicialmente em (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003) acerca da modelagem da característica $R \times T_S$ de filmes finos de VO_2 , utilizados aqui como elemento sensor de temperatura do bolômetro. Este consiste em um filme muito fino (50 - 100nm) semi-transparente de VO_2 , que funciona como absorvedor óptico. Ele é depositado sobre uma membrana de silício de área de $1mm^2$ e espessura de $1\mu m$, principal

responsável pela determinação dos parâmetros G_{eff} e C_{eff} do bolômetro. A utilização de membranas como suporte ao elemento sensor é benéfica, uma vez que reduz C_{eff} e a constante de tempo τ do bolômetro. A membrana de suporte está em contato térmico com um substrato de silício de massa elevada, através de uma G_{eff} de valor relativamente alto. Este funciona como sorvedor de calor e está montado sobre um dispositivo de controle de temperatura.

Os parâmetros do modelo de histerese do elemento sensor de temperatura foram obtidos em (de Almeida et al. 2002, de Almeida 2003), utilizando o procedimento apresentado no capítulo 3. Os parâmetros do modelo L^2P utilizados foram: $w = 6,5^\circ\text{C}$, $T_c = 47,6^\circ\text{C}$, $\beta = 0,2^\circ\text{C}^{-1}$, $\gamma = 0,85$, $R_0 = 17\ \Omega$ e $R_m = 140\ \Omega$.

5.1.3 Constantes e Parâmetros do Modelo de Ruído

Para a utilização do modelo de ruído representado pelo par de equações 4.50 e 4.51 é necessário determinar o valor das constantes e parâmetros existentes. A temperatura do meio foi considerada em torno de 300K . A constante de absorção óptica foi considerada igual à unidade, ou seja, toda a potência na entrada do sistema foi efetivamente absorvida pelo elemento sensor. Tal abordagem foi também utilizada nos estudos realizados em (de Almeida 2003). Na modelagem do ruído flicker, foram utilizados os mesmos parâmetros determinados para a amostra que apresentava pior desempenho em relação a esta fonte de ruído em (Zerov et al. 2001), ou seja, $K_N = 3,2 \times 10^{-18}$ e $n = 1$. A faixa de frequência considerada de interesse prático foi de 10^{-1}Hz até 10^6Hz . Destaca-se que a frequência do sinal de entrada tratada neste capítulo está relacionada com a envoltória e não com o comprimento de onda da radiação infravermelha incidente. Um sumário das variáveis utilizadas é apresentado na tabela 5.1

Tabela 5.1: Sumário das variáveis utilizadas nas simulações do modelo de ruído.

Variável	Unidade	Valor
Constante de Boltzmann (k_B)	J/K	$1,38 \times 10^{-23}$
Constante de Stefan-Boltzmann (σ_B)	$W/cm^2 K^4$	$5,67 \times 10^{-12}$
Temperatura do Meio	K	300
Constante de Absorção Óptica	-	1
Área do Filme (A)	mm^2	1
Espessura do Filme (d)	cm	10^{-5}
Expoente de Frequência (n)	-	1
Faixa de Frequência Estudada	Hz	10^{-1} até 10^6
Constante do Ruído Flicker (K_N)	cm^3	$3,2 \times 10^{-18}$
Condutância Térmica (G_{eff})	W/K	$0,45 \times 10^{-3}$
Capacitância Térmica (C_{eff})	J/K	$0,2 \times 10^{-6}$

5.2 Determinação do Ponto Ótimo de Operação

Duas variáveis operacionais são importantes no projeto de bolômetros construídos com VO_2 : a temperatura de operação (T_{S0}) e o valor da polarização no ponto de operação (I_{B0} ou V_{B0}). Estas devem ser mantidas fixas enquanto a influência das demais no desempenho do bolômetro é avaliada. No presente trabalho, o ponto de operação do sistema foi determinado de forma a maximizar a figura de mérito D^*/τ .

Como pode ser observado a partir da equação 4.57, o cálculo de D^*/τ depende da determinação do valor da NEP e de τ do dispositivo. Por sua vez, estas variáveis têm relação com a responsividade (S) e com o valor de k , dependendo portanto da derivada da resistência (CCM) ou da condutância elétrica (CVM) no ponto de operação. Assim, diante da histerese da característica $R \times T_S$, torna-se complexa a obtenção de uma solução algébrica para o problema de maximização da figura de mérito geral. Diante disso, optou-se por adotar uma solução numérica para o problema.

Como se trata de um problema bidimensional, torna-se fácil a visualização da relação entre a variável de interesse e os parâmetros de projeto supracitados. Para tanto, foram feitas simulações da resposta do bolômetro para diversos pares de polarização e de temperatura de operação. Em cada ponto, foi aplicado um trem com 60 pulsos de entrada, com o intuito de minimizar o efeito da acomodação nas figuras de mérito obtidas. Além disso, foi adotada uma técnica de redução do efeito da acomodação, que será descrita posteriormente. Seguindo tal metodologia, foi possível obter uma superfície tridimensional descrevendo o comportamento de D^*/τ . Por fim, a partir desta superfície, é possível determinar uma região ótima de operação.

Para a obtenção de uma região ótima de operação a partir da metodologia adotada, torna-se necessária a determinação de limites práticos para as variáveis de projeto de forma a tratar o problema como de otimização com restrições. Para a temperatura, tais limites foram tomados de forma que o sensor operasse dentro da região de transição, onde este apresenta maior sensibilidade (de Almeida 2003). Assim, foram estudados pontos de operação tais que $300K \leq T_{S0} \leq 340K$ (ver figura 5.3).

Em seguida, foram determinados os limites para as variáveis de polarização. No caso do CCM, não há valor de polarização que torna o bolômetro instável, o que poderia fornecer um limite superior de operação para este parâmetro. Entretanto, analisando-se a equação 4.58, nota-se que a temperatura do dissipador de calor aumenta com o incremento da temperatura do sensor no ponto de operação e diminui com o incremento da potência fornecida pela polarização. Além disso, a utilização de filmes finos de VO_2 como elemento sensor vem se justificando pela possibilidade de construção de bolômetros não-refrigerados (de Almeida 2003). Diante disso, optou-se por limitar a corrente de polarização nos pontos de operação estudados de forma a manter a temperatura do dissipador maior que um determinado valor tolerável. O

limite adotado para T_H foi inicialmente de $273K$ ou $0^\circ C$. A corrente mínima de operação foi arbitrada como sendo $100\mu A$ para fins práticos. No caso do CVM, o valor máximo da tensão no ponto de operação foi tal que mantivesse o sistema estável, conforme a equação 4.27. A tensão mínima no ponto de operação foi arbitrada em $100mV$.

Na figura 5.1, é mostrada a relação entre D^*/τ e os parâmetros I_{B0} e T_{S0} para o bolômetro operando no CCM. Os pontos de operação que compõem a superfície obedeceram os limites supracitados. Neste caso, nota-se que há variação da figura de mérito considerada tanto com a corrente de polarização quanto com a temperatura no ponto de operação. Entretanto, a influência da corrente de polarização é menor do que a da temperatura. De acordo com os resultados obtidos, não existe um ponto crítico dentro da região de interesse investigada. Portanto, adotou-se o maior valor de D^*/τ na região, em torno de $I_{B0} = 100\mu A$ e $T_{S0} = 325K = 52^\circ C$, como ponto ótimo de operação.

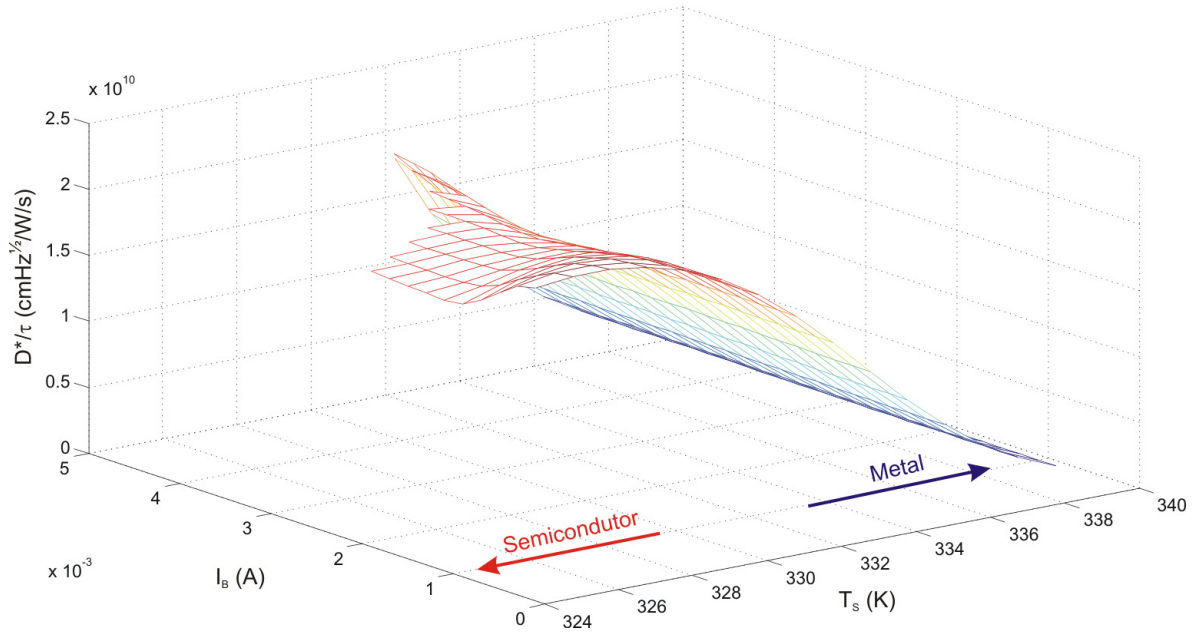


Figura 5.1: Comportamento da figura de mérito D^*/τ em função de I_{B0} e T_{S0} no CCM.

A figura 5.2 mostra a variação de D^*/τ em função de V_{B0} e T_{S0} no CVM. Pode-se perceber que a figura de mérito a ser maximizada sofre pouca influência da tensão de polarização do dispositivo, havendo apenas uma leve tendência de crescimento. Isto pode ser explicado pela compensação existente entre o crescimento da constante de tempo, causado pela realimentação eletrotérmica, e o crescimento da detectividade específica, o último sendo consequência do aumento da responsividade. Como não houve influência expressiva da tensão de polarização em D^*/τ , arbitrou-se $V_{B0} = 0,5V$. Em relação à temperatura de operação do elemento sensor, é possível afirmar que a região ótima de operação situa-se nas proximidades de $T_{S0} = 325K = 52^\circ C$.

Na tabela 5.2, são mostrados os parâmetros de desempenho do bolômetro em cada modo

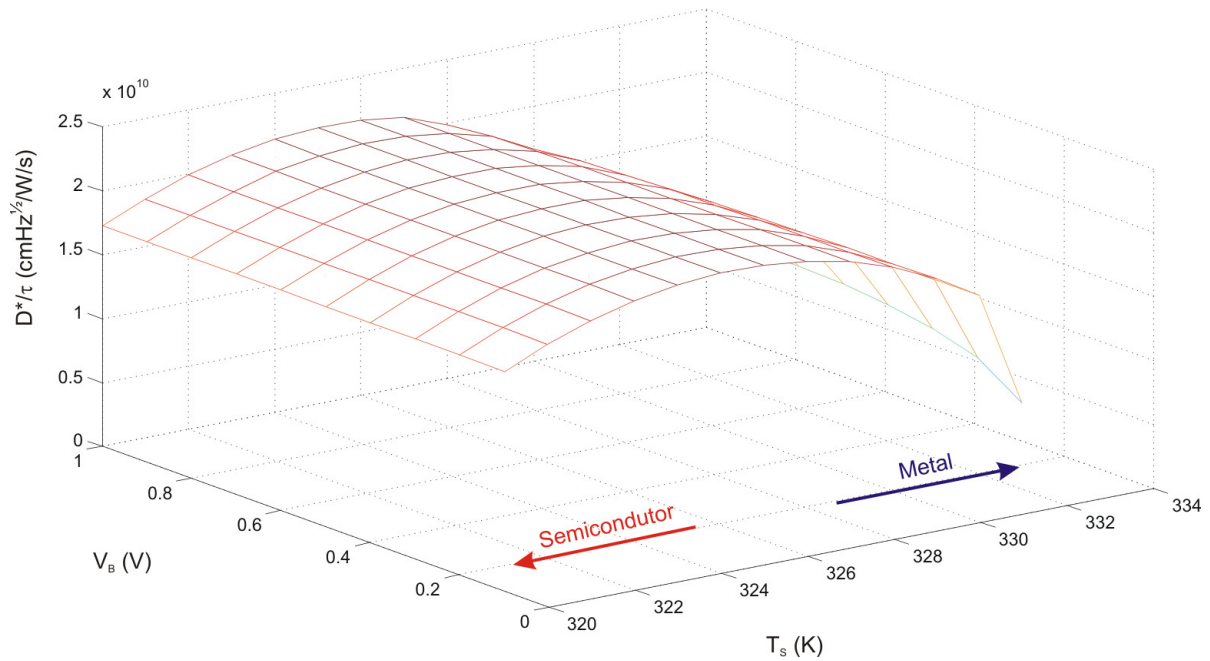


Figura 5.2: Comportamento da figura de mérito D^*/τ em função de V_{B0} e T_{S0} no CVM.

nas faixas de operação encontradas.

Tabela 5.2: Parâmetros de desempenho do bolômetro no ponto de operação adotado para cada modo.

Modo de operação	CCM	CVM
$T_S(K)$	325	325
$I_B(mA)$ ou $V_B(V)$	0, 1	0, 5
$\tau(ms)$	0, 39	0, 45
$S(mA/W)$ ou (V/W)	60, 7	24, 0
$T_{h(P_0=0)}(K)$	324, 9	325, 8
$V_{TOT}(V)$ ou $I_{TOT}(A)$	$6, 54 \times 10^{-7}$	$2, 48 \times 10^{-10}$
$D^*(cmHz^{1/2}/W)$	$9, 28 \times 10^6$	$9, 68 \times 10^6$
$D^*/\tau(cmHz^{1/2}/(Ws))$	$2, 41 \times 10^{10}$	$2, 16 \times 10^{10}$

5.3 Característica $R \times T_S$ do Elemento Sensor de Temperatura

A partir da implementação do modelo de histerese L^2P , descrito do Capítulo 3, no Simulink® foi possível avaliar a característica $R \times T_S$ do filme fino de VO_2 e ter uma noção inicial do comportamento do bolômetro. A figura 5.3 exibe a histerese da característica resistência versus

temperatura do filme fino de VO_2 . O detalhe superior representa o trem de pulsos da radiação aplicada ao bolômetro, enquanto que o inferior mostra a evolução temporal da tensão de saída, ambos referentes às trajetórias internas apresentadas. É importante salientar que, neste caso, foi utilizado o bolômetro no CCM com polarização arbitrária, uma vez que esta não alteraria a relação $R \times T_S$, dependente unicamente do modelo de histerese. Nota-se a formação de laços menores internos na histerese e a existência do fenômeno da acomodação, característico da histerese de filmes finos de VO_2 e exibido também pelo modelo L^2P (de Almeida et al. 2004). Este fenômeno causa variações da resistência elétrica, e conseqüentemente da tensão, para diferentes ciclos de uma evolução periódica da temperatura. Ao afetar a resposta do dispositivo, ele deve ser considerado na análise da performance do mesmo. Como a acomodação tende a estabilizar depois de alguns ciclos, neste trabalho foi utilizada uma metodologia de medição dos parâmetros de desempenho de forma a minimizar a sua influência.

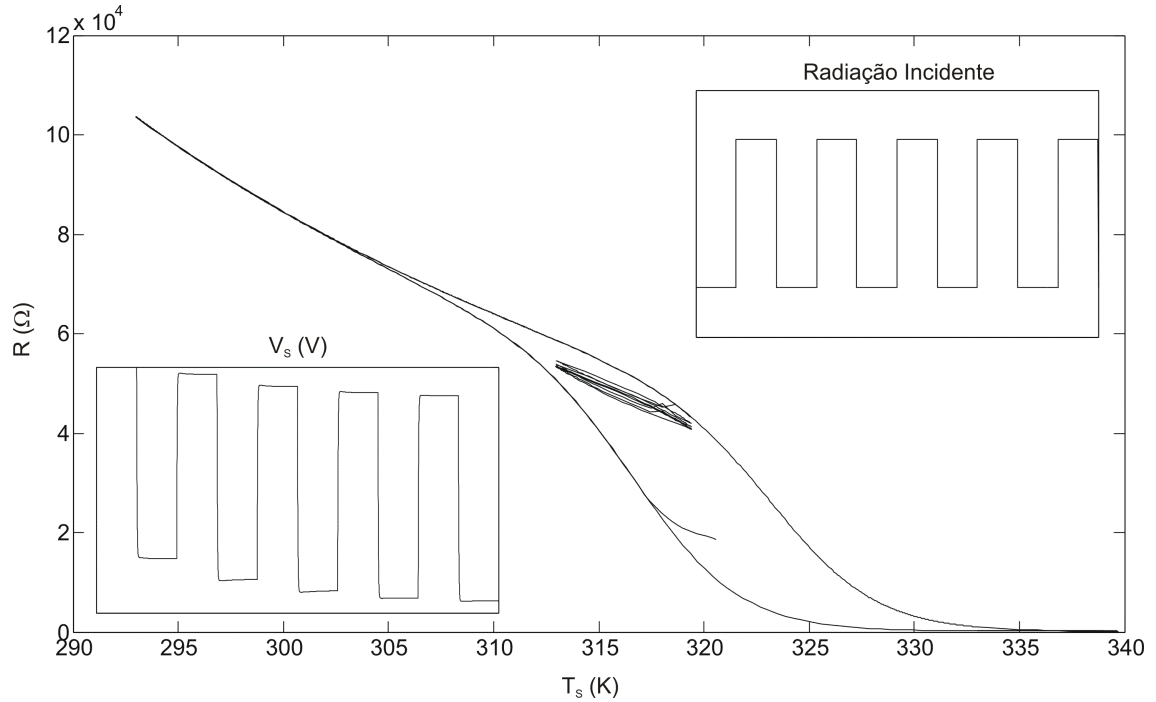


Figura 5.3: Histerese da característica $R \times T_S$ do filme fino de VO_2 .

A figura 5.4 mostra a variação da derivada da resistência elétrica do filme fino de VO_2 com a temperatura para os laços principais da histerese. A linha central, tracejada, indica o comportamento do sensor no caso de ausência de histerese. Cada ramo (ascendente e descendente) do laço principal apresenta um mínimo. É importante notar que as trajetórias internas da histerese apresentarão sempre valores de derivada de módulo inferior àqueles do laço principal. Portanto, a figura 5.4 mostra os limites para esta relação.

O parâmetro TCR de sensores de temperatura que se baseiam na variação da resistência

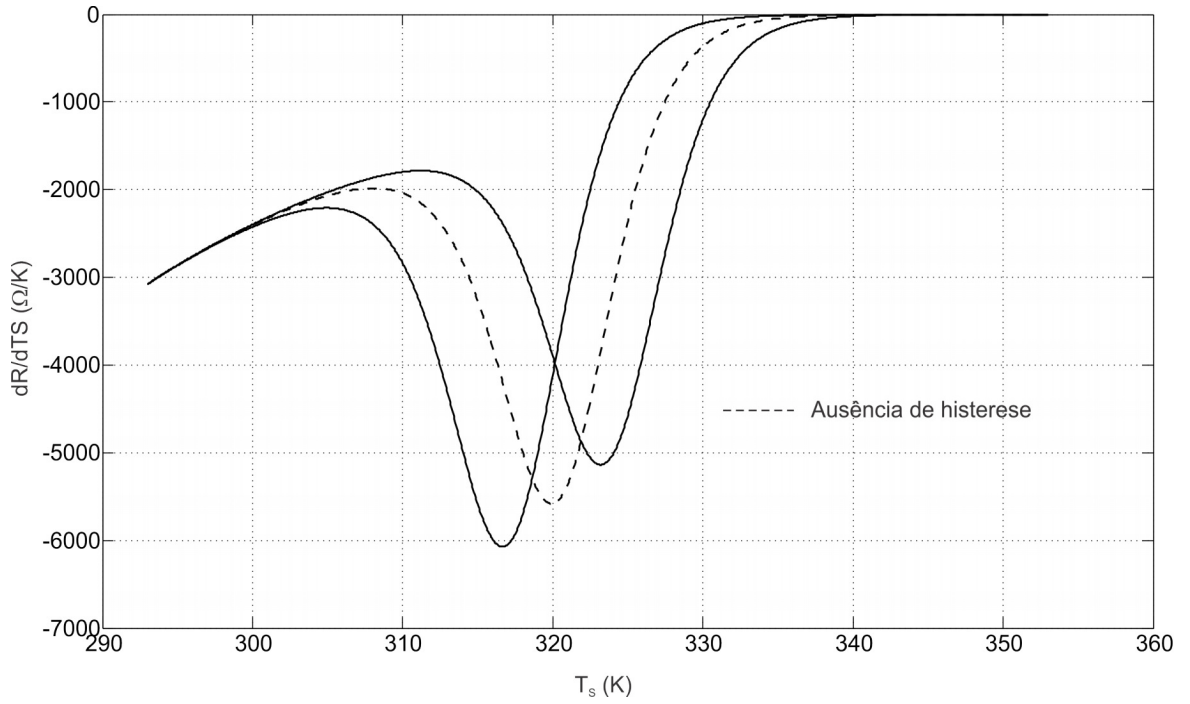


Figura 5.4: Comportamento da derivada da resistência elétrica do filme fino de VO_2 com a temperatura do sensor.

elétrica com esta variável é dado por

$$TCR = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT_s}. \quad (5.1)$$

Este parâmetro afeta a sensibilidade do bolômetro. Sua variação com a temperatura no caso de filmes finos de VO_2 é apresentada na figura 5.5. Nota-se que, na região semicondutora, o TCR é de aproximadamente 3%, podendo chegar a cerca de 38% para temperaturas próximas a $324,5K$.

5.4 Influência da Temperatura de Operação do Sensor

Primeiramente, será analisado o efeito da temperatura de operação na performance do bolômetro de VO_2 . Para tanto, este parâmetro foi variado e, para cada valor estabelecido, foi aplicada uma sequência de pulsos de radiação incidente. Desta forma, a partir da análise da saída do sistema, tensão ou corrente, é possível estimar as figuras de mérito do dispositivo. Uma representação visual simplificada do procedimento é mostrada no diagrama de blocos da figura 4.11.

Na figura 5.6 é apresentado o comportamento da constante de tempo (τ). Nota-se que, no CCM, o dispositivo apresenta um crescimento monotônico de τ , enquanto que, no CVM, este exibe um máximo próximo a $332,5K$. Constata-se ainda que o CCM apresenta constantes de tempo cerca de 86% daqueles obtidos no CVM para a faixa de temperatura estudada.

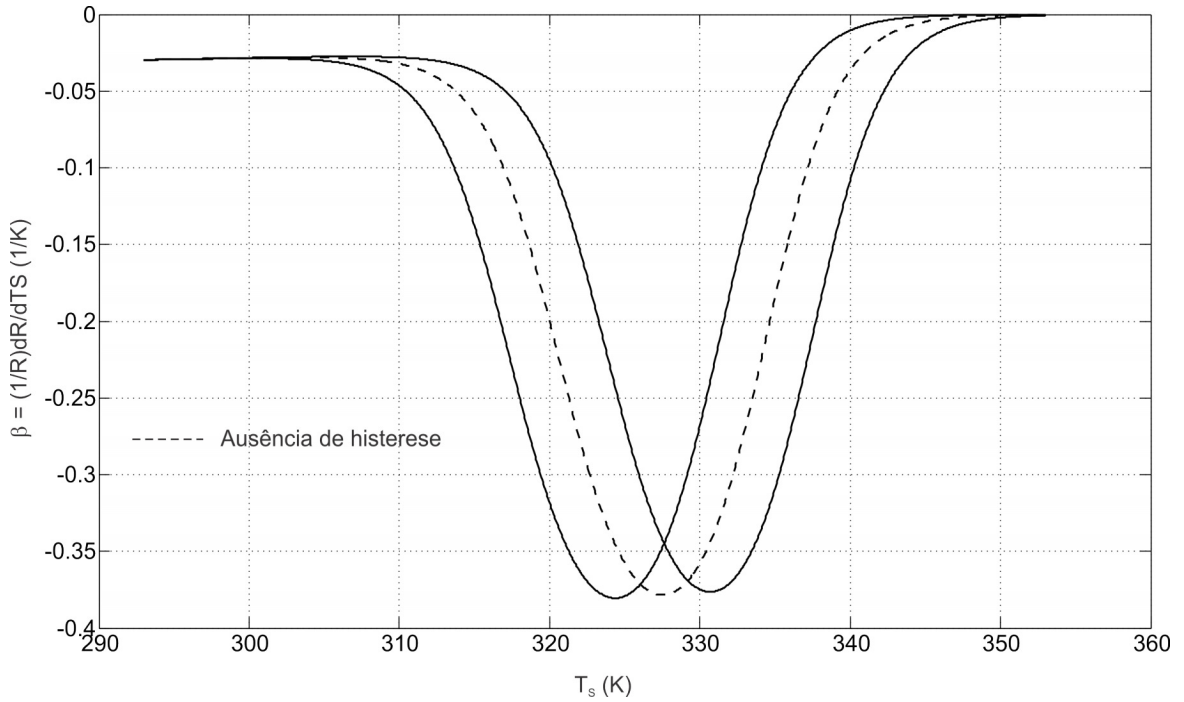


Figura 5.5: Comportamento do TCR com a temperatura do sensor.

Com base nos resultados da figura 5.6, a polarização por corrente parece vantajosa no que diz respeito à operação com sinais de variação rápida. Esta conclusão está de acordo com a análise teórica feita no Capítulo 4, uma vez que no CCM o bolômetro construído com VO_2 exibe uma realimentação eletrotérmica negativa, que tende a reduzir a constante de tempo do sistema. O máximo exibido no CVM também é facilmente explicado com base na análise da realimentação eletrotérmica. Foi visto que, na região estável, o pólo do sistema linearizado em torno do ponto de operação tende a se aproximar da origem com o crescimento de $\frac{dG_E}{dT_S}$ (ver equação 4.26). De acordo com a figura 4.5, o máximo de $\frac{dG_E}{dT_S}$ ocorre em temperaturas próximas a $332,5K$, confirmando os resultados obtidos na figura 5.6.

A relação entre a variação do sinal de saída e a temperatura de operação do sensor é mostrada na figura 5.7. É importante notar que, neste caso, a comparação direta entre os modos de operação (CCM e CVM) não é representativa, uma vez que as saídas são grandezas físicas diferentes em cada caso: tensão no CCM e corrente no CVM. A partir do gráfico da figura 5.7, é possível notar para o CCM um decaimento da amplitude da saída para $T_S < 313K$, seguido de um intervalo praticamente constante até $T_S = 316K$. Em seguida, o sistema apresenta uma redução significativa da amplitude da tensão, indicando uma desvantagem da operação com temperaturas do sensor muito superiores a $317K$. Este comportamento também está de acordo com as previsões teóricas levantadas no capítulo 4. De acordo com a equação 4.37, a responsividade, que tem influência direta na amplitude de saída, tem relação direta com k e cresce com o inverso de G_{eq} . Esta última variável tem o seu valor reduzido com o aumento de k ,

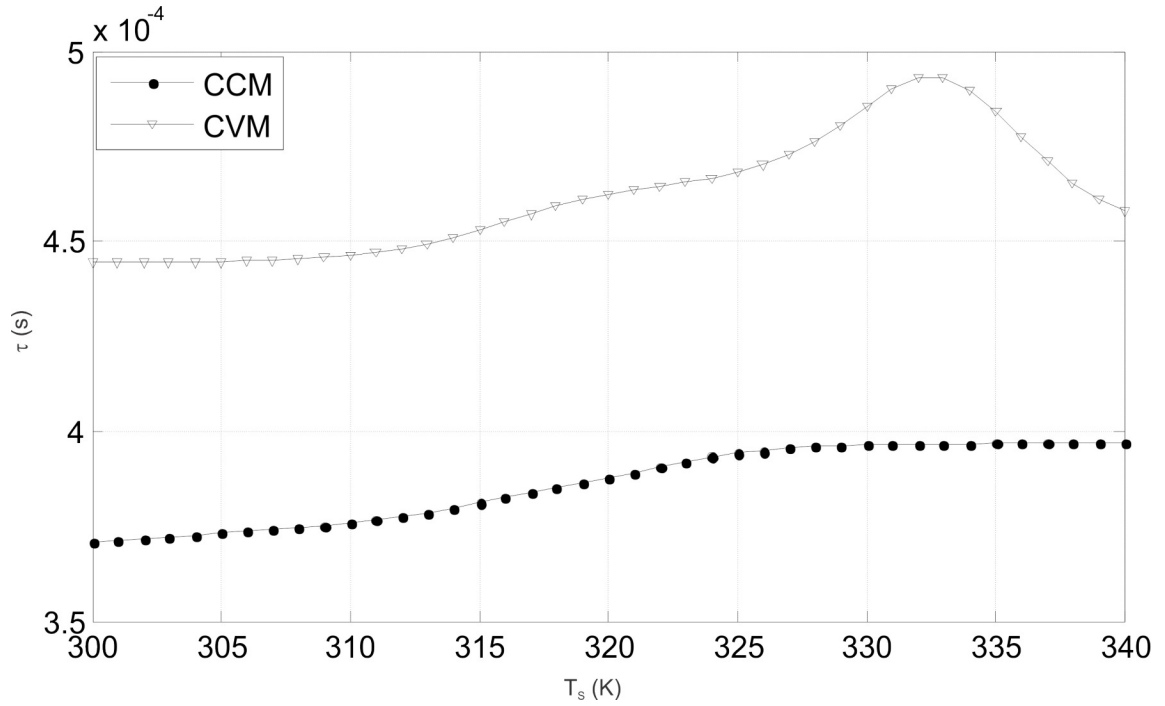


Figura 5.6: Comportamento de τ com a temperatura do sensor.

conforme a equação 4.35. Finalmente, segundo a equação 4.15, k é proporcional a $\frac{dR}{dT_S}|_{T_S=T_{S0}}$ no CCM. Ao analisar a figura 5.4, é possível ter uma noção do comportamento da responsividade do bolômetro de VO_2 e, conseqüentemente, da amplitude do sinal de saída para uma potência incidente de valor conhecido. Semelhantemente ao que ocorre com a amplitude de saída, o módulo da derivada da resistência elétrica tende a diminuir até cerca de $310K$, possui um máximo em torno de $320K$ e sofre uma redução brusca para temperaturas superiores.

No caso do CVM, o sistema exibe um máximo próximo a $T_S = 333K$. Portanto, nos casos onde se considera a sensibilidade como principal parâmetro de projeto de bolômetros construídos com filmes finos de VO_2 semelhantes ao utilizado neste trabalho, haveria uma região desejável de operação em $T_S = 333K$. Como no caso do CCM, este resultado está de acordo com as previsões teóricas. Neste caso, a responsividade tem relação direta com k_{CVM} , que é proporcional a $\frac{dG_E}{dT_S}|_{T_S=T_{S0}}$, como pode ser visto na equação 4.20. O comportamento da derivada da condutância elétrica com a temperatura do sensor foi mostrada na figura 4.5, de onde se percebe a existência de um máximo em torno de $60^\circ C = 333K$.

A responsividade em baixa frequência pode ser calculada a partir da equação 4.40. Nesta, $S(0)$ corresponde à razão entre a variação do sinal de saída para uma entrada na forma de um degrau e a potência incidente. Portanto, a partir dos valores da saída e da constante de tempo obtidos na simulação e arbitrando uma frequência $10Hz$ para fins de análise, obtém-se os resultados apresentados na figura 5.8 para CCM e CVM. Como todas as variáveis da equação, exceto a responsividade para a frequência zero, foram tratadas como constantes, a figura 5.8

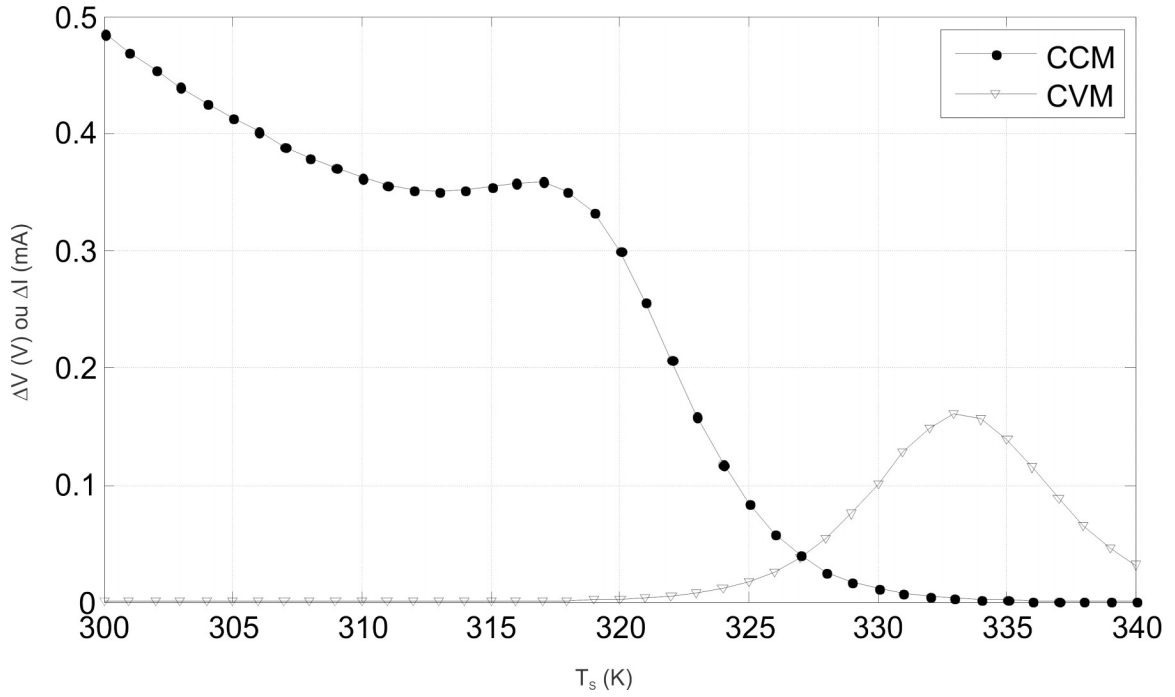


Figura 5.7: Comportamento da saída (ΔV ou ΔI) com a temperatura do sensor.

representa apenas uma mudança de escala do gráfico da figura 5.7.

A figura 5.9 mostra a temperatura necessária no dissipador (T_H) para manter o sistema no ponto de operação desejado em cada etapa da simulação. Nesta figura, é exibida ainda a curva correspondente a $T_H = T_S$. A equação

$$T_H = \frac{G_{eff}T_S - J_E}{G_{eff}}, \quad (5.2)$$

obtida a partir das condições de temperatura estacionária e ausência de radiação incidente na equação 4.1, descreve a dependência de T_H com a temperatura de operação do sensor. Para casos em que $J_E \ll G_{eff}T_S$, existe uma relação linear entre estas temperaturas na forma $T_H = T_S$. Entretanto, com o aumento da potência dissipada no dispositivo em virtude da polarização, tal relação deixa de ser linear. No caso do CCM, isto ocorre para baixos valores de temperatura, onde a resistência elétrica, que é proporcional à potência dissipada, é maior (ver figura 5.3). Por sua vez, no CVM, J_E é maior para temperaturas mais altas, onde a condutância elétrica, inverso da resistência, é maior. Tais constatações podem ser visualizadas a partir dos resultados apresentados na figura 5.9. Nota-se que os pontos de T_H obtidos no CCM se afastam da curva $T_H = T_S$ para baixos valores de temperatura, enquanto que o mesmo ocorre no CVM para valores elevados de T_S .

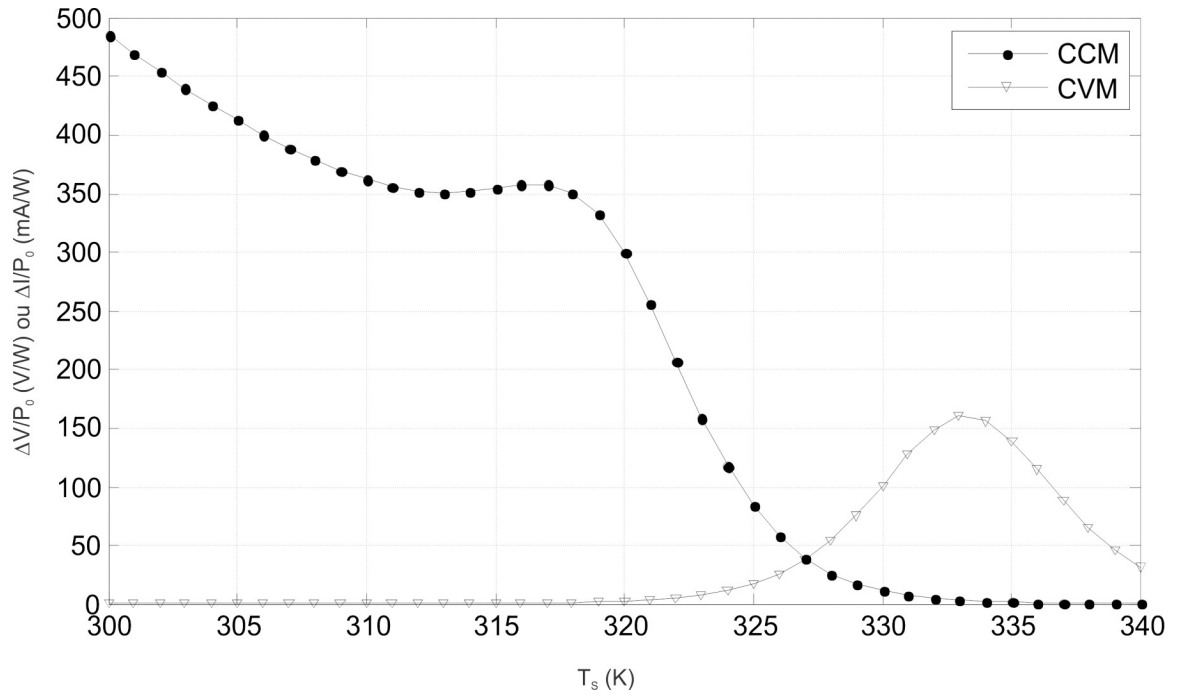


Figura 5.8: Comportamento da responsividade com a temperatura do sensor.

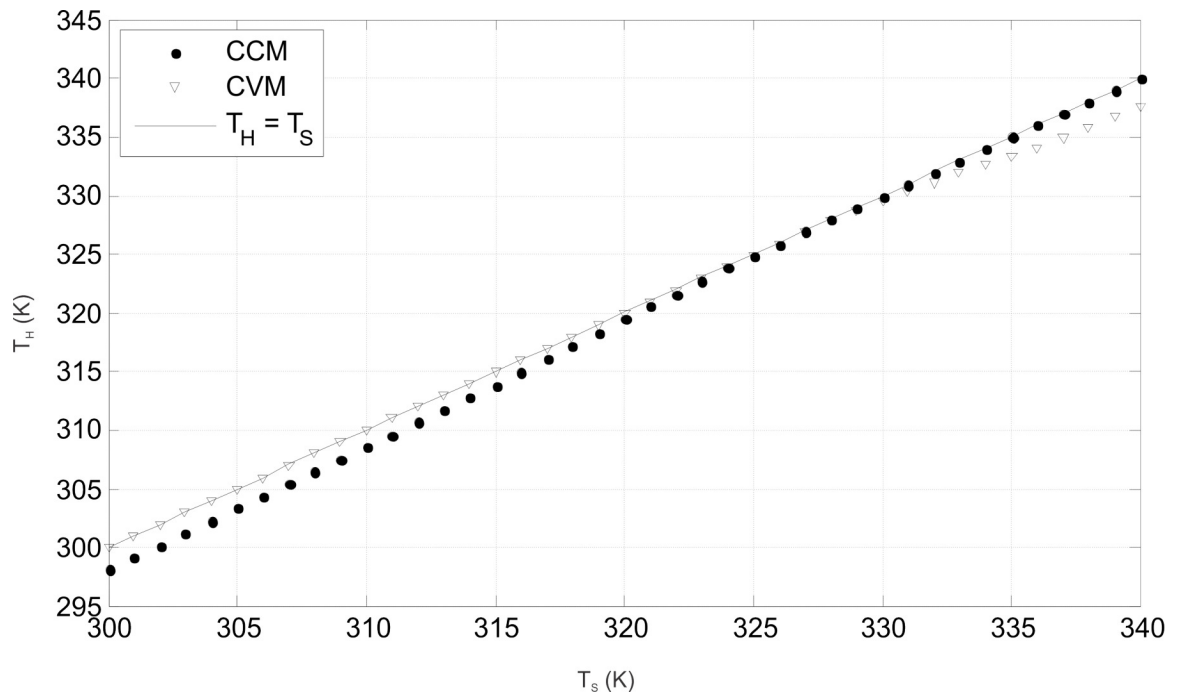


Figura 5.9: Comportamento da temperatura do dissipador com a temperatura do sensor.

5.4.1 Comportamento do Ruído em Função da Temperatura

Conforme foi discutido no capítulo 4, há quatro principais fontes de ruído em bolômetros: o ruído resistivo (Johnson), o ruído de radiação de fundo (fóton), o ruído de flutuação térmica (fônon) e o ruído flicker ($1/f$). Cada um tem influência com intensidade diferenciada no sinal de saída. A presença de ruído na saída do dispositivo pode ser descrita pela equação 4.50 no CCM e pela equação 4.51 no CVM.

A presença de cada tipo de ruído na saída do bolômetro operando no CCM com uma frequência de 10Hz é mostrada na figura 5.10. A partir desta é possível notar que a principal fonte de ruído em baixas frequências neste tipo de dispositivo é o flicker. Como este é proporcional à resistência elétrica do elemento sensor e como o VO_2 é do tipo NTC, haverá um comportamento decrescente da curva de ruído com a temperatura, como é constatado na figura 5.10.

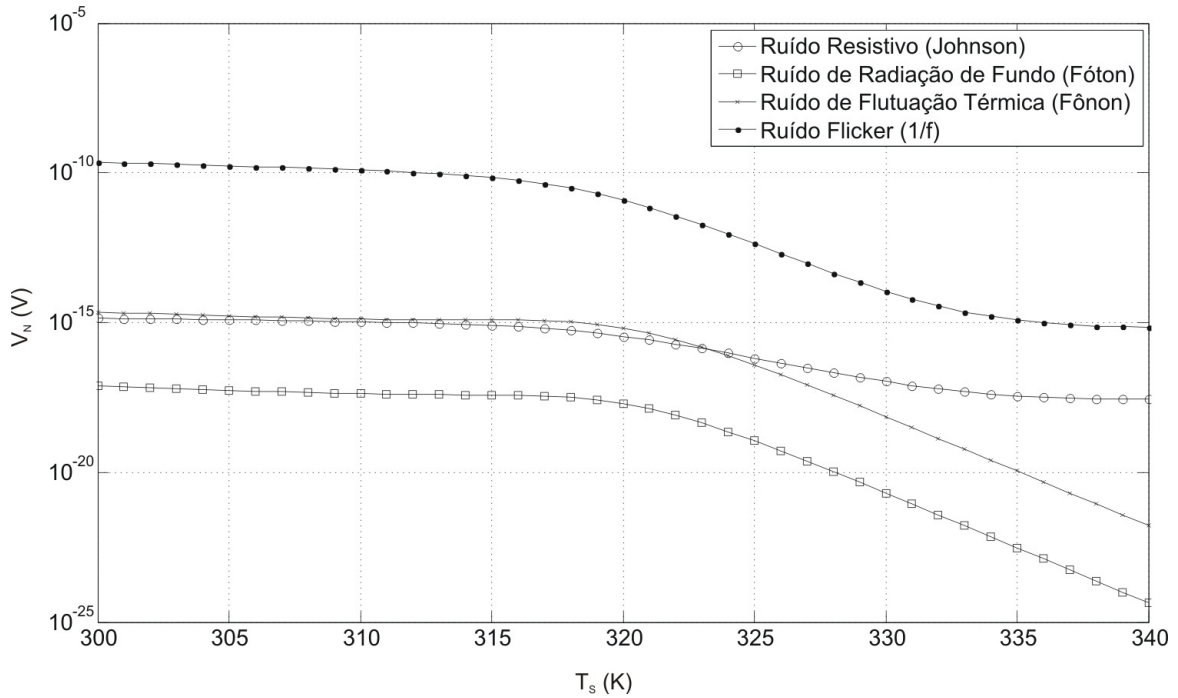


Figura 5.10: Comportamento do ruído na saída do dispositivo operando no CCM com a temperatura do sensor.

A influência das diferentes fontes de ruído no CVM operando em 10Hz é apresentada na figura 5.11. Neste caso, nota-se que o ruído na saída do dispositivo também é dominado pelo flicker. Entretanto, ao contrário do CCM, no CVM o ruído se apresenta na forma de uma corrente e é proporcional à condutividade elétrica do elemento sensor. Portanto, tem um comportamento crescente com a temperatura. É válido ressaltar que a comparação direta do ruído no CCM e no CVM não é válida, pois este se apresenta na forma de grandezas físicas diferentes em cada caso, isto é, respectivamente tensão e corrente.

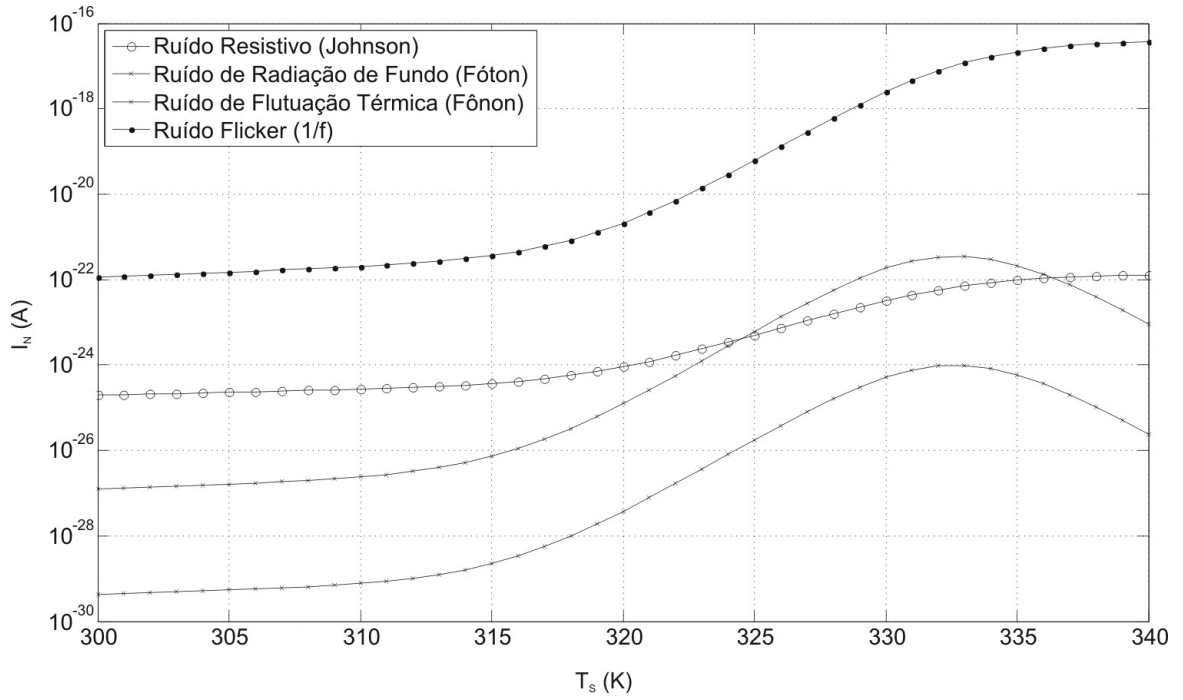


Figura 5.11: Comportamento do ruído na saída do dispositivo operando no CVM com a temperatura do sensor.

5.4.2 Comportamento da Detectividade Específica e da Figura de Mérito Geral em Função da Temperatura

A partir da obtenção do ruído e da responsividade do dispositivo em função da temperatura, é possível estimar o valor da NEP a partir das equações 4.52 e 4.53. Finalmente, a partir da equação 4.56, calcula-se o valor da detectividade específica em cada ponto. Procedendo desta maneira tanto para o caso do CCM quanto para o do CVM, chega-se aos resultados apresentados na figura 5.12.

Na figura 5.12, nota-se que há um máximo de detectividade específica em torno de $T_S = 325K$ no CCM e $T_S = 326K$ no CVM. Além disso, D^* no modo tensão constante é cerca de 5% superior àquela do modo corrente constante.

O comportamento da figura de mérito geral tratada neste trabalho, ou seja, D^*/τ é mostrado na figura 5.13. Tanto no CCM quanto no CVM, o sistema apresenta um máximo em torno de $325K$. Neste caso, como a constante de tempo no CCM é reduzida pela realimentação eletrotérmica negativa, o valor de D^*/τ no CVM no ponto ótimo é 12% inferior àquele exibido pelo dispositivo no CCM.

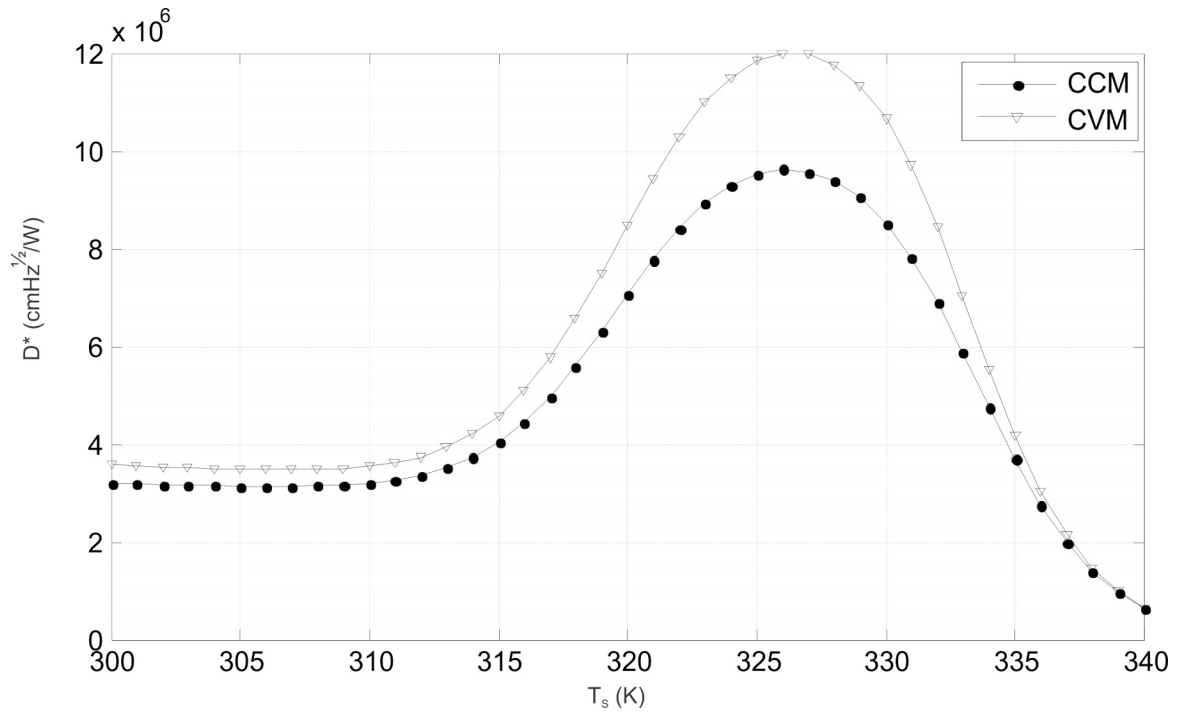


Figura 5.12: Comportamento da detectividade específica com a temperatura do sensor.

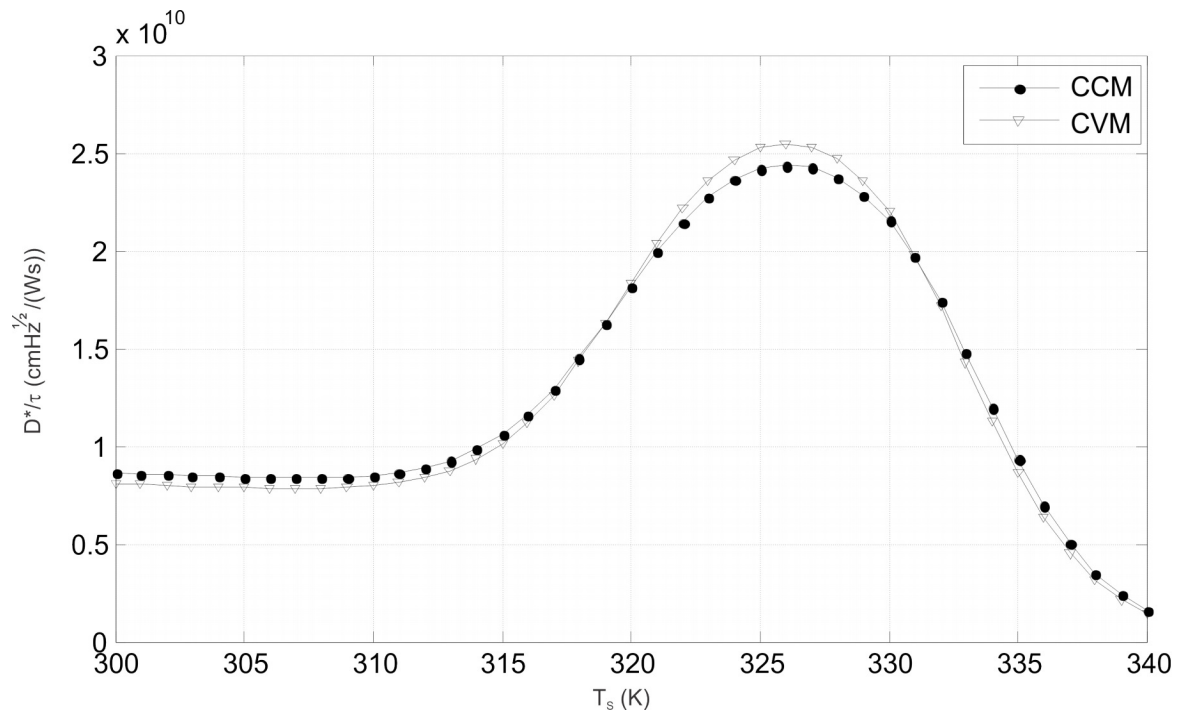


Figura 5.13: Comportamento da figura de mérito geral com a temperatura do sensor.

5.5 Influência da Polarização

Conforme discussões anteriores, a intensidade da polarização do bolômetro é a segunda variável de projeto que influencia o desempenho do dispositivo. A razão disto está na realimentação eletrotérmica existente nestes e discutida no capítulo 4. Nesta seção, serão mostrados os resultados obtidos ao se variar a corrente de operação (CCM) e a tensão de operação (CVM), mantendo-se fixa a temperatura de $325K$ na ausência de potência incidente para o sistema ilustrado no diagrama da figura 4.11.

A primeira figura de mérito estudada foi a constante de tempo. Como é mostrado na figura 5.14, esta tende a reduzir com a corrente de polarização no CCM e aumentar com a tensão no CVM. Este resultado está de acordo com o que foi evidenciado pela equação 4.41. Nesta, fica claro que a realimentação eletrotérmica negativa característica do CCM diminui a constante de tempo do bolômetro enquanto que a positiva, presente no CVM, tende a elevá-la.

Nesta simulação, a faixa de polarização empregada esteve de acordo com o que foi discutido na seção a respeito do ponto de operação ótimo. No CCM, a corrente máxima de $2mA$ permitiu trabalhar com temperaturas no dissipador de calor superiores a $273K$. Por sua vez, no CVM, é possível notar uma tendência de rápido crescimento da constante de tempo do dispositivo para tensões aplicadas superiores a $1,5V$. Isto evidencia a aproximação da instabilidade deste ponto de equilíbrio, de acordo com o que foi discutido no capítulo 4. Os valores mínimos empregados para as variáveis de operação foram arbitrados em $0,1mA$ e $0,1V$ para fins práticos.

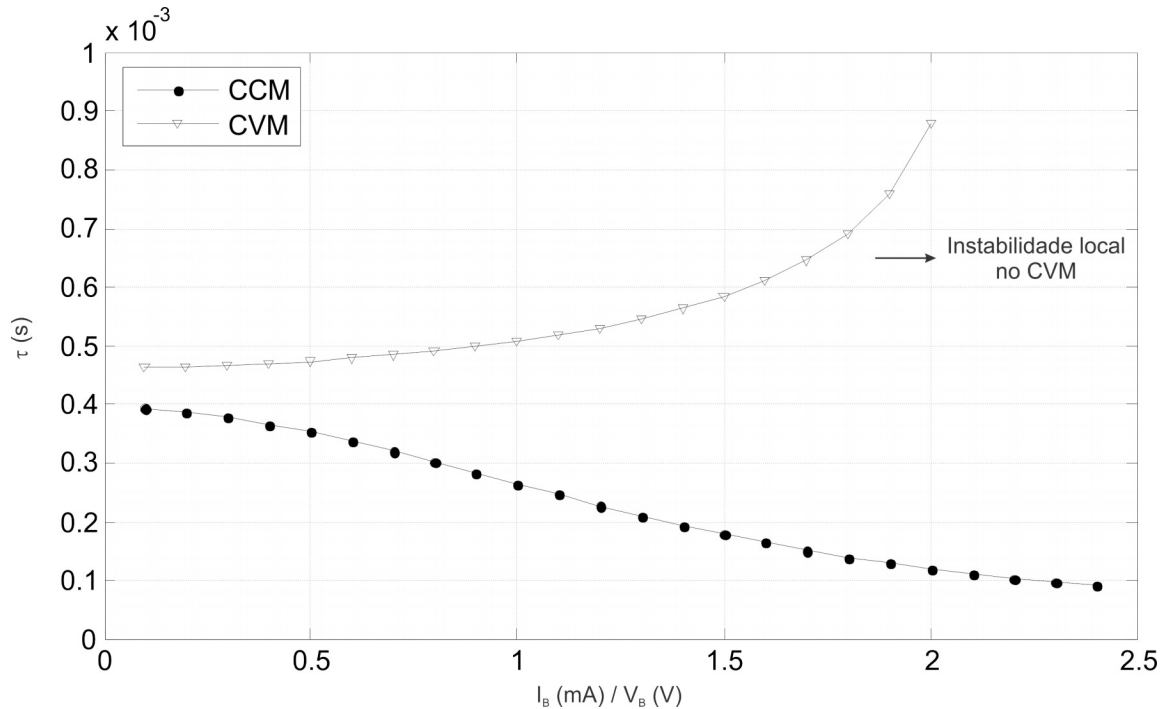


Figura 5.14: Comportamento da constante de tempo do bolômetro com a polarização.

A figura 5.15 mostra o comportamento da saída para diferentes valores de polarização no

ponto de operação. Nota-se que no CCM há um máximo da amplitude da saída para uma corrente de polarização em torno de $1,2\text{mA}$. Por sua vez, no CVM, a amplitude da corrente de saída do dispositivo apresenta um crescimento monótono. É importante salientar que este comportamento no modo de tensão constante é válido para a operação abaixo da polarização limite para a estabilidade do dispositivo.

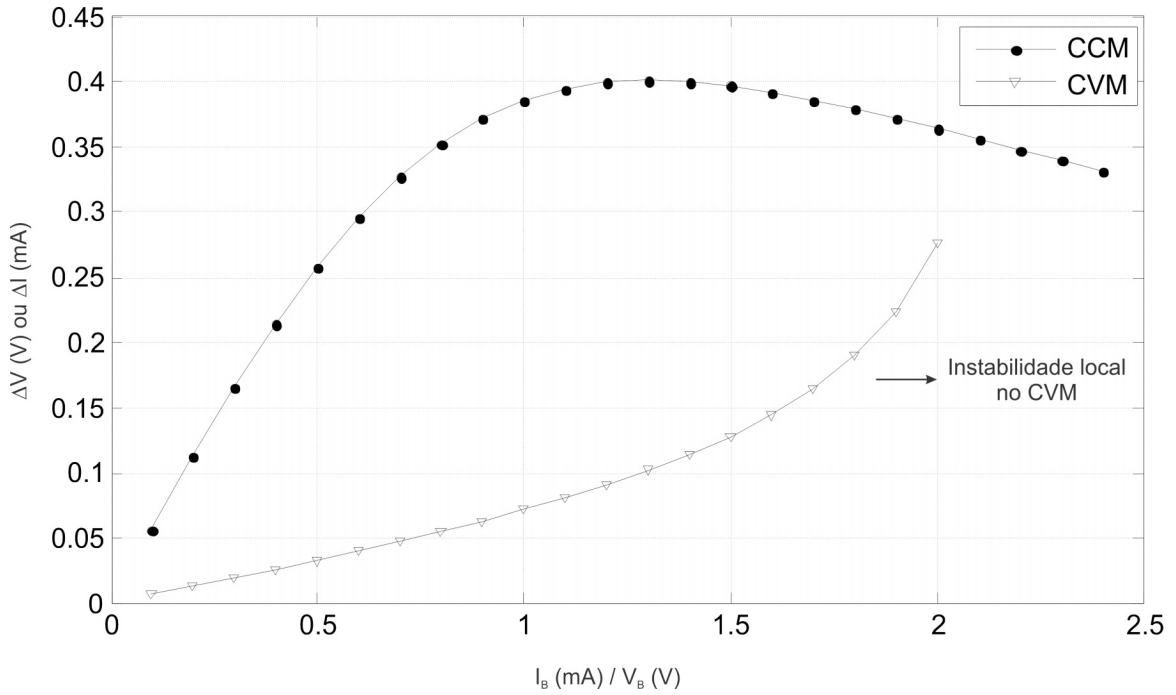


Figura 5.15: Comportamento da saída com a polarização.

Com o intuito de comparar qualitativamente os resultados obtidos com as previsões teóricas do capítulo 4, foi feita uma avaliação das funções descritas por

$$f(x) = \frac{x}{1+x^2}, \quad (5.3)$$

e

$$g(x) = \frac{x}{1-x^2}. \quad (5.4)$$

Tais equações possuem o mesmo formato das equações 4.16 e 4.21. Os resultados obtidos são mostrados na figura 5.16. Nota-se pela semelhança entre as curvas que aquelas apresentadas na figura 5.15 estão de acordo com as previsões teóricas discutidas anteriormente.

Mais uma vez, alterando-se a escala do gráfico apresentado na figura 5.15, obtém-se a relação entre a responsividade do bolômetro e a polarização. Realizando tal mudança, é possível chegar aos resultados apresentados na figura 5.17.

Segundo análises feitas no capítulo 4, era esperado que a temperatura do dissipador possuísse uma relação com a polarização do dispositivo na forma de uma função do segundo grau decrescente. Isto pode ser notado a partir da equação 5.2, sabendo-se que a potência fornecida pela

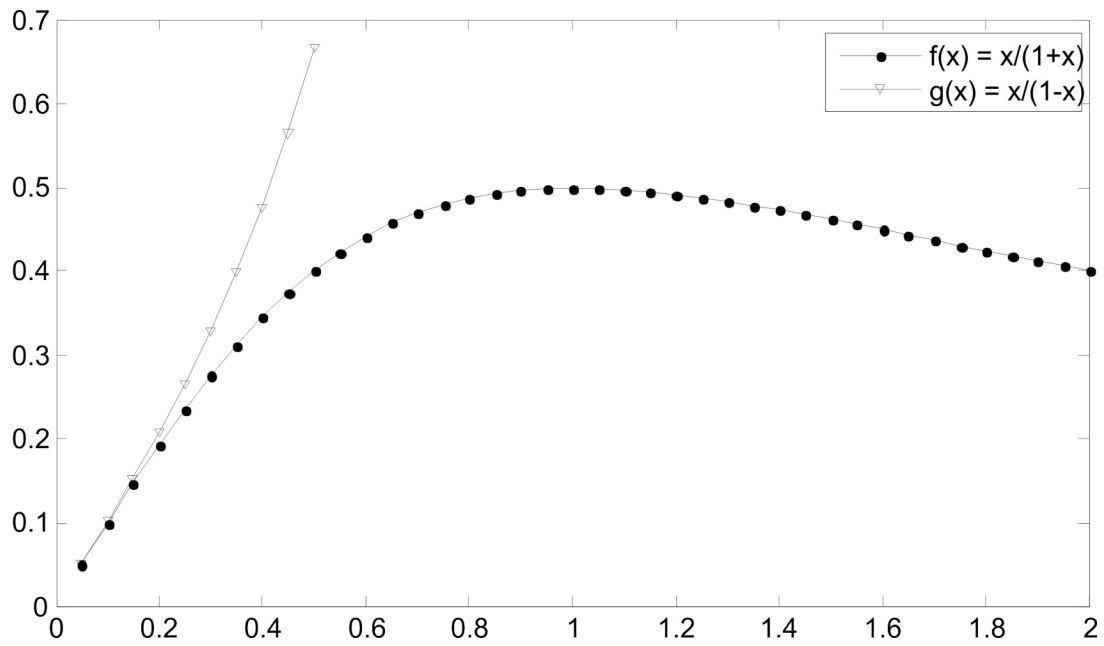
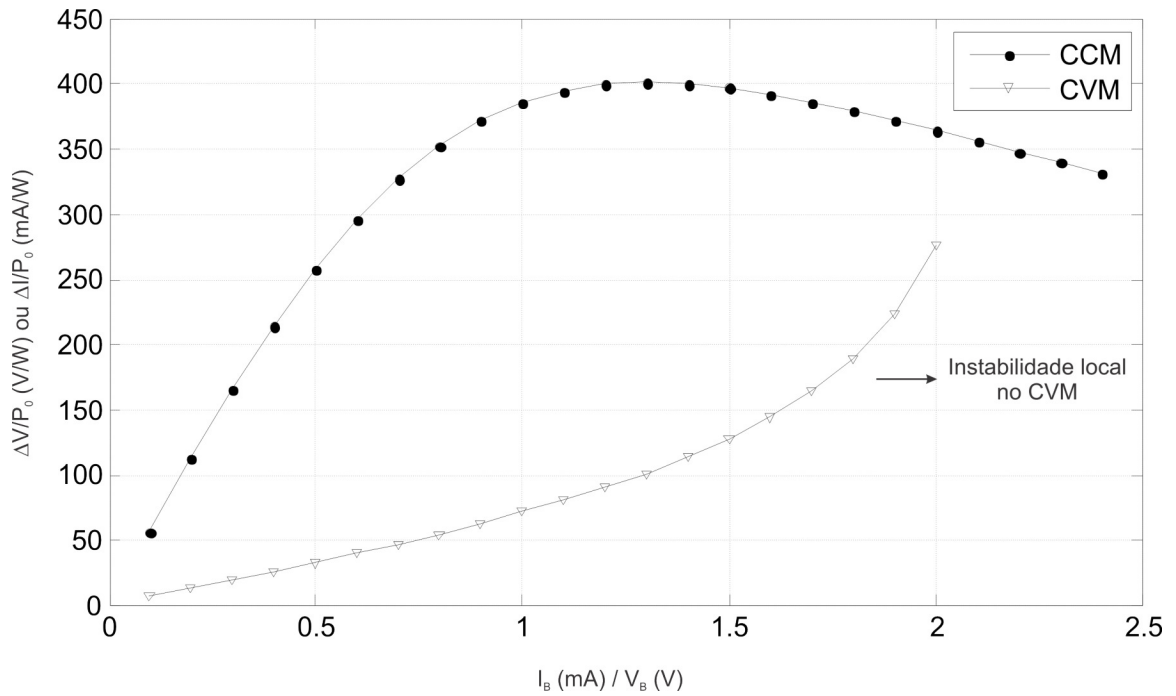
Figura 5.16: Comportamento das funções $f(x)$ e $g(x)$.

Figura 5.17: Comportamento da responsividade com a polarização.

polarização, J_E , é proporcional ao quadrado da corrente no CCM e ao quadrado da tensão no CVM. Os resultados obtidos nas simulações realizadas são mostrados na figura 5.18. De acordo com o que foi discutido, estes estão em conformidade com as previsões até então apresentadas.

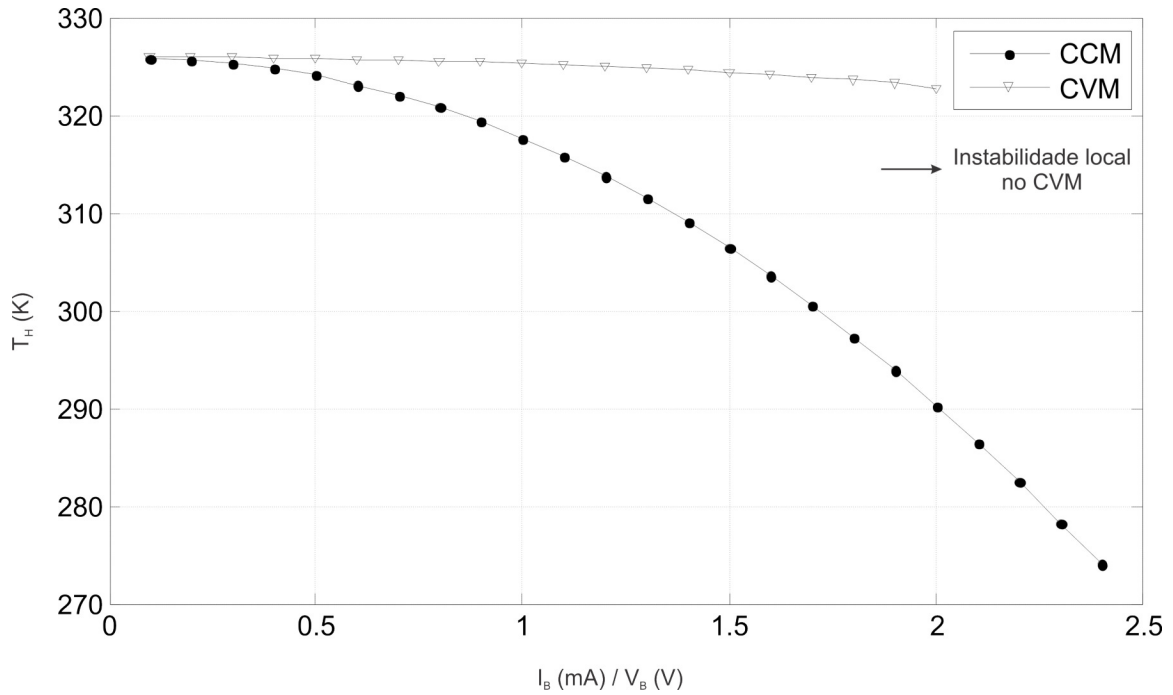


Figura 5.18: Comportamento da temperatura do dissipador com a polarização.

5.5.1 Comportamento do Ruído em Função da Polarização

Na figura 5.19, é mostrado o comportamento do ruído das diferentes fontes na saída do bolômetro de VO_2 para uma frequência de 10Hz . Novamente, percebe-se que a fonte de ruído predominante no sistema é o flicker em toda a faixa de polarização estudada. De acordo com a equação 4.47, este tipo de ruído é proporcional à corrente de polarização. Desta forma, uma das possibilidades de minimizá-lo é trabalhar com o menor valor de i_B viável.

A mesma análise do comportamento do ruído foi realizada para o CVM e os resultados obtidos são mostrados na figura 5.20. Percebe-se mais uma vez que a fonte de ruído preponderante é o flicker. Semelhantemente ao CCM, de acordo com a equação 4.48, a intensidade desta fonte de ruído é proporcional à tensão de polarização, devendo-se minimizá-la para melhorar o desempenho de ruído do dispositivo.

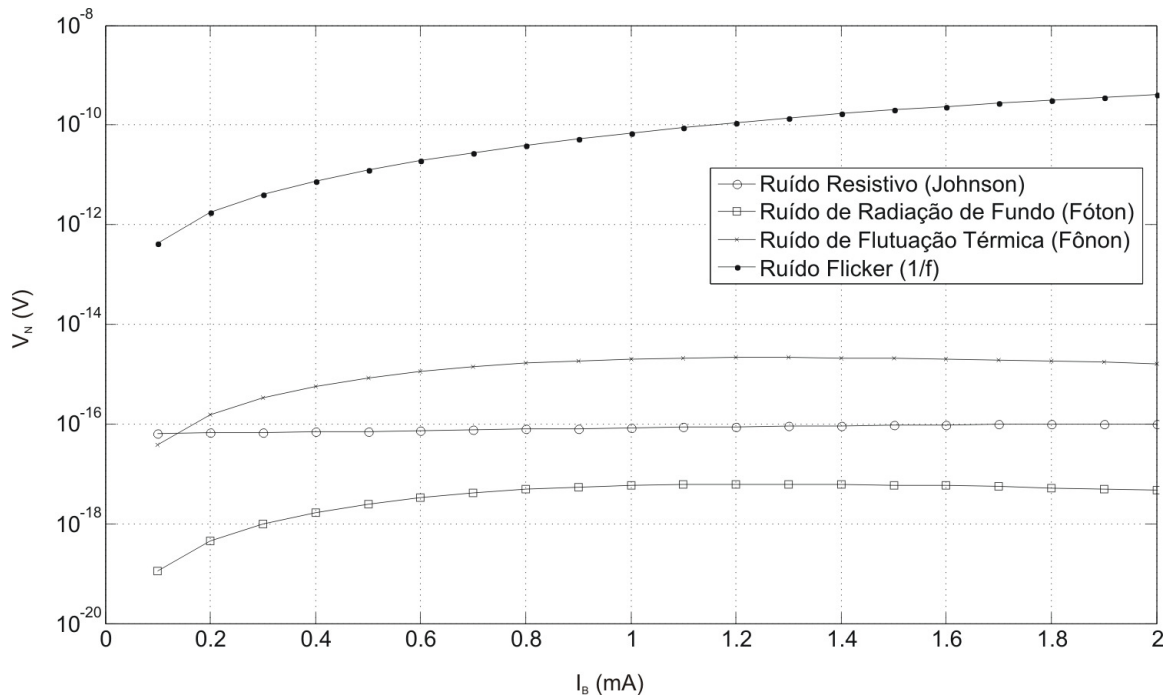


Figura 5.19: Comportamento do ruído na saída do dispositivo operando no CCM com a polarização.

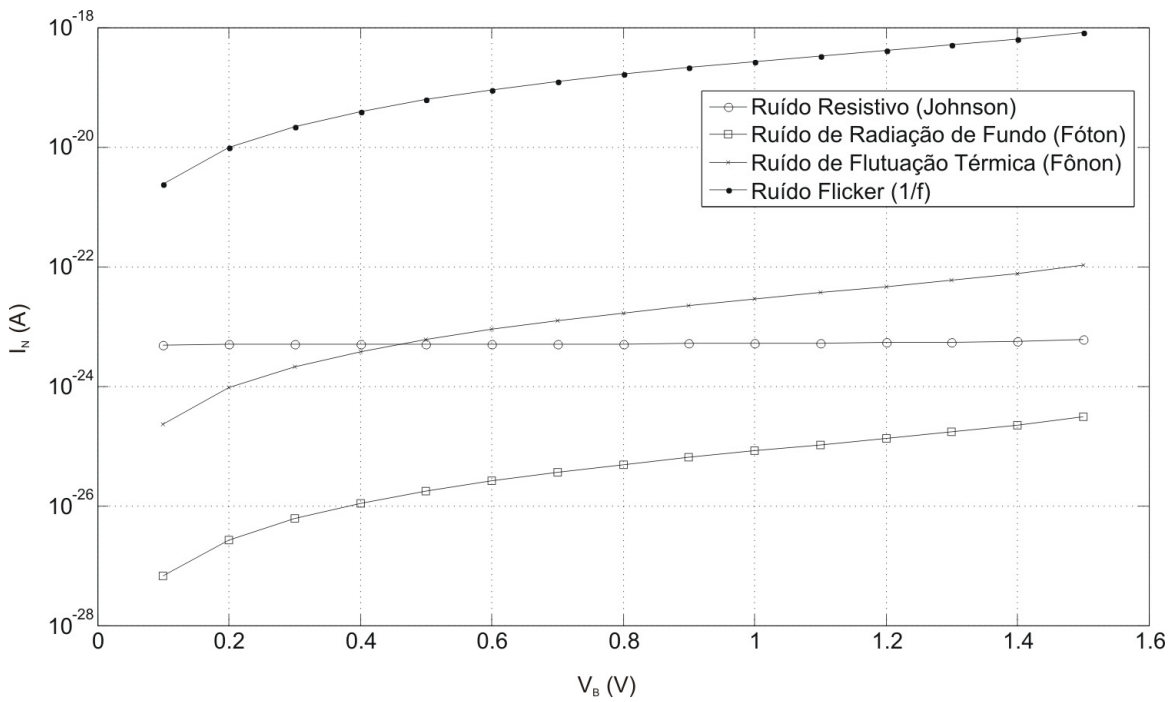


Figura 5.20: Comportamento do ruído na saída do dispositivo operando no CVM com a polarização.

5.5.2 Comportamento da Detectividade Específica e da Figura de Mérito Geral em Função da Polarização

A relação da detectividade específica do bolômetro com a polarização é mostrada na figura 5.21. No CCM, nota-se um comportamento monotonicamente decrescente com a corrente aplicada dentro da faixa estudada. O valor máximo obtido foi de $9,28 \times 10^6$ para uma corrente de polarização de $0,1mA$. Isto pode ser explicado pelo comportamento do ruído flicker, que é crescente com esta variável e, sendo a principal fonte de ruído, tende a deteriorar a detectividade do dispositivo.

No caso do CVM, de acordo com a curva apresentada na figura 5.21, a detectividade específica tende a crescer com a polarização aplicada. Dentro da faixa estudada, foi obtido um valor máximo de $11,04 \times 10^6$ para $V_B = 1,5V$. Isto ocorre pois, apesar do crescimento do ruído $1/f$, a responsividade do bolômetro apresenta crescimento com a tensão utilizada, como é mostrado na figura 5.17. Entretanto, é válido ressaltar que deve-se trabalhar com um limite seguro de tensão de forma a manter o sistema estável em torno do ponto de equilíbrio inicial. Caso contrário, há risco de degradação do desempenho do dispositivo ou mesmo de destruição do elemento sensor.

Destaca-se ainda que, em relação à detectividade específica no ponto de operação, o CVM é cerca de 5% superior ao CCM.

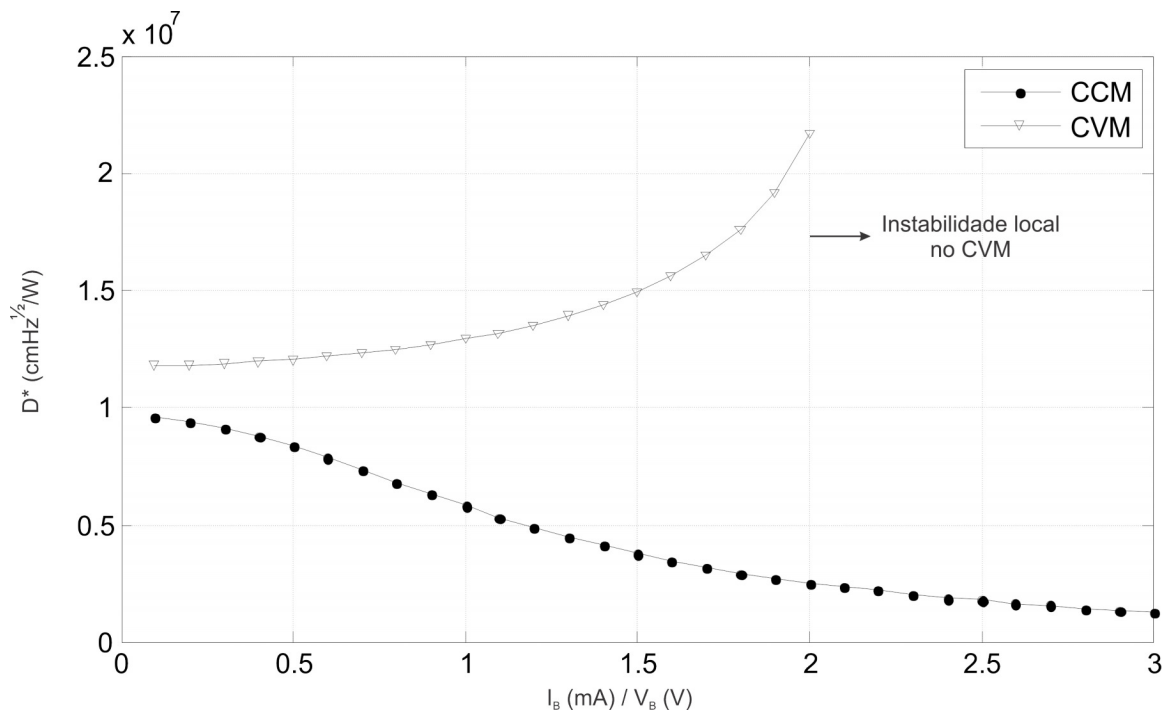


Figura 5.21: Comportamento da detectividade específica com a polarização.

A relação entre a figura de mérito geral e a polarização do bolômetro é mostrada na figura 5.22. Para uma temperatura de $325K$, o CCM apresenta um comportamento decrescente de

D^*/τ em função da corrente. O valor máximo obtido para $i_B = 0,1mA$ foi de $2,41 \times 10^{10}$, tendo sido este arbitrado como sendo o limite mínimo de corrente de polarização para fins práticos.

No CVM, por sua vez, o bolômetro apresenta valores de D^*/τ em torno de $2,16 \times 10^{10}$. Há uma leve tendência de crescimento com o aumento da polarização. Contudo, dentro desta faixa, o crescimento da constante de tempo compensa o aumento da detectividade específica.

A relação entre o patamar da figura de mérito geral no CVM e o máximo desta no CCM para a faixa estudada, evidencia que o modo de corrente constante é cerca de 12% superior neste quesito.

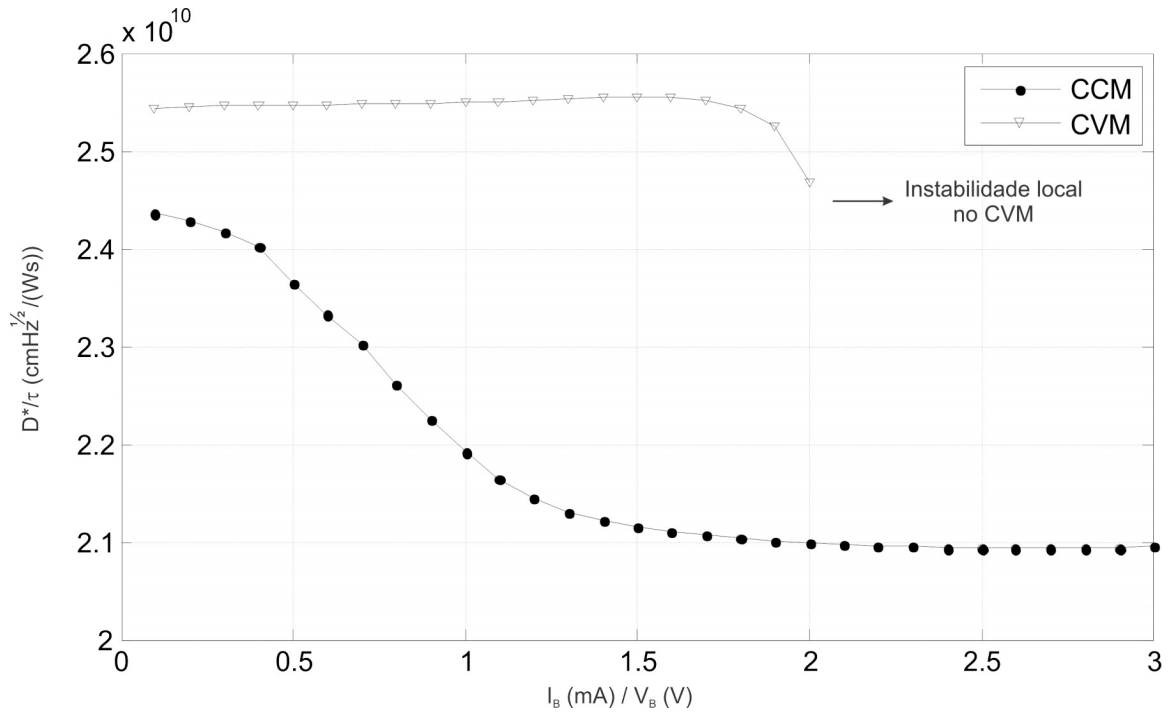


Figura 5.22: Comportamento da figura de mérito geral com a polarização.

5.6 Influência da Largura da Histerese (Qualidade do Material)

A largura da histerese presente na característica $R \times T_S$ é definida como parâmetro indicador da qualidade do material (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). Com o intuito de avaliar a influência deste no desempenho do bolômetro, foram realizadas simulações mantendo todos os parâmetros do modelo de histerese constantes, exceto a largura, que foi variada desde $0K$ até $10K$. Mais uma vez, a figura 4.11 permite uma melhor visualização do sistema simulado.

Foi constatado que a influência do aumento deste parâmetro do modelo no desempenho do bolômetro decorre da redução, em módulo, da derivada da resistência elétrica com a tempera-

tura. Isto é indicado pela inclinação dos laços menores da histerese com diferentes larguras, apresentados na figura 5.23. Como foi visto anteriormente, dR/dT_S e dG_E/dT_S têm influência direta respectivamente em k_{CCM} e em k_{CVM} (ver equações 4.15 e 4.20), ou seja, na realimentação eletrotérmica.

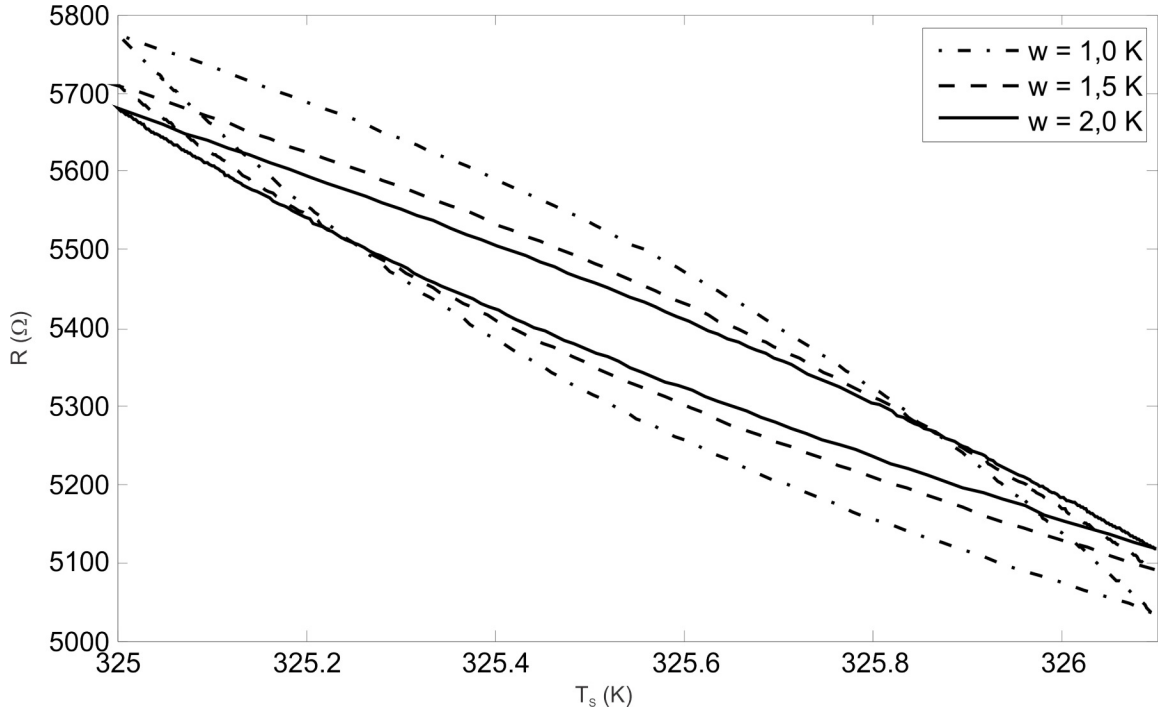


Figura 5.23: Influência da qualidade do material nos laços menores da histerese.

A influência da qualidade do material na constante de tempo é mostrada na figura 5.24 tanto para o CCM quanto para o CVM. Nota-se que não há grande variação deste parâmetro para larguras de histerese de até $10K$, estando esta limitada a 12% no CCM e 10% no CVM. Era esperada uma tendência de aumento da constante de tempo com a largura da histerese no caso do CCM e de redução deste parâmetro de desempenho no caso do CVM. Tal previsão decorre da redução do módulo de k_{CCM} e de k_{CVM} , ou seja da realimentação eletrotérmica, com o aumento de w . Isto foi confirmado na comparação dos extremos, ou seja, do caso sem histerese ($w = 0K$) com o caso de pior qualidade do material estudado ($w = 10K$). Entretanto, para valores intermediários, os efeitos de não linearidade e da acomodação possivelmente comprometeram esta tendência, uma vez que não foram feitos estudos mais detalhados destes efeitos para diferentes características $R \times T_S$.

O comportamento da responsividade de bolômetros construídos com filmes finos de VO_2 de diferentes qualidades é mostrado na figura 5.25. Tanto no CCM quanto no CVM, é apresentada uma redução por um fator de aproximadamente 4 desde o caso sem histerese até uma largura de $1,5K$. Depois disso, pouca variação é observada. Comparando estes resultados com aqueles descritos para a constante de tempo, nota-se que a responsividade apresenta maior sensibilidade

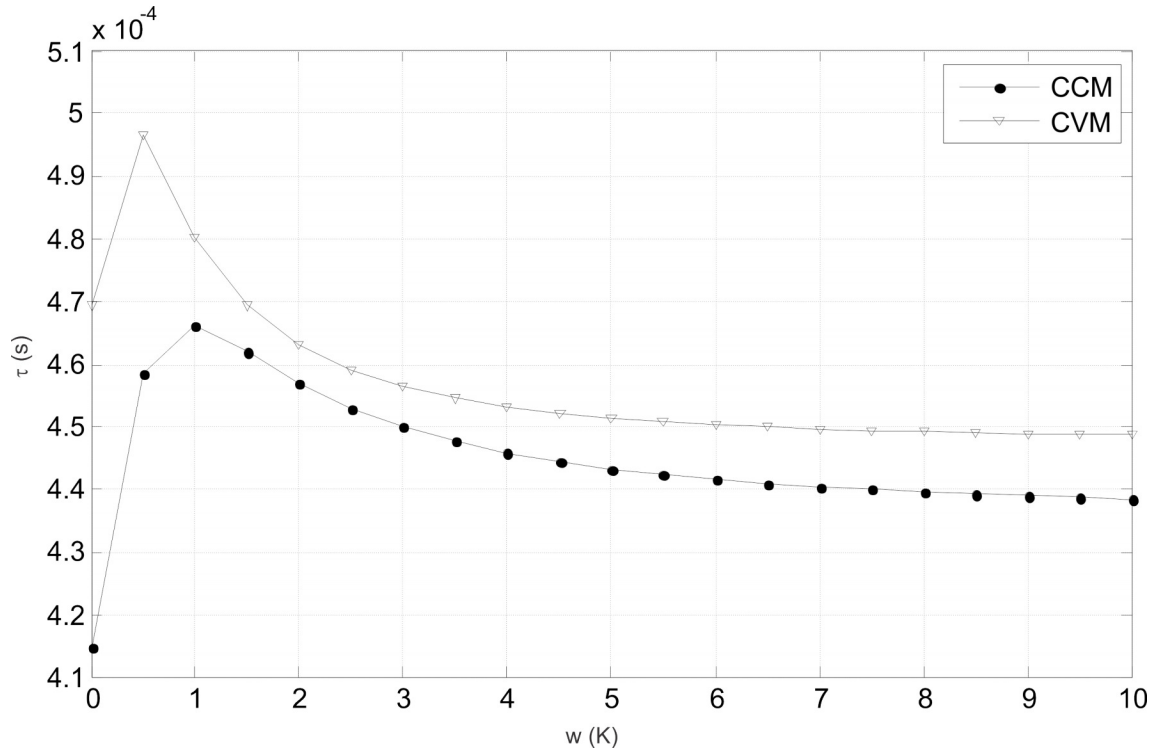


Figura 5.24: Influência da qualidade do material na constante de tempo.

em relação à qualidade do material.

A tendência exibida no gráfico de $S \times w$ está de acordo com as previsões teóricas anteriormente apresentadas. Como pode ser notado a partir da comparação da figura 5.16 com as equações 4.16 e 4.21, as funções que descrevem o comportamento da responsividade exibem uma tendência de crescimento durante uma ampla faixa de operação.

A detectividade específica e a figura de mérito geral são apresentadas em função da largura da histerese nas figuras 5.26 e 5.27. No CCM, ambas as variáveis apresentam uma redução por um fator de aproximadamente 3 entre $w = 0K$ e $w = 1,5K$. Por sua vez, no CVM estas figuras de mérito apresentam uma redução por um fator de aproximadamente 4,5 entre $w = 0K$ e $w = 1,5K$. Em ambos os modos de operação, pouca variação foi observada entre $w = 1,5K$ e $w = 10K$. A partir da comparação dos resultados vistos nas figuras 5.26 e 5.27, nota-se que, no modo de operação com tensão constante, o bolômetro construído com filme fino de VO_2 é mais sensível à qualidade do material.

5.7 Linearidade

Um dos objetivos deste trabalho era de estimar os parâmetros de desempenho de bolômetros construídos com filmes finos de VO_2 como elemento sensor de temperatura numa aproximação de pequenos sinais. Portanto, tornava-se necessário estimar qual o limite de potência

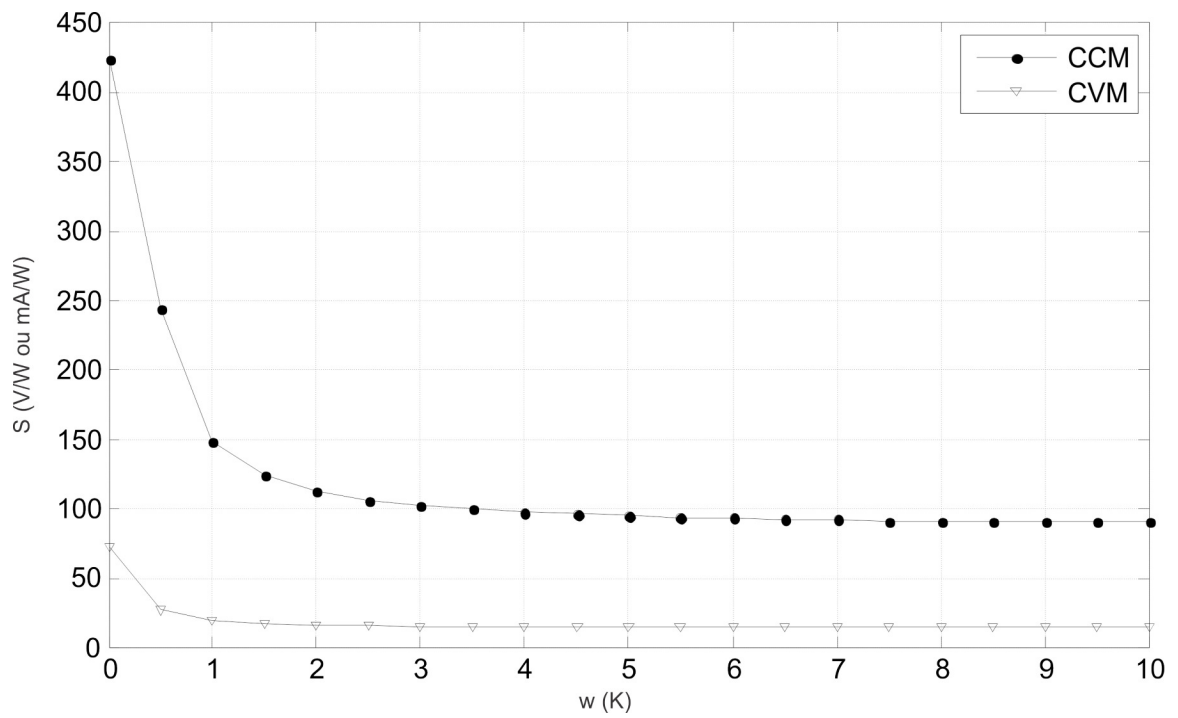


Figura 5.25: Influência da qualidade do material na responsividade.

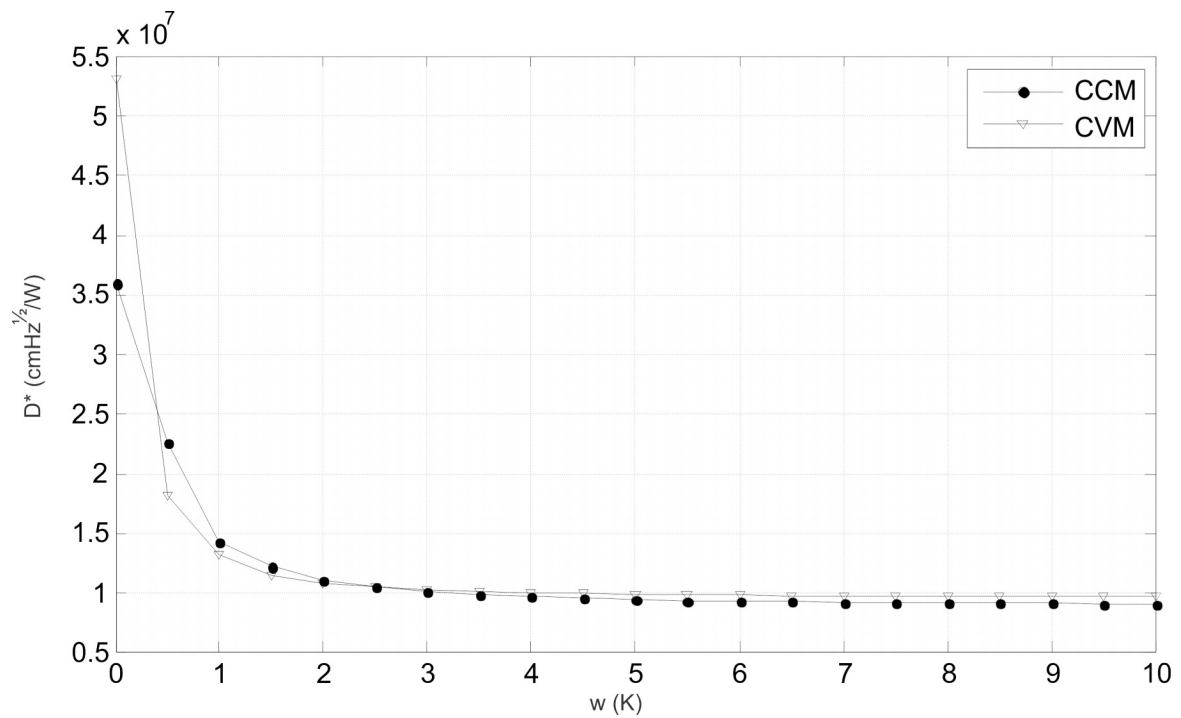


Figura 5.26: Influência da qualidade do material na detectividade específica.

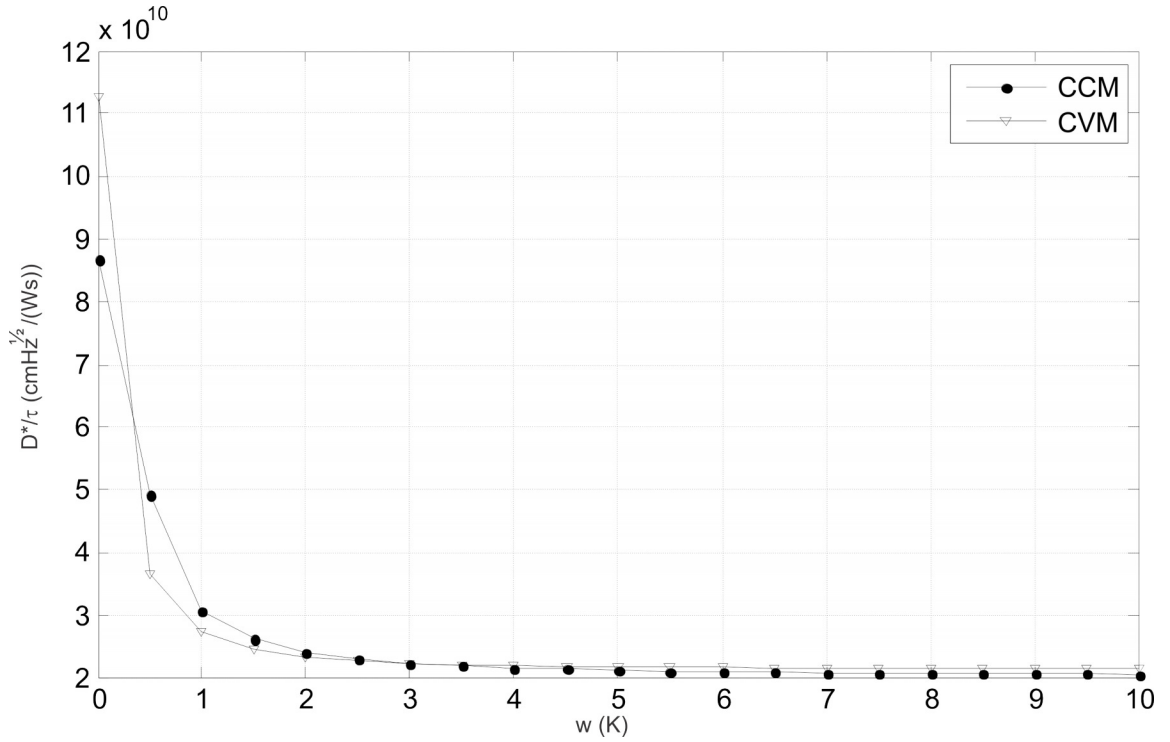


Figura 5.27: Influência da qualidade do material na figura de mérito geral.

incidente que permite tal aproximação. Para tanto, foram realizadas simulações onde foi variada a amplitude da potência da radiação incidente, que corresponde à entrada do sistema cujo esquema simplificado foi mostrado na figura 4.11.

Nas figuras 5.28 e 5.29, é mostrado o comportamento respectivamente da constante de tempo e da responsividade com diferentes amplitudes de potência incidente no CCM. Nota-se que, para uma corrente de polarização de $0,1mA$ e de $2,5mA$, ou seja, para realimentação eletrotérmica respectivamente baixa e elevada, é possível trabalhar com potência incidente até da ordem de $10^{-4}W$ e ainda considerar uma aproximação linear para pequenos sinais. Em outras palavras, a responsividade e a constante de tempo não sofrem variação com a amplitude de entrada até uma potência da ordem de $10^{-4}W$. Em relação à influência da realimentação eletrotérmica na linearidade, percebe-se que há uma pequena redução na largura do patamar de constante de tempo e de responsividade para uma maior corrente de polarização.

A faixa de linearidade do bolômetro operando no CVM pode ser avaliada nas figuras 5.30 e 5.31. Percebe-se mais uma vez que é possível trabalhar com entrada da ordem de $10^{-4}W$ e manter a abordagem de pequenos sinais. Entretanto, no CVM há maiores variações da constante de tempo e da responsividade para amplitudes de entrada superiores. Além disso, mais uma vez constata-se que o aumento da realimentação eletrotérmica deixa os parâmetros de desempenho com maior sensibilidade em relação à amplitude da potência incidente.

De acordo com os resultados apresentados nas figuras de 5.28 a 5.31, foi possível utilizar ao longo deste trabalho uma potência incidente de $10^{-4}W$ com o intuito de considerar uma

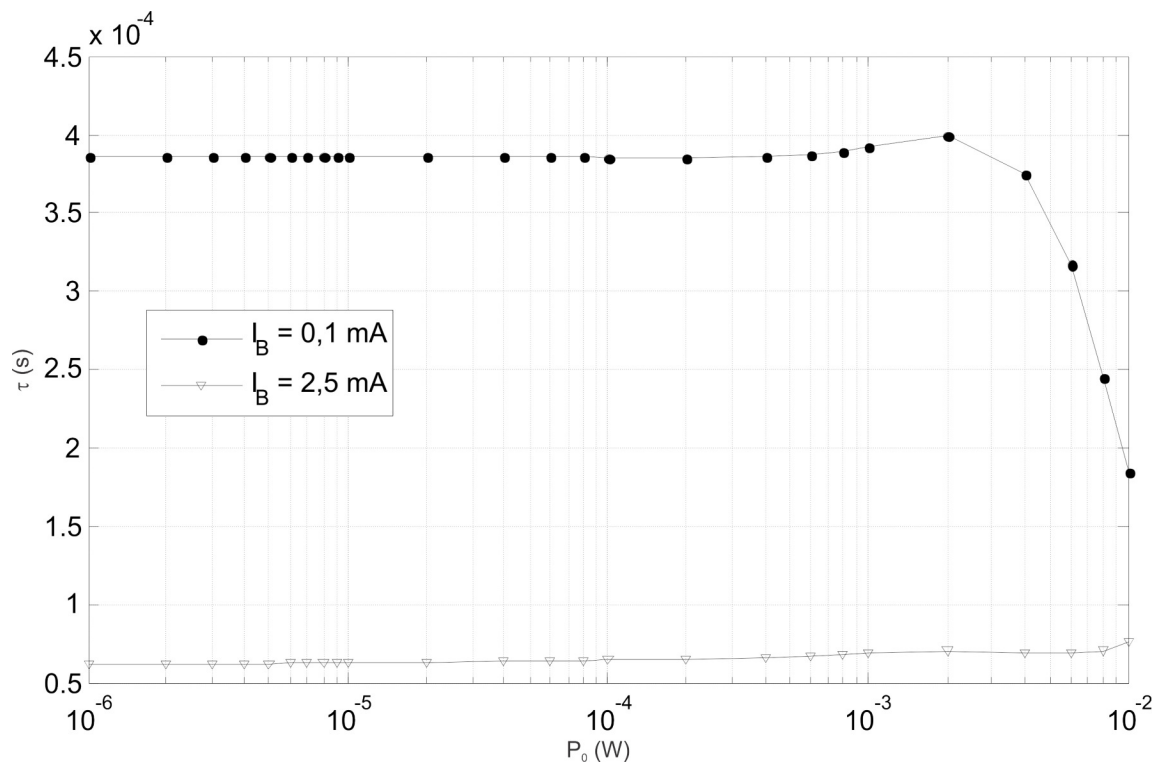


Figura 5.28: Variação da constante de tempo com a potência do sinal incidente no CCM.

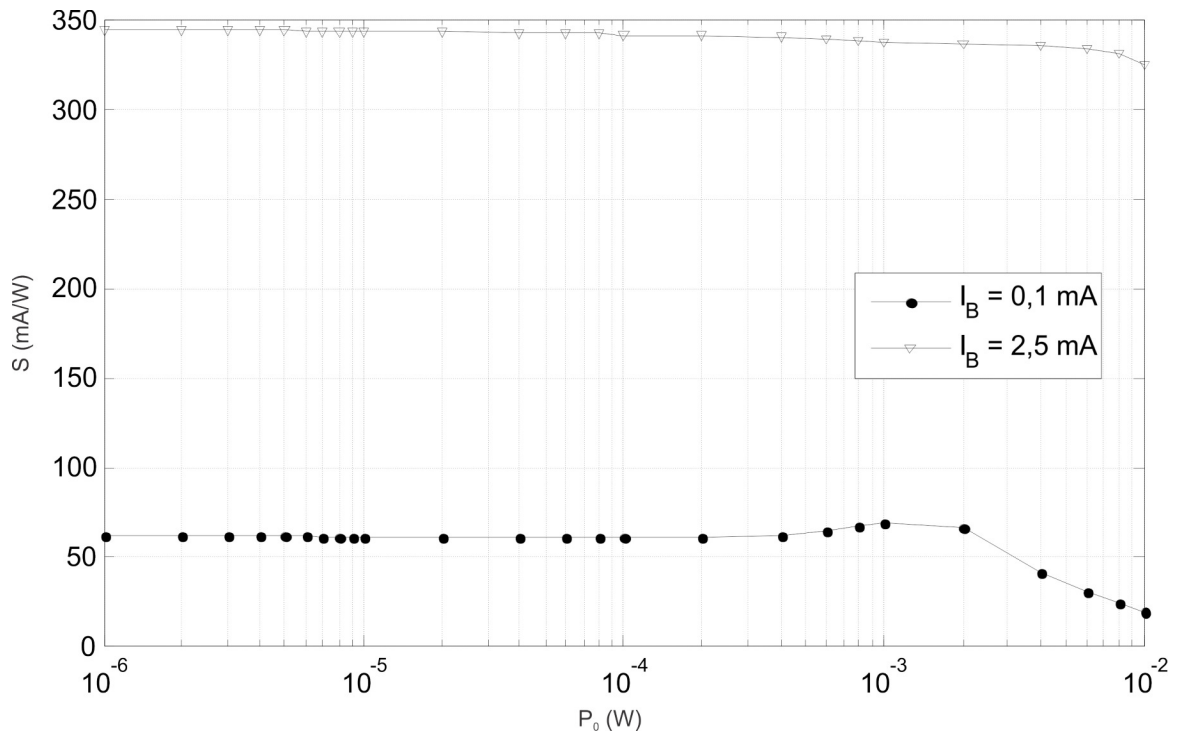


Figura 5.29: Variação da responsividade com a potência do sinal incidente no CCM.

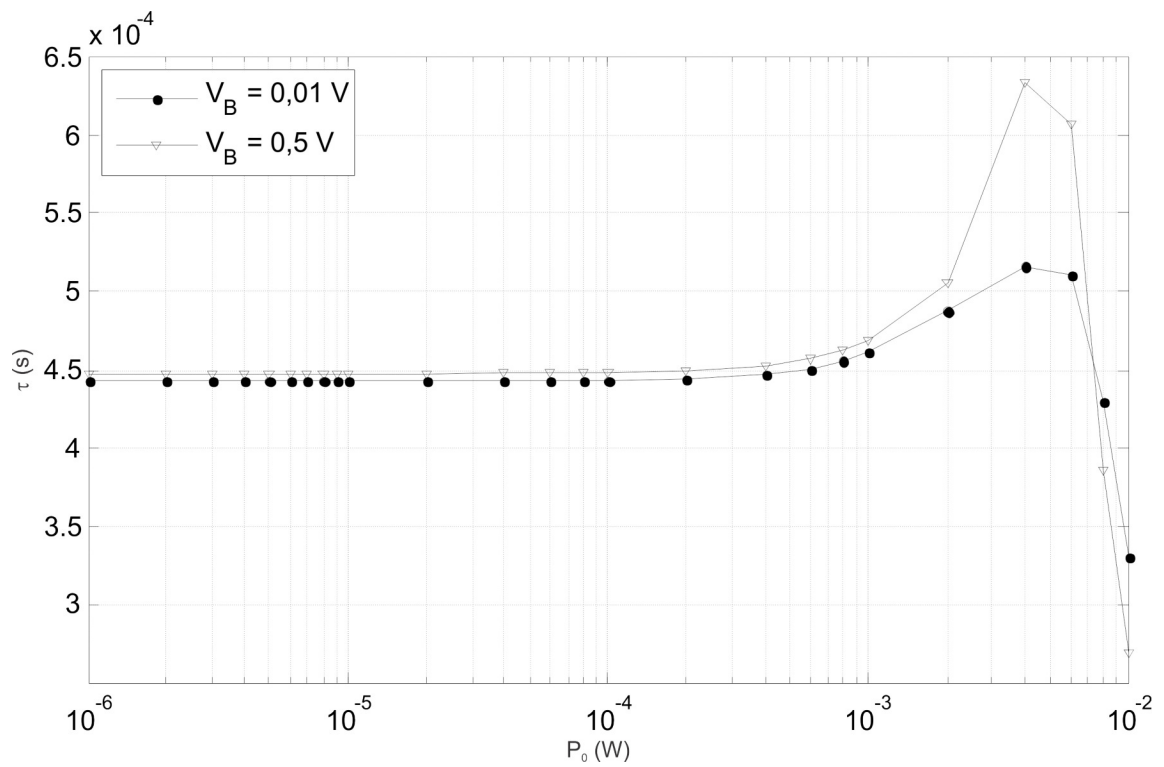


Figura 5.30: Variação da constante de tempo com a potência do sinal incidente no CVM.

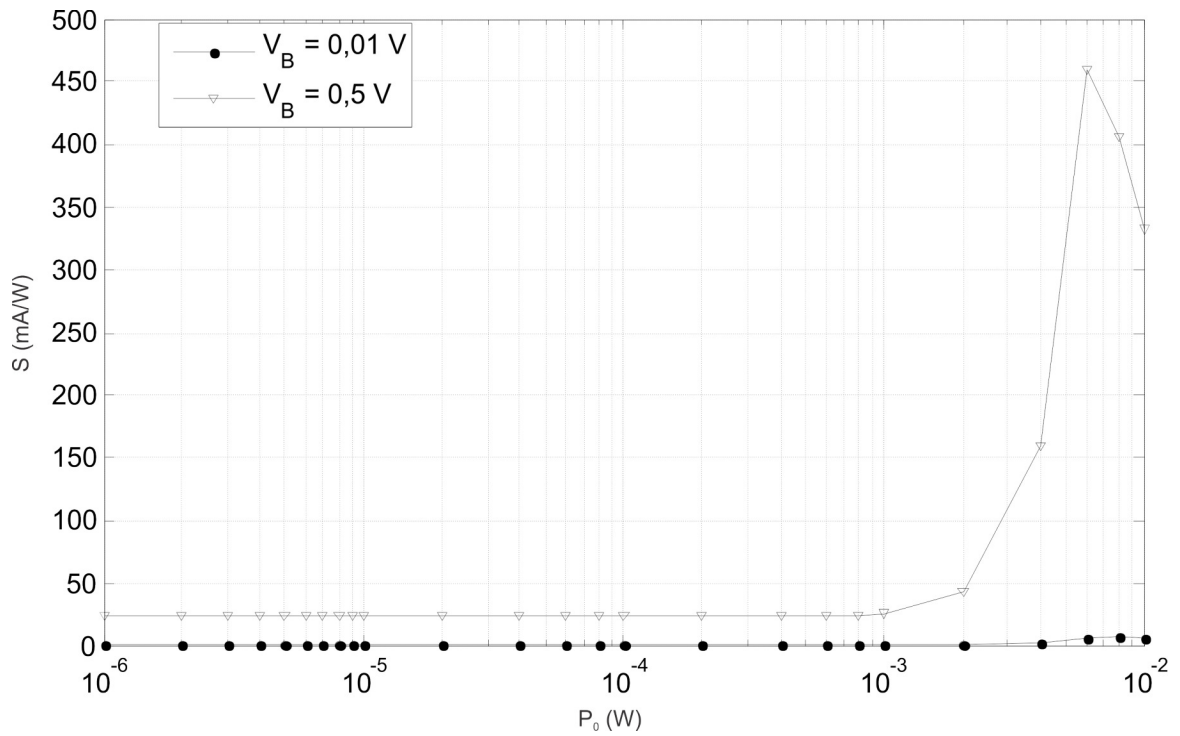


Figura 5.31: Variação da responsividade com a potência do sinal incidente no CVM.

aproximação linear para pequenos sinais.

5.8 Resposta em Frequência

Realizando uma aproximação de pequenos sinais para o sistema constituído pelo bolômetro de VO_2 , é possível realizar uma análise da resposta do dispositivo em relação à frequência da envoltória da radiação incidente.

A variação da responsividade com a frequência do sinal incidente é mostrada na figura 5.32. Nela, fica claro o comportamento de um sistema de primeira ordem com pólo em $2600rad$ no CCM e $2242rad$ no CVM. Tais pólos correspondem a uma resposta com $-3dB$ em $414Hz$ no CCM e $357Hz$ no CVM. Após tais frequências, o sistema apresenta um valor de responsividade caindo a uma taxa de $3dB$ por década. Conforme foi informado na tabela 5.2, o patamar de responsividade para baixas frequências é de $60,7V/W$ no CCM e $24,0mV/W$ no CVM.

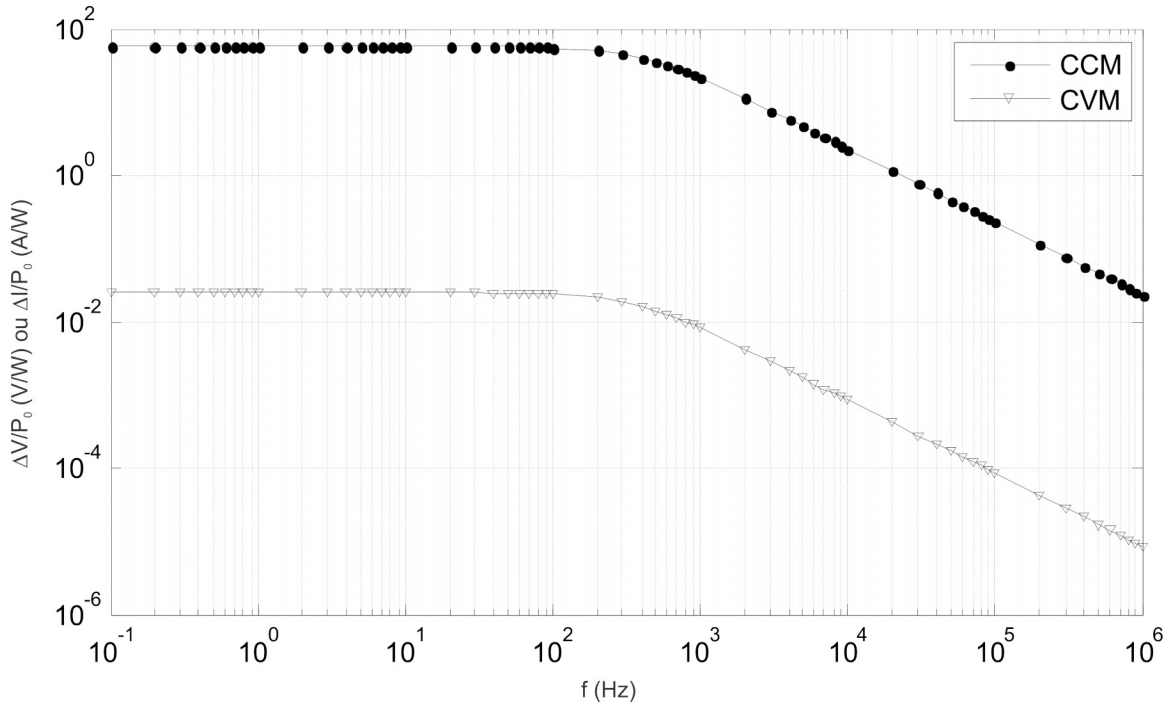


Figura 5.32: Variação da responsividade com a frequência do sinal incidente.

O ruído na saída do bolômetro operando no modo corrente constante em função da frequência do sinal de entrada é mostrado na figura 5.33. Como foi discutido em seções anteriores, o ruído que domina o desempenho do sistema em baixas frequências é o Flicker. Contudo, para frequências superiores a $65kHz$, o ruído resistivo, que é constante nesta análise, supera o $1/f$. As demais fontes de ruído, fóton e fônon, são proporcionais à responsividade e também apresentam um comportamento decrescente em relação à frequência do sinal incidente.

A mesma análise é válida para o CVM. Contudo, no modo de operação com tensão constante, o ruído $1/f$ só é superado pelo Johnson em frequências superiores a $110kHz$. Neste caso, a contribuição de cada fonte de ruído pode ser visualizada na figura 5.34.

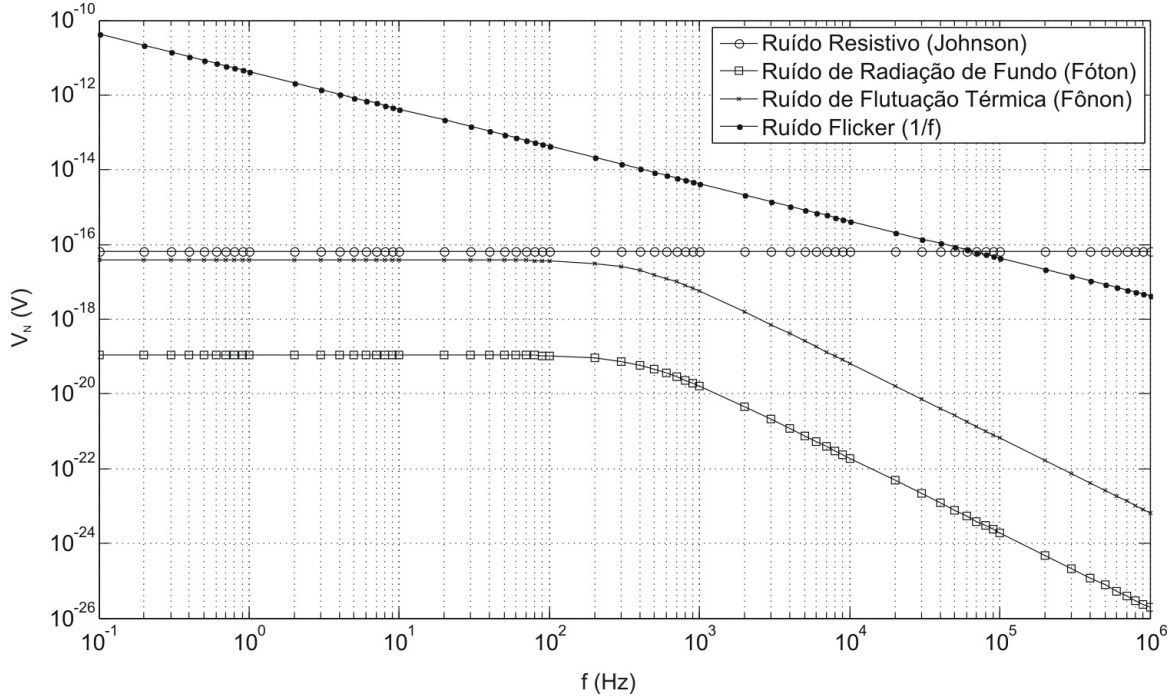


Figura 5.33: Variação do ruído na saída do bolômetro operando no CCM com a frequência do sinal incidente.

O ruído total na saída do dispositivo operando tanto no CCM quanto no CVM é mostrado na figura 5.35. Em ambos os casos, há um comportamento decrescente para baixas frequências. Este é devido principalmente à redução do ruído flicker. Para altas frequências, nota-se que há a tendência de formação de um patamar. Nesta região, o ruído Johnson é o principal responsável pelo comportamento desta figura de mérito.

A detectividade específica dos bolômetros é proporcional à responsividade e inversamente proporcional à quantidade total de ruído na saída do dispositivo. Baseado nas discussões precedentes, é possível dividir a análise do comportamento de D^* com a frequência do sinal de entrada em duas etapas. Para baixas frequências, a responsividade apresenta um patamar enquanto ocorre uma queda do ruído total. Desta forma, há um crescimento da detectividade nesta região. Contudo, em altas frequências ocorre o inverso. A responsividade passa a cair a uma taxa de $3dB$ por década enquanto o ruído tende a formar um patamar. Portanto, a detectividade específica resultante é decrescente para altas frequências. O valor de pico desta variável no CCM é de $4,2 \times 10^7 cmHz^{1/2}/W$ em $400Hz$ e no CVM é de $4,1 \times 10^7 cmHz^{1/2}/W$, também em $400Hz$. Os gráficos completos da detectividade específica em função da frequência para ambos os modos de operação estudados são apresentados na figura 5.36. Nota-se que esta

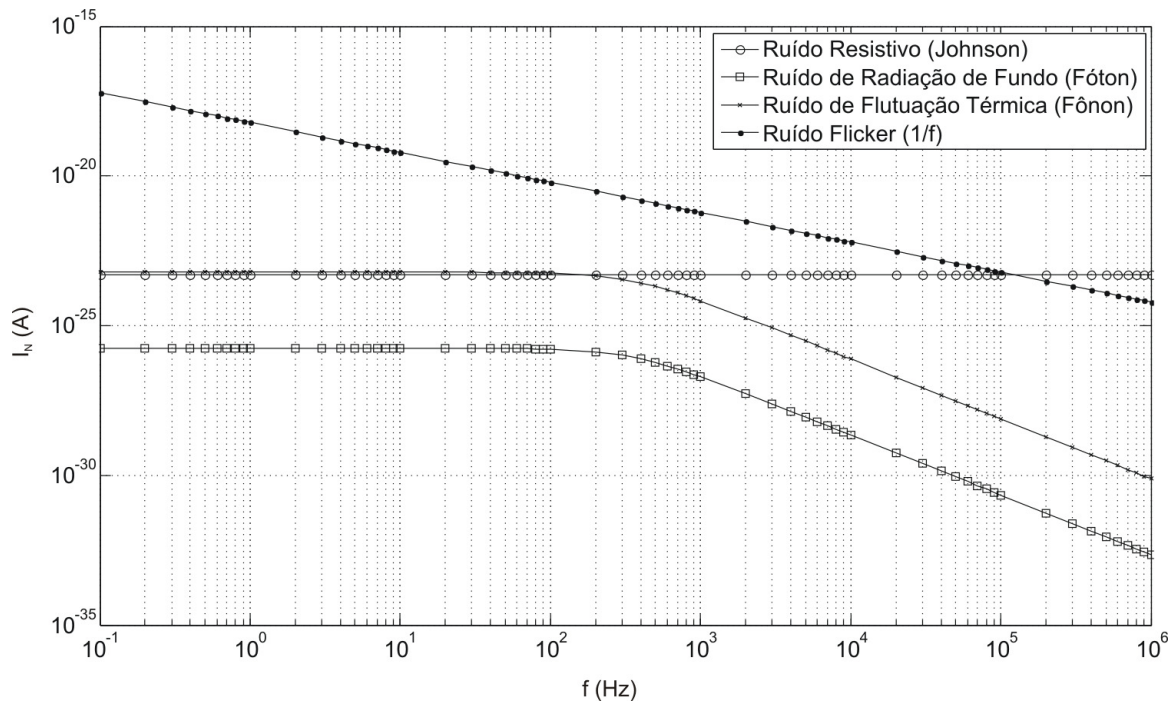


Figura 5.34: Variação do ruído na saída do bolômetro operando no CVM com a frequência do sinal incidente.

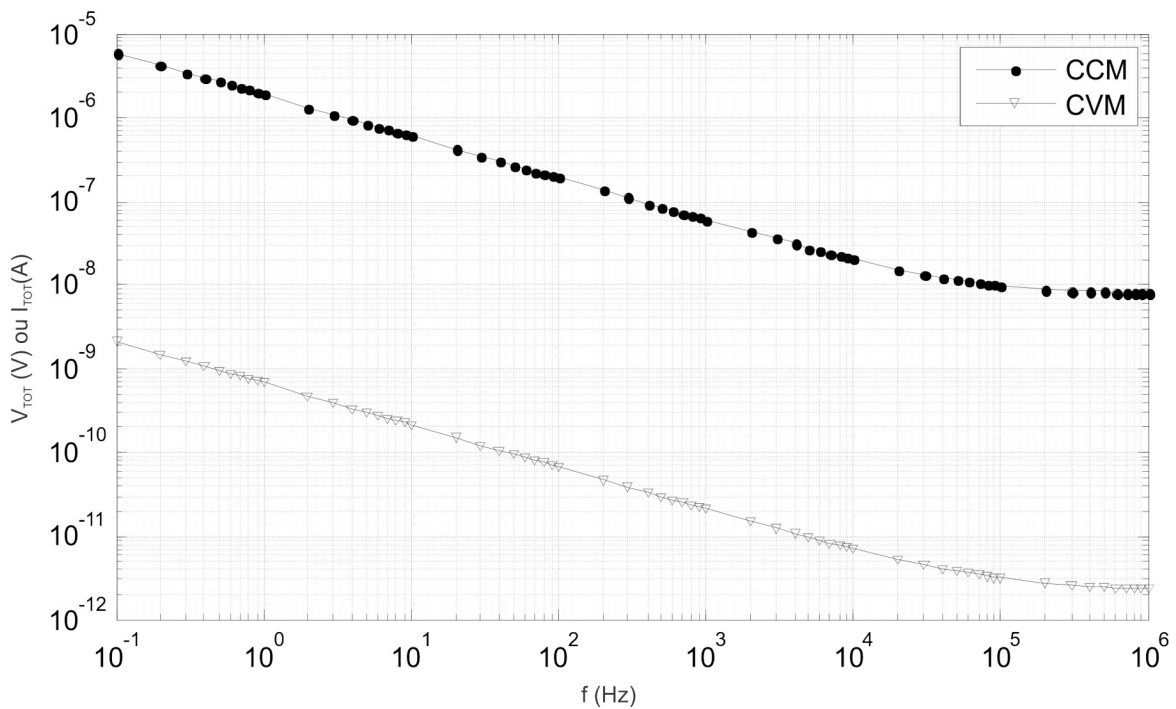


Figura 5.35: Variação do ruído total na saída do bolômetro com a frequência do sinal incidente.

figura de mérito é muito próxima em ambos os modos de operação estudados.

O comportamento da detectividade em função da frequência, mostrado na figura 5.36, demonstra a importância do ruído flicker no desempenho do bolômetro em frequências inferiores a 100Hz . Portanto, uma forma eficiente de melhorar a performance do bolômetro em aplicações de vídeo é reduzir a intensidade do ruído $1/f$ (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). Tal redução pode ser alcançada a partir de técnicas de deposição do filme, controlando a composição e o tamanho dos grãos (Zerov et al. 2001).

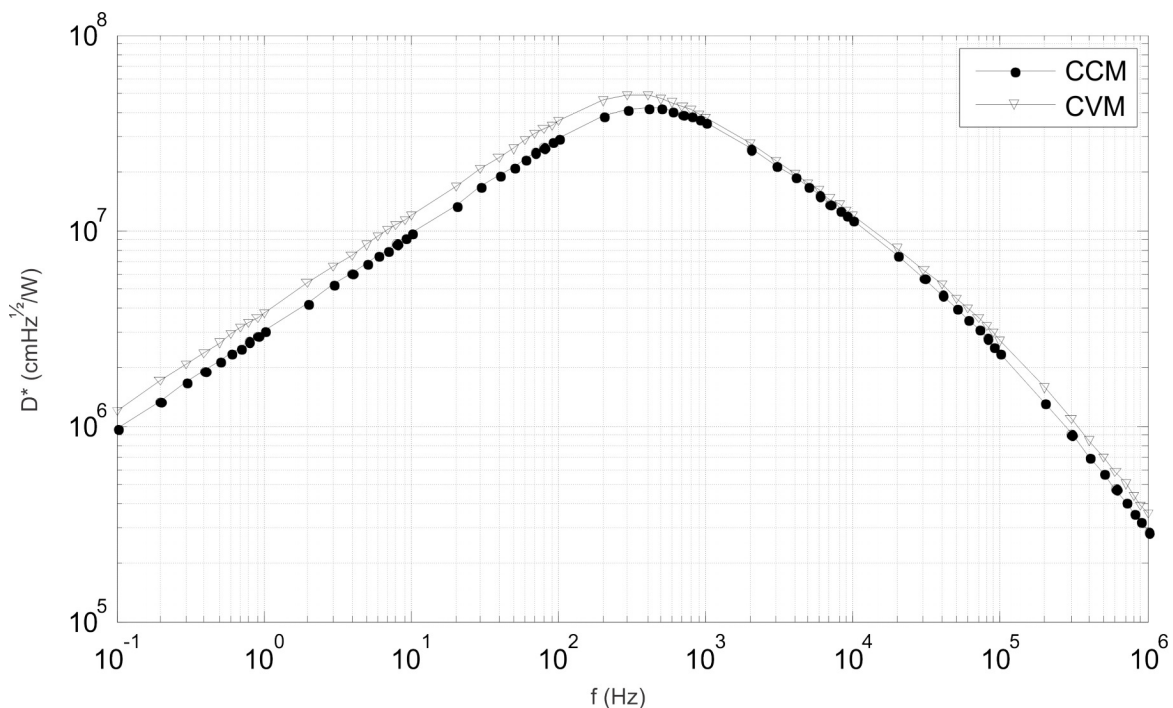


Figura 5.36: Comportamento da detectividade específica com a frequência do sinal incidente.

Como a constante de tempo não variou nesta análise sobre a frequência de operação, a figura de mérito geral apresenta o mesmo comportamento da detectividade específica. Contudo, como a constante de tempo no ponto de operação é superior no CVM quando comparado àquele obtido no CCM, D^*/τ é ligeiramente superior neste último modo de operação, como pode ser visto na figura 5.37. Apenas para frequências superiores a 200kHz , o bolômetro estudado passa a ter desempenho aproximadamente igual no CCM e no CVM. O pico deste parâmetro de desempenho continua sendo em 400Hz para ambos os modos de operação abordados, sendo de $10,9 \times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/(Ws)$ no CCM e de $9,0 \times 10^{10}\text{cmHz}^{1/2}/(Ws)$.

5.9 Efeito da Acomodação

Segundo a propriedade de fechamento ou de retorno ao ponto de origem, a resposta de um sistema que apresenta histerese a uma entrada arbitrária, que passa em cada ciclo de crescimento

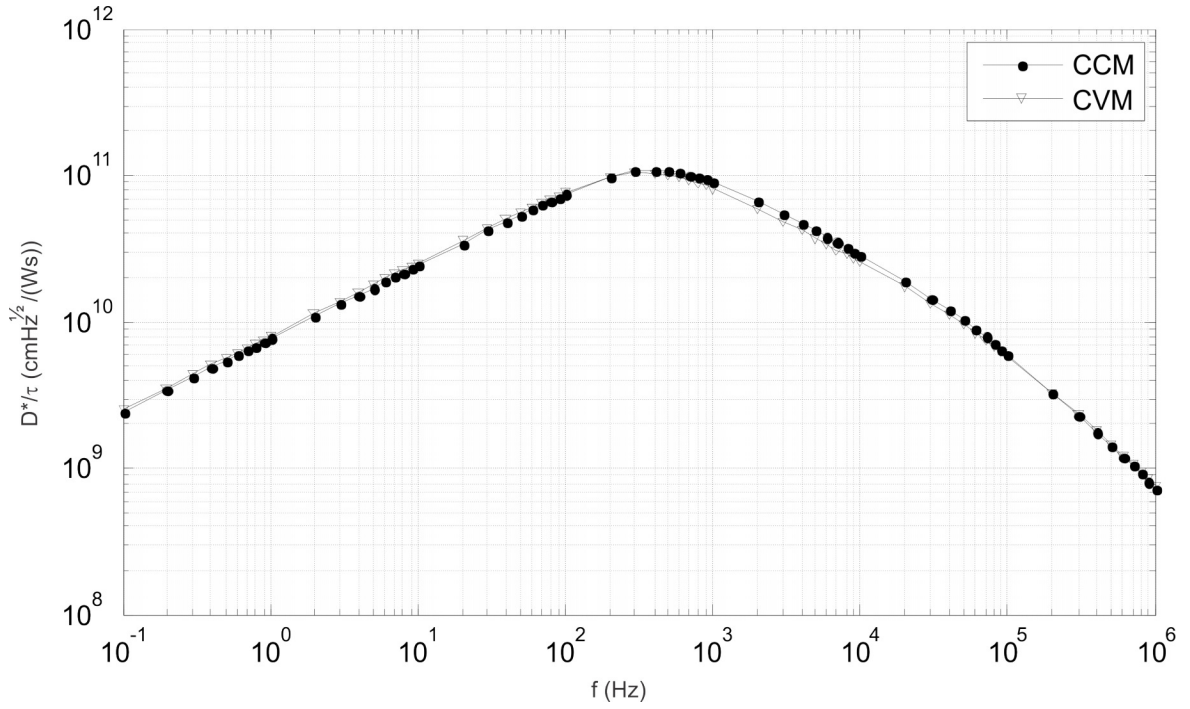


Figura 5.37: Comportamento da figura de mérito geral com a frequência do sinal incidente.

ou decrescimento monótono por dois pontos de reversão constantes, seria também cíclica, com valores extremos constantes. Em outras palavras, as trajetórias ascendentes e descendentes resultantes descreveriam laços fechados. Entretanto, dados experimentais para laços de largura inferior à largura do laço principal contrariam esta propriedade. Segundo tais dados, o retorno ao ponto de origem não é perfeito, o que resulta no fenômeno da acomodação (Torre 1994).

O modelo de histerese utilizado para obter os dados deste trabalho é capaz de descrever o fenômeno da acomodação presente na característica $R \times T_S$ de filmes finos de dióxido de vanádio (de Almeida 2003). Portanto, apesar deste efeito não ser o foco das simulações realizadas, foi necessário avaliá-lo para minimizar a sua influência nos resultados obtidos.

Em decorrência do fenômeno da acomodação, dada uma curva de temperatura ao longo do tempo arbitrária com dois valores de reversão constantes, as trajetórias formadas na característica $R \times T_S$ convergem para um laço menor com pontos de reversão provavelmente diferentes daqueles apresentados no primeiro ciclo. Assim, sejam T_{ra} e T_{rb} os pontos de reversão característicos do sinal de temperatura, os pontos extremos da resistência elétrica do filme fino de VO_2 ao longo do tempo obedecerão à sequência: $R_{ra1}, R_{rb1}, R_{ra2}, R_{rb2}, R_{ra3}, R_{rb3}, \dots, R_{ran}, R_{rbn}$, conforme é mostrado na figura 5.38. No limite quando $n \rightarrow \infty$, a trajetória resultante na característica $R \times T_S$ possuirá os pontos de reversão (T_{ra}, R_{ra}) e (T_{rb}, R_{rb}) e formará um laço fechado. Esta trajetória resultante será função dos valores da temperatura nos dois pontos de reversão que a limitam.

Em termos práticos, haverá um valor finito de n , tal que R_{ran} e R_{rbn} estão suficientemente

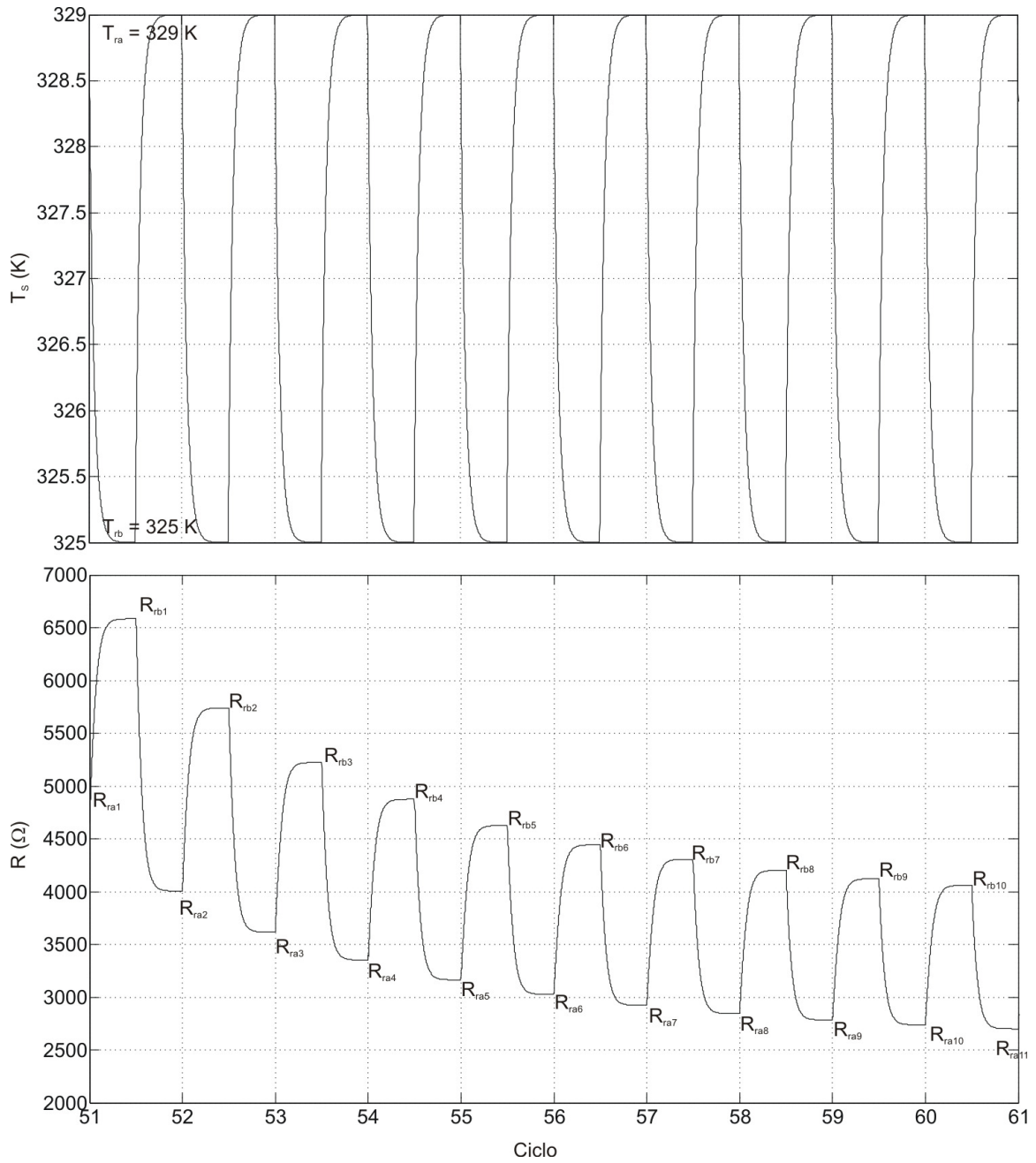


Figura 5.38: Descrição do fenômeno da acomodação a partir do comportamento da resistência elétrica para ciclos consecutivos de um sinal de temperatura periódico.

próximos de R_{ra} e R_{rb} . Isto é evidenciado a partir dos resultados da figura 5.39. Nesta figura, fica claro ainda que a quantidade de ciclos necessária até que se atinja uma trajetória aproximadamente estável é função da amplitude da variação da temperatura, isto é, de $|T_{ra} - T_{rb}|$. Quanto maior a excursão do sinal de temperatura, ou seja, quanto maior a largura da trajetória formada no plano $R \times T_s$, menor a quantidade de ciclos necessária até a estabilização. Este resultado está em concordância com o que foi levantado em (de Almeida 2003).

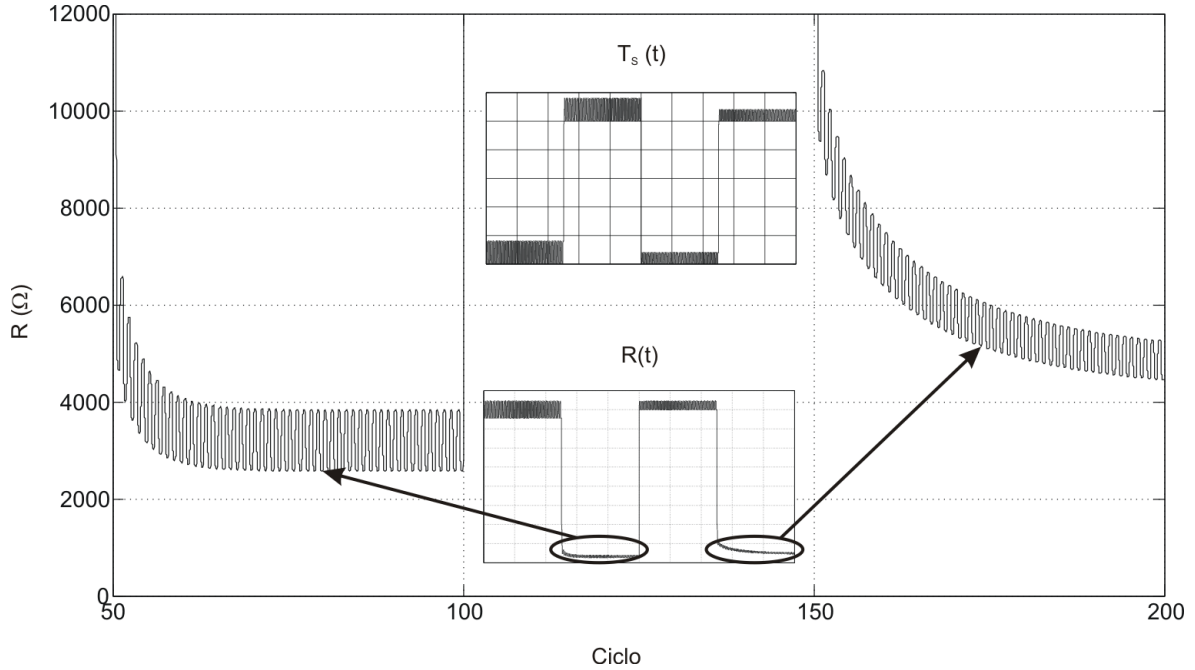


Figura 5.39: Estabilização da trajetória no fenômeno da acomodação. Até o ciclo 100, a oscilação de temperatura aplicada foi de $4K$. Para os ciclos de 101 a 200, foi aplicado um sinal de temperatura com oscilação de $2K$.

No presente trabalho, o estudo da acomodação tem o objetivo principal de minimizar a influência deste fenômeno nos parâmetros estimados. Para tanto, foi necessário o desenvolvimento de uma metodologia própria de medição. A primeira idéia levantada para tornar as variáveis estudadas razoavelmente isentas de influência da acomodação foi a de, dado um ponto de operação, aplicar uma sequência de pulsos na entrada suficiente para se obter uma trajetória aproximadamente estável. Depois disso, utilizava-se o intervalo de dados do último ciclo para estimar as variáveis de interesse. Contudo, a amplitude da potência de entrada e consequentemente da temperatura do sensor deveria ser tal que permitisse uma abordagem de pequenos sinais. Como pode ser visto na figura 5.39, a quantidade de ciclos necessária cresce com a redução da amplitude da excursão da temperatura. Tal fato resultou na demanda de uma quantidade de ciclos proibitiva para os recursos computacionais disponíveis. Portanto, a adoção desta abordagem era limitada, pois se tornava necessário truncar a simulação antes de se obter efetivamente um laço menor estabilizado.

A segunda metodologia empregada foi a de aplicar uma sequência de pulsos com amplitude suficientemente elevada para acomodar a trajetória no ponto de operação desejado e, em seguida, aplicar pulsos menores com o intuito de obter o intervalo de dados a ser usado para estimar os parâmetros. Utilizando esta abordagem, foi possível obter resultados em melhor concordância com as previsões teóricas e com menor influência do fenômeno da acomodação do que aqueles obtidos com uma sequência de amplitude pequena e constante. A figura 5.40 ilustra a metodologia empregada. Ela mostra ainda que partindo de pontos iniciais diferentes e, conseqüentemente, de regiões distintas da histerese, chega-se à mesma trajetória estabilizada no plano $R \times T_s$, uma vez que o sinal de temperatura em ambos os casos possuía os mesmos valores nas reversões.

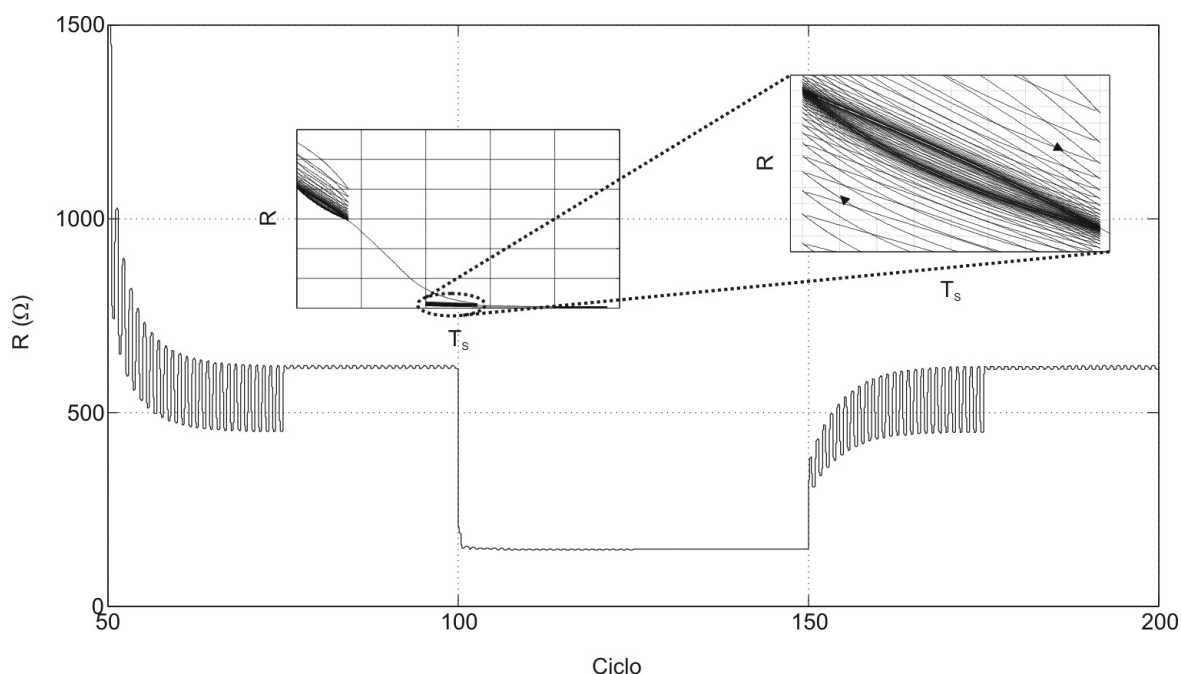


Figura 5.40: Metodologia empregada para estimar os parâmetros com menor influência da acomodação. Nesta simulação, o sinal de temperatura aplicado possuía os mesmos valores nas reversões entre os ciclos 50 e 100 e entre os ciclos 150 e 200. Até o ciclo 50, foi aplicado um sinal de temperatura periódico de valor baixo, caracterizando um ponto inicial de baixa temperatura. Entre os ciclos 100 e 150, foi aplicado um sinal de temperatura periódico de valor elevado, para forçar um ponto inicial de temperatura elevada.

Outra característica interessante evidenciada nos estudos realizados para este trabalho é que o laço menor estabilizado após o fenômeno da acomodação possui centro tendendo à curva anhisterética, como pode ser visualizado na figura 5.41. Tal constatação poderia ser utilizada para prever diretamente qual a trajetória resultante da aplicação de um sinal arbitrário com dois pontos de reversão conhecidos e constantes entre os ciclos. Isto simplificaria bastante a obtenção dos resultados apresentados neste trabalho, pois seria possível utilizar como ponto

inicial do modelo um dos pontos de reversão do laço menor estabilizado. Portanto, não seria necessária a aplicação de mais de um ciclo para a estimativa dos parâmetros. Outra potencial aplicação desta característica seria na estimativa dos valores de temperatura em função da resistência medida, considerando que o sistema opera em uma trajetória estabilizada.

Apesar das potenciais aplicações decorrentes da trajetória acomodada formar um laço menor cujo centro tende à curva anhisterética, esta propriedade não foi aplicada diretamente neste trabalho. Isto decorre do fato deste efeito ainda não ter sido comprovado experimentalmente em nenhuma publicação até então. Portanto, este é um tópico a ser abordado em trabalhos futuros.

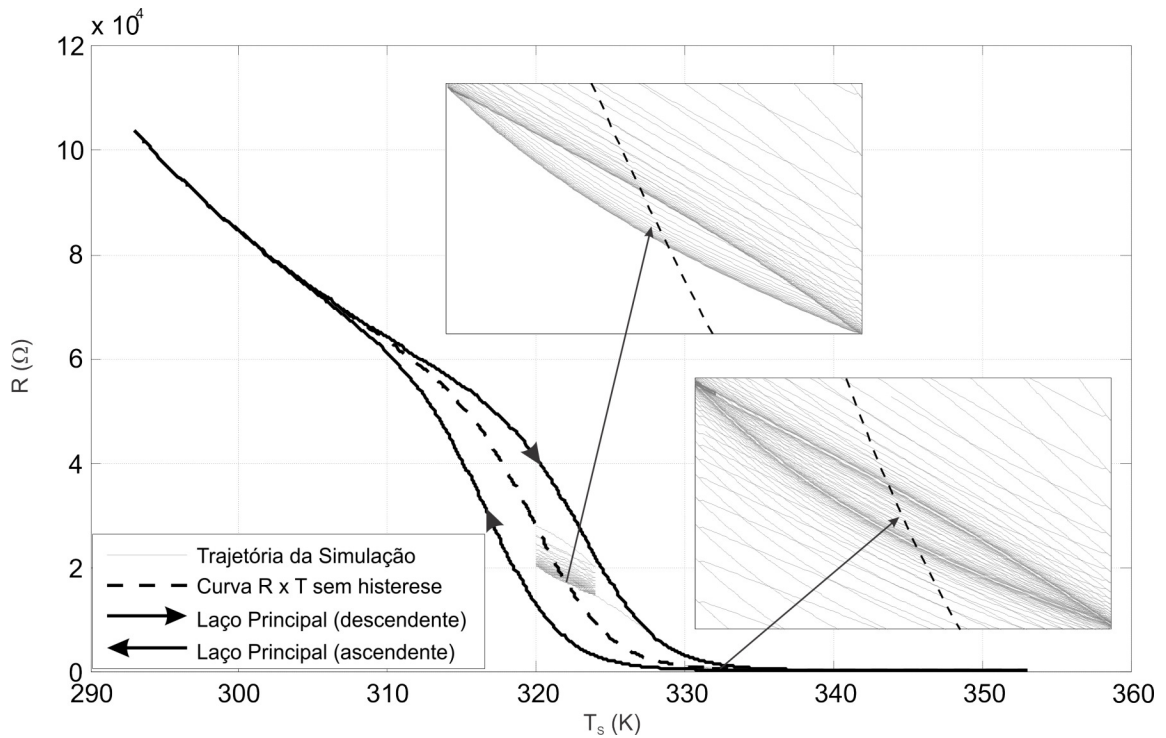


Figura 5.41: Acomodação na característica $R \times T_s$ do filme fino de VO_2 . Evidência da propriedade da trajetória acomodada formar um laço menor cujo centro tende à curva anhisterética.

Conforme foi discutido anteriormente, a trajetória acomodada é função dos pontos de reversão que compõem os limites da curva de temperatura. Sendo assim, esta varia tanto com o ponto de operação, quanto com a amplitude do sinal de entrada. Tais grandezas definem respectivamente o ponto de reversão com menor temperatura e aquele com a temperatura máxima. Portanto, a metodologia empregada neste trabalho não torna as estimativas realizadas completamente isentas da influência da acomodação. Foi possível minimizar o efeito da acomodação resultante da variação do ponto de operação durante as simulações. Todavia, a trajetória final resultante dos ciclos com maior amplitude de entrada difere daquela esperada com a aplicação de pulsos de menor amplitude. Assim, considerando que a acomodação com pequenos sinais é muito lenta, não foi possível trabalhar com trajetórias totalmente estabilizadas.

Com o intuito de mostrar o grau de influência da acomodação nas estimativas dos parâmetros de desempenho, foram feitas estimativas ao longo dos ciclos, como será mostrado na seção a seguir.

5.9.1 Variação dos Parâmetros de Desempenho ao Longo dos Ciclos

Para avaliar o grau de influência do fenômeno da acomodação nos parâmetros estudados neste trabalho, foram feitas simulações onde havia mudança do ponto de operação de temperatura e tais parâmetros eram estimados ao longo dos ciclos. Os resultados são apresentados nas figuras de 5.42 a 5.45. É possível notar que, quanto maior a amplitude do sinal de entrada, maior a variação dos parâmetros durante os 59 ciclos da simulação. Isto não decorre do fato da acomodação ser mais intensa com a amplitude da variação da temperatura. Na verdade, a razão para tal é que, como a estabilização é muito mais lenta com pequenos sinais, é difícil notar a variação dos parâmetros estimados ao longo dos ciclos durante o período da simulação e na escala dos gráficos apresentados.

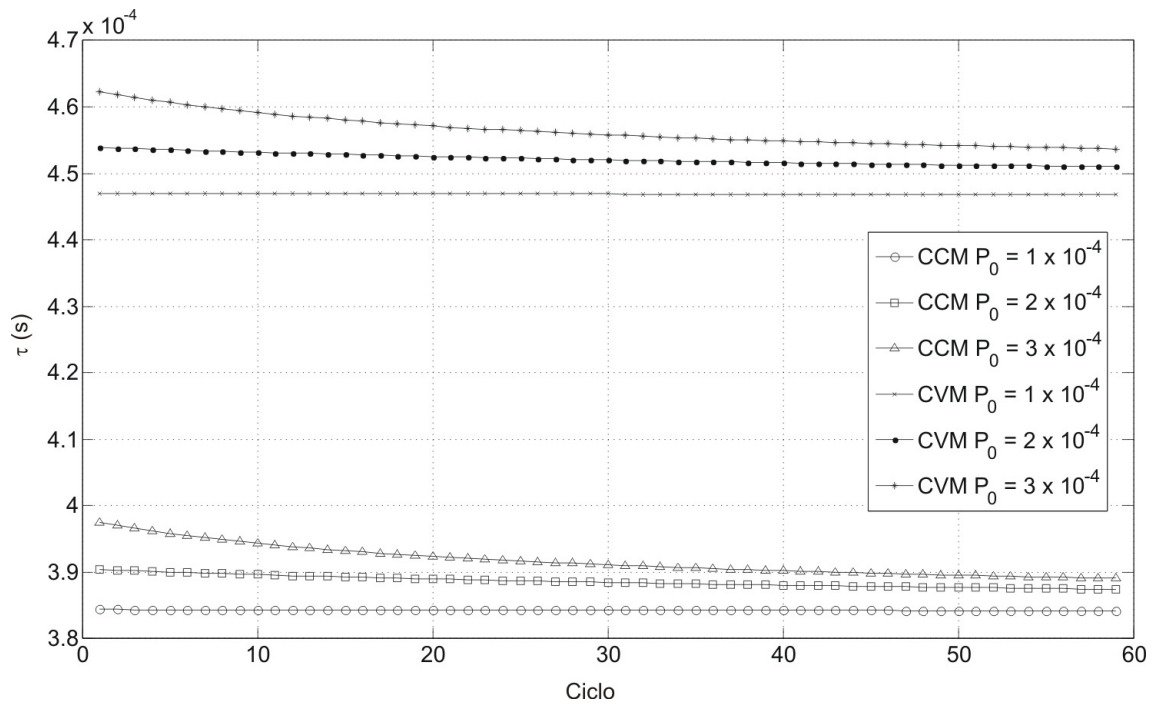


Figura 5.42: Influência da acomodação nas estimativas de constante de tempo.

As figuras de 5.42 a 5.45 também ressaltam a dificuldade encontrada para minimizar os efeitos da acomodação utilizando pequenos sinais de entrada. Utilizando-se uma amplitude de potência incidente de $1 \times 10^{-4}W$, seriam necessários muito mais do que 50 ciclos para se atingir uma trajetória estabilizada. Este fato impedia o uso desta abordagem diante dos recursos computacionais disponíveis.

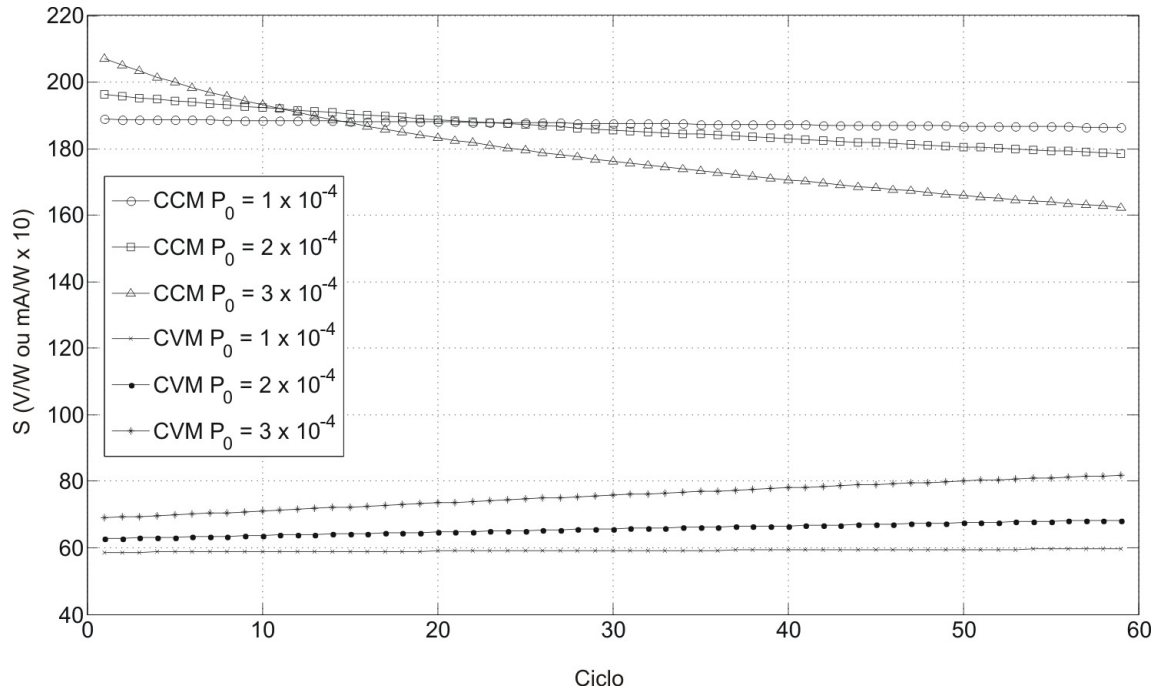


Figura 5.43: Influência da acomodação nas estimativas de responsividade.

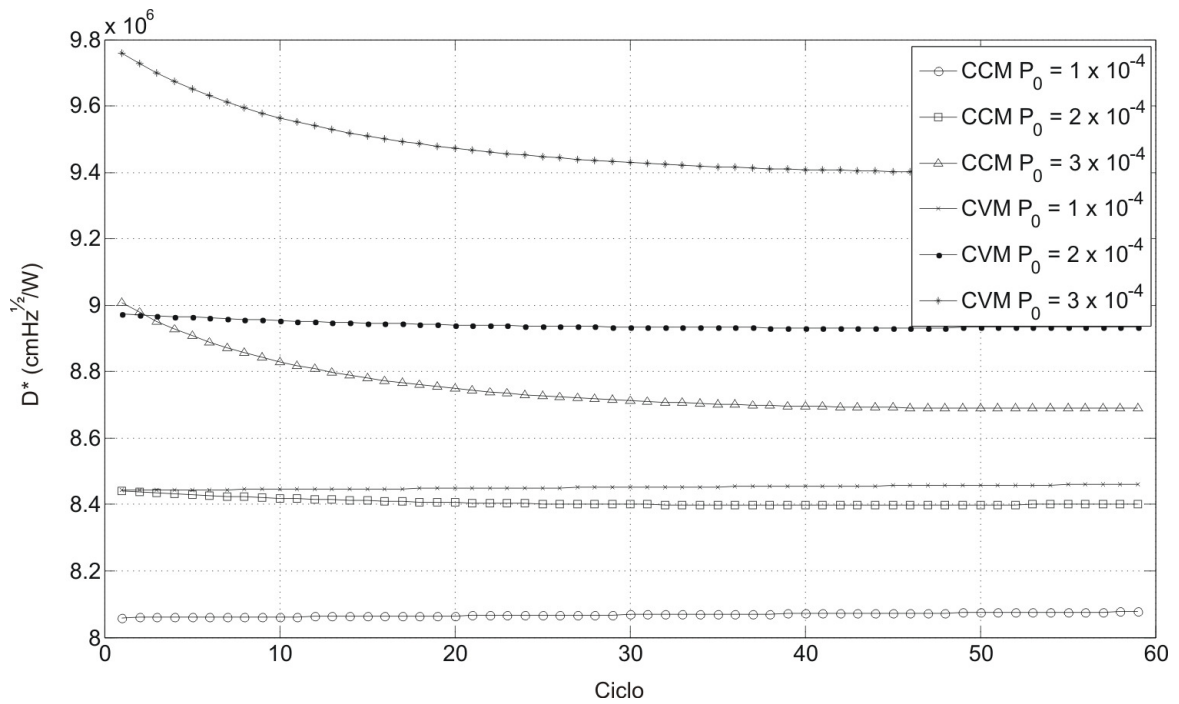


Figura 5.44: Influência da acomodação nas estimativas de detectividade específica.

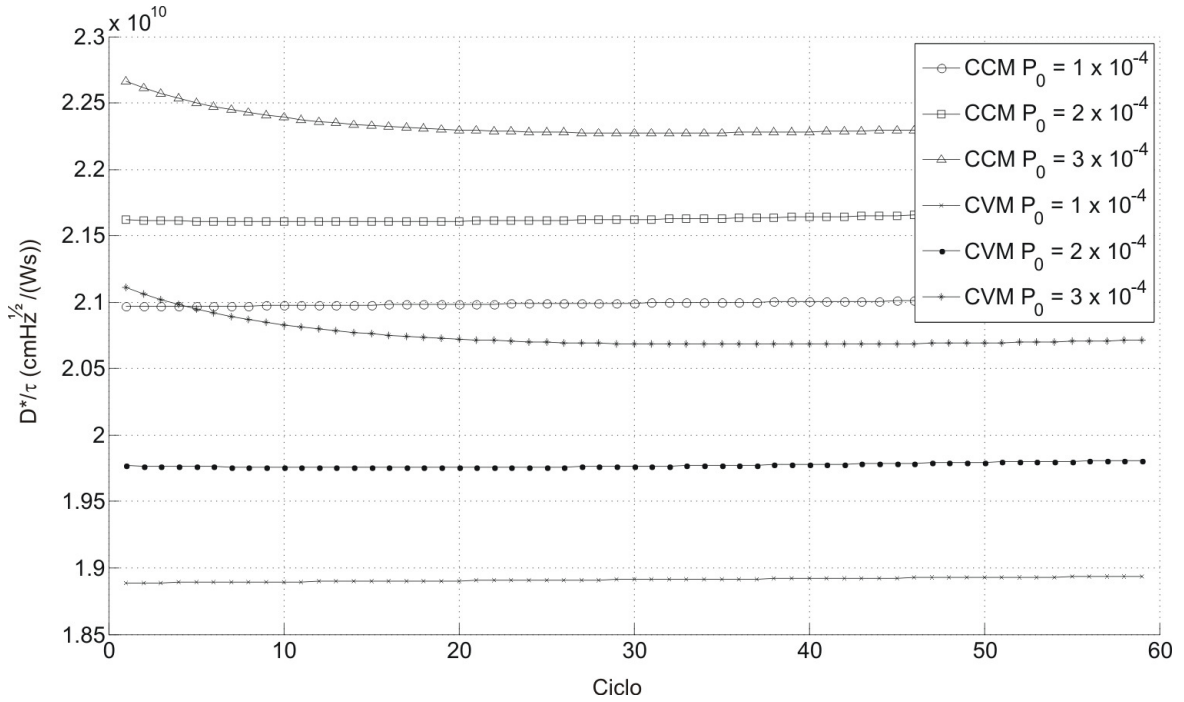


Figura 5.45: Influência da acomodação nas estimativas da figura de mérito geral.

5.10 Influência da Constante de Ruído Flicker na Detectividade Específica e na Figura de Mérito Geral em Baixa Frequência

Os dados obtidos até então utilizaram os parâmetros do modelo de ruído $1/f$ correspondentes à pior amostra neste quesito no trabalho experimental (Zerov et al. 2001), ou seja, $K_N = 3,2 \times 10^{-18} \text{cm}^3$ e $n = 1$. No entanto, Zerov et al. (2001) relataram valores de K_N para bolômetros fabricados com óxidos de vanádio desde $2,4 \times 10^{-22} \text{cm}^3$ até $3,2 \times 10^{-18} \text{cm}^3$. Segundo os resultados obtidos, a intensidade do ruído flicker é crescente em relação à amplitude da variação de resistência elétrica, sendo esta correlacionada diretamente com a fração de VO_2 no filme, em virtude da transição de fase. Além disso, filmes com maiores grãos depositados apresentaram maiores valores de K_N .

De acordo com os parâmetros de ruído flicker apresentados em (Zerov et al. 2001), as análises realizadas até então são conservadoras. Portanto, torna-se interessante a avaliação do potencial de melhoria do desempenho do bolômetro a partir da otimização dos métodos de deposição do filme. As figuras 5.46 e 5.47 fornecem uma idéia dessa possibilidade. Elas mostram respectivamente a variação de D^* e de D^*/τ em função de K_N na faixa de $K_N = 2,4 \times 10^{-22} \text{cm}^3$ até $K_N = 3,2 \times 10^{-18} \text{cm}^3$. Com a redução de K_N , a detectividade do dispositivo apresenta rápido crescimento até $D^* = 6,1 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2} \text{W}^{-1}$ no CVM e $D^* = 5,2 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2} \text{W}^{-1}$ no CCM. Por sua vez, D^*/τ possui comportamento semelhante, crescendo até cerca de $1,3 \times$

$10^{12} \text{cmHz}^{1/2} \text{W}^{-1} \text{s}^{-1}$ tanto no CVM quanto no CCM.

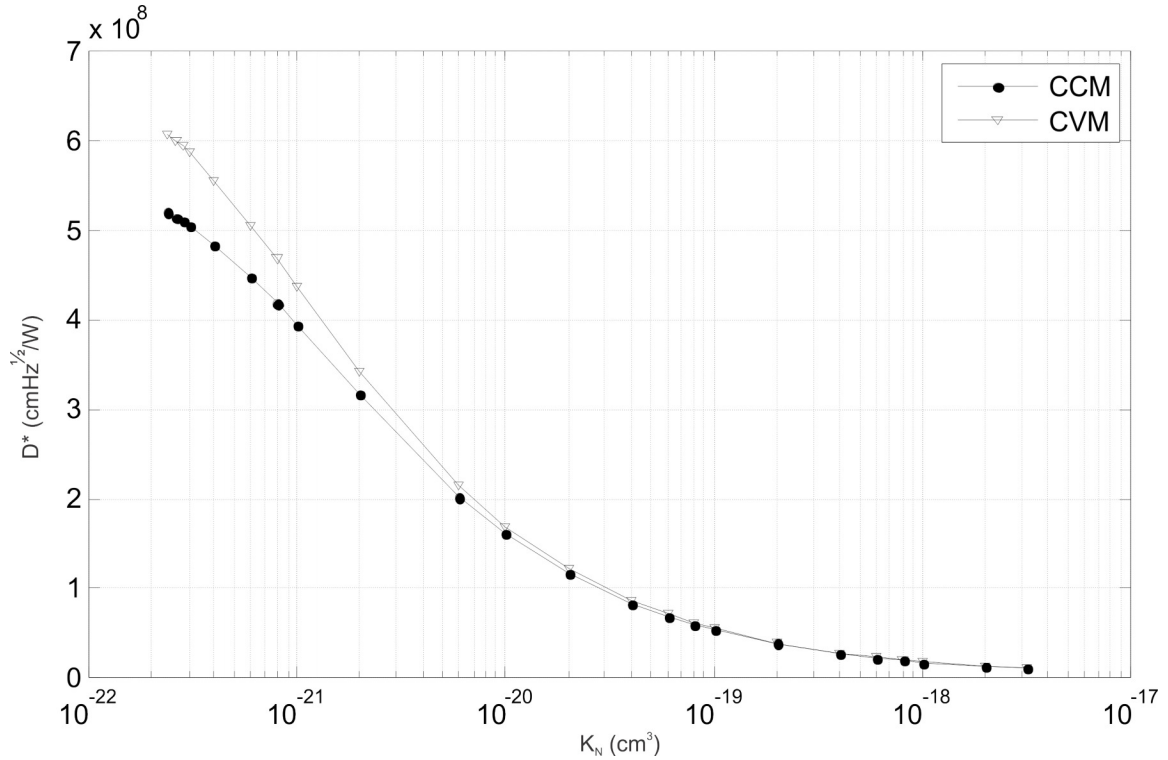


Figura 5.46: Influência da constante de ruído flicker na detectividade do bolômetro.

O estudo realizado anteriormente considerou a variação exclusiva de K_N , tendo sido mantidos constantes os parâmetros do modelo e operacionais. Entretanto, é esperado que a utilização de um elemento sensor que propicie uma redução de K_N resulte em um sistema com diferente combinação ótima de parâmetros operacionais. Em outras palavras, é possível obter uma melhoria adicional do desempenho do bolômetro a partir da otimização do sistema para cada K_N encontrado.

De acordo com o modelo de flicker utilizado em (Zerov et al. 2001), a intensidade desta fonte de ruído é proporcional ao valor de polarização, como é mostrado nas equações 4.47 e 4.48. Portanto, a utilização de um elemento sensor que propicia menores valores de K_N favorece a operação com maior valor de corrente no CCM ou de tensão no CVM. Tal efeito é mostrado na figura 5.48 para o CCM e na figura 5.49 para o CVM, onde nota-se que é possível chegar a valores de D^*/τ de até $2,4 \times 10^{12} \text{cmHz}^{1/2} \text{W}^{-1} \text{s}^{-1}$ no CCM e $1,5 \times 10^{12} \text{cmHz}^{1/2} \text{W}^{-1} \text{s}^{-1}$ no CVM através da otimização dos parâmetros operacionais em função do K_N apresentado.

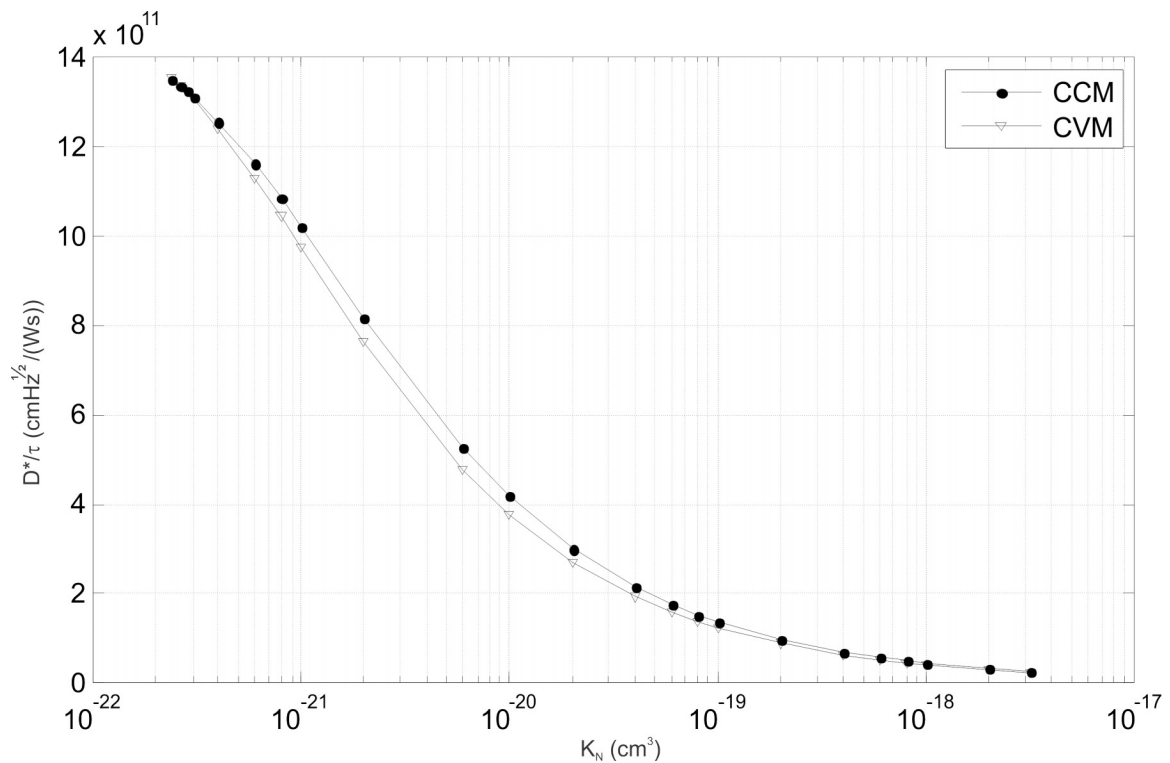


Figura 5.47: Influência da constante de ruído flicker na figura de mérito geral do bolômetro.

5.11 Comparação de Bolômetros de VO_2 com Bolômetros Fabricados com Supercondutores de Temperaturas de Transição Elevadas

A análise do bolômetro fabricado com VO_2 mostrou que este apresenta comportamento invertido em relação àquele exibido pelos bolômetros de supercondutores. Tal fato decorre da característica NTC do VO_2 e PTC dos supercondutores. Um estudo sobre a realimentação eletrotérmica presente nos dispositivos fabricados com supercondutores é realizado em (Neff et al. 2000). Na figura 1(b) deste trabalho, é mostrado claramente um máximo e uma faixa restrita de operação do dispositivo no CCM, enquanto que o CVM mostra uma ampla faixa possível de operação. De forma semelhante, os resultados apresentados em (Neff et al. 2000) mostram que é possível atingir constantes de tempo da ordem de $10\mu\text{s}$ no CVM, em decorrência da realimentação eletrotérmica negativa. Tal fato demonstra que a dinâmica dos bolômetros com supercondutores é mais rápida do que aquela apresentada por dispositivos como os que são estudados no presente trabalho. Consequentemente, os tempos de resposta significativamente maiores exibidos pelo bolômetro de VO_2 contra indicam a sua aplicação em micro calorímetros rápidos para detecção de raios X (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008).

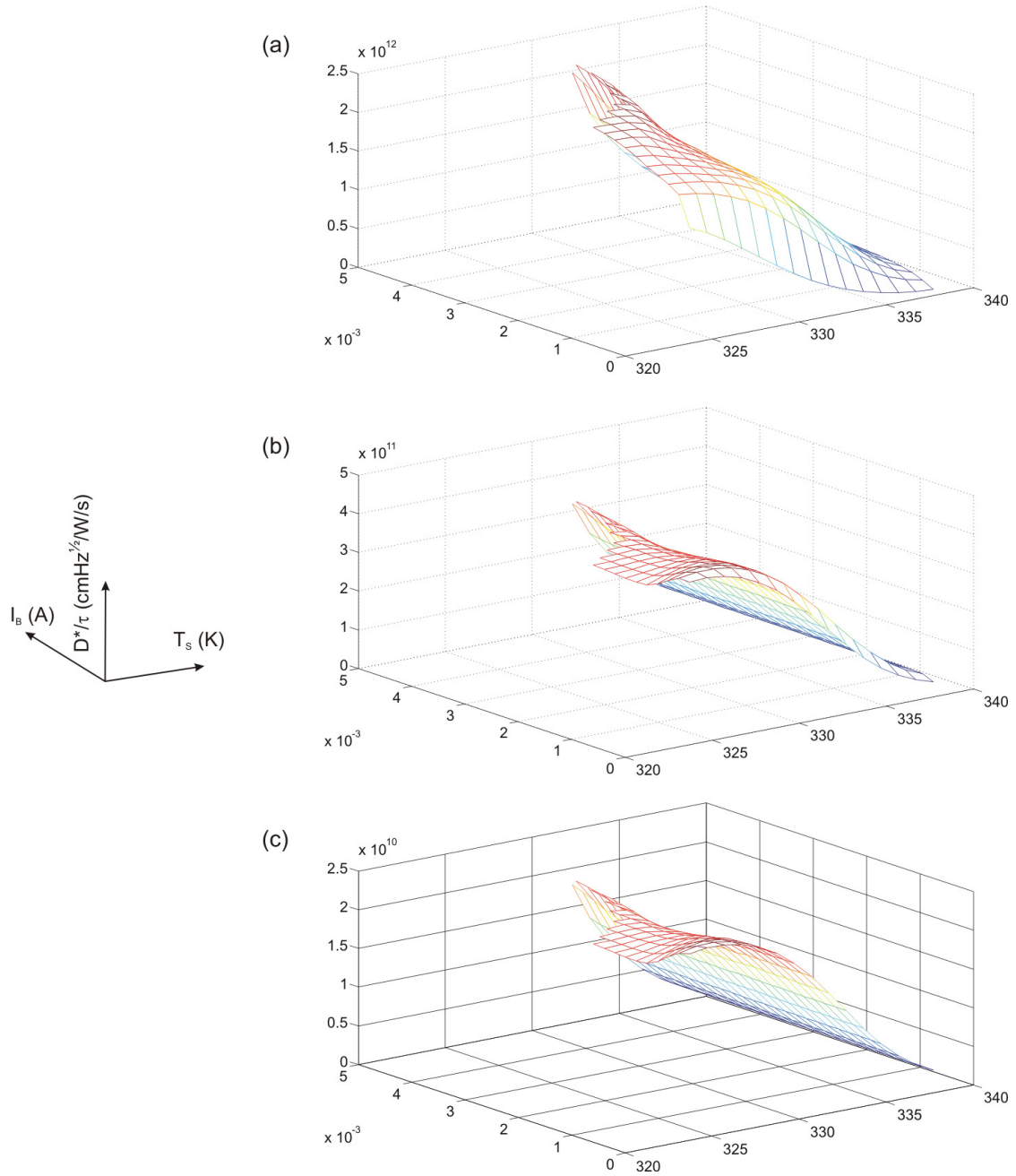


Figura 5.48: Comportamento da figura de mérito geral em função da temperatura de operação e da corrente de polarização para diferentes valores da constante de ruído flicker. Os valores utilizados foram: $K_N = 2,4 \times 10^{-22}$ em (a), $K_N = 1,0 \times 10^{-20}$ em (b) e $K_N = 3,2 \times 10^{-18}$ em (c).

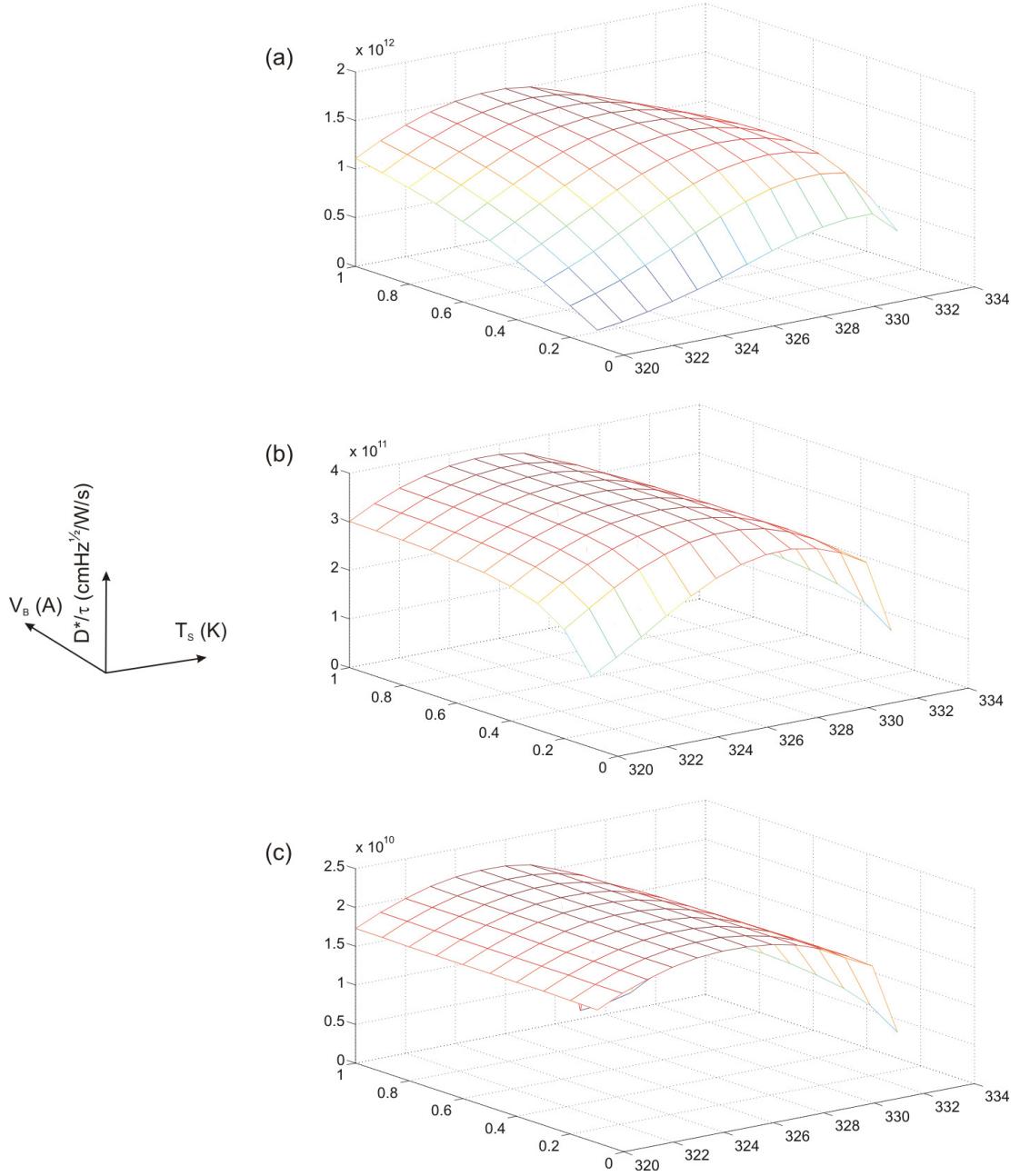


Figura 5.49: Comportamento da figura de mérito geral em função da temperatura de operação e da tensão de polarização para diferentes valores da constante de ruído flicker. Os valores utilizados foram: $K_N = 2,4 \times 10^{-22}$ em (a), $K_N = 1,0 \times 10^{-20}$ em (b) e $K_N = 3,2 \times 10^{-18}$ em (c).

Diferenças também ocorrem em relação à faixa de detectividade específica alcançável com estes dispositivos. Valores de D^* da ordem de $1,6 \times 10^{10} \text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$ foram apresentados por bolômetros operando com realimentação eletrotérmica positiva em baixas frequências no estudo experimental (de Nivelles et al. 1997). No caso de supercondutores com baixa temperatura de transição, D^* pode atingir valores da ordem de $10^{18} \text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$ (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). Por outro lado, como é mostrado nas figuras 5.12 e 5.21, para os parâmetros utilizados, foram encontrados valores de $D^* < 1 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$, ou seja, muito inferiores àqueles já reportados para bolômetros de supercondutores.

5.12 Análise Comparativa do Bolômetro de VO_2 Estudado

A comparação realizada na seção anterior deve levar em consideração que o dispositivo aqui estudado é do tipo não refrigerado, enquanto que os bolômetros que utilizam supercondutores como elemento sensor operam com refrigeração. Tal fato leva a um incremento do desempenho destes em relação à detectividade específica, impactando, no entanto, na elevação dos custos e do tamanho dos equipamentos (Rogalski 2003). Portanto, para que a análise comparativa se dê na mesma base, torna-se necessário apresentar resultados de outros detectores de IR não refrigerados.

Na tabela 5.3, são apresentados resultados obtidos por outros trabalhos referentes à detectores de radiação infravermelha não refrigerados. Diferentes materiais foram empregados pelos autores para desempenhar o papel de elemento sensor, podendo-se citar: óxidos de vanádio, silício amorfo, silício-germânio policristalino, carbetos de silício nanocristalino dopado com boro, YBCO e silício monocristalino. Os valores de detectividade específica por eles obtidos variaram de $6 \times 10^5 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ a $4,33 \times 10^8 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, enquanto que os de constante de tempo ficaram dentro da faixa de $0,17\text{ms}$ a 800ms .

Considerando a abordagem conservadora, ou seja, modelando o bolômetro de VO_2 com $K_N = 3,2 \times 10^{-18} \text{cm}^3$, o desempenho obtido de $D^* = 9,3 \times 10^6 \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$ é compatível com resultados apresentados para detectores empregando óxidos de vanádio, YBCO e $a - \text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x(a - \text{Ge})$ (Yi et al. 2002, Chi-Anh et al. 2005, Travers et al. 1997, Jagtap et al. 2009, Torres et al. 2003, Kumar et al. 2003). Destaca-se ainda o potencial do dispositivo estudado de obtenção de melhores valores de detectividade específica a partir da redução da intensidade do ruído flicker. É mostrado na tabela 5.3 que, para baixos valores de K_N ($2,4 \times 10^{-22} \text{cm}^3$), o dispositivo aqui analisado superaria o desempenho dos demais detectores não refrigerados lá referenciados, o que demonstra o caráter promissor desta tecnologia.

Ainda de acordo com a tabela 5.3, em relação à constante de tempo, o dispositivo aqui

analisado apresenta um desempenho comparável aos detectores que apresentaram melhores resultados em relação a esta figura de mérito.

Tabela 5.3: Comparação do bolômetro estudado com outros bolômetros não refrigerados da literatura.

Trabalho	Material ¹	$D^*(cmHz^{1/2}/W)$	$f(Hz)$	$\tau(ms)$
Presente Trabalho	VO_2	$9,3 \times 10^6 - 5,2 \times 10^8$ ⁽²⁾	10	0,39
(Dong et al. 2004)	a-Si ³	$4,33 \times 10^8$	27	-
(Yue et al. 2006)	poly-SiGe ⁴	$3,75 \times 10^8$	30	10,5
(Chen et al. 2001)	VO_x	$1,89 \times 10^8$	30	11
(Lee et al. 2003)	p-nc-SiC:H ⁵	$1,78 \times 10^8$	10	-
(Almasri et al. 2001)	YBCO	$1,19 \times 10^8$	10	0,17 – 0,22
(Kishi et al. 2000)	mono-Si ⁶	$1,1 \times 10^8$	10	-
(Yi et al. 2002)	VO_2	$5,75 \times 10^7$	10	10
(Chi-Anh et al. 2005)	VWO_x	$1,1 \times 10^7$	10	0,723
(Travers et al. 1997)	YBCO	1×10^7	30	0,7 – 1,4
(Jagtap et al. 2009)	YBCO	$3,6 \times 10^6$	3	-
(Torres et al. 2003)	$a - Si_{1-x}Ge_x(a - Ge)$	$2,6 \times 10^6$	-	100 – 800
(Kumar et al. 2003)	VO_x	6×10^5	10	-

5.13 Conclusão

Neste capítulo, foram apresentados os resultados obtidos a partir da análise dos modelos de histerese e dinâmico descritos respectivamente nos capítulos 3 e 4. Inicialmente, foram mostrados os parâmetros utilizados nas simulações. Estes foram baseados em dados disponíveis na literatura e obtidos experimentalmente (de Almeida 2003, Neff et al. 2000). As características do elemento sensor de temperatura foram apresentadas, com foco no comportamento da relação $R \times T_S$, que constitui um fator determinante do desempenho do bolômetro.

A metodologia empregada na determinação da região ótima de operação no modo de tensão constante e de corrente constante foi discutida. Como a relação entre as figuras de mérito consideradas e os parâmetros de polarização e de temperatura é muito complexa, apresentando

¹O material corresponde àquele utilizado como elemento sensor de temperatura.

²Valores para K_N variando de $2,4 \times 10^{-22}cm^3$ até $3,2 \times 10^{-18}cm^3$.

³Silício amorfo.

⁴Silício-Germânio policristalino.

⁵Carbeto de Silício nanocristalino dopado com Boro

⁶Silício monocristalino

forte não linearidade e histerese, foi adotada uma solução numérica para o problema. Nesta, os parâmetros de projeto estudados foram variados dentro da faixa de interesse e o desempenho do bolômetro para cada combinação de variáveis foi avaliado. Como se tratavam de exercícios de otimização bidimensionais, foi possível a análise dos resultados a partir de gráficos tridimensionais, nos quais o terceiro eixo correspondia à figura de mérito em questão. Ao final desta análise, foram apresentados pares de temperatura e polarização para cada modo de operação.

Foi mostrada a influência da temperatura e da polarização nas figuras de mérito dos bolômetros. Durante a primeira etapa das simulações, a temperatura foi variada e a polarização foi mantida fixa no valor anteriormente apresentado. Assim, para cada ponto de temperatura, as variáveis que definem o desempenho do bolômetro foram estimadas. Em seguida, o mesmo foi feito para a polarização, tendo sido neste caso mantida a temperatura no valor previamente estabelecido. As variáveis avaliadas foram: a constante de tempo, a variação da saída, a responsividade, a temperatura do dissipador de calor, a amplitude de ruído na saída, a detectividade específica e D^*/τ , sendo esta última considerada neste trabalho como a figura de mérito geral de um bolômetro, pois leva em consideração tanto a constante de tempo, quanto a sensibilidade em relação à presença de ruído.

Outra variável estudada foi a largura da histerese da característica $R \times T_S$ do elemento sensor de temperatura. Este parâmetro tem relação com a qualidade do material e atua principalmente na inclinação dos laços que são formados no plano $R \times T_S$. Foi mostrado que o aumento da largura da histerese reduz a inclinação dos laços menores que compõem as trajetórias da resistência elétrica em função da temperatura do sensor. Portanto, há uma redução de dR/dT_S , o que causa a deterioração da responsividade, da detectividade específica e de D^*/τ . Em relação à constante de tempo em função de w , este tende a reduzir no CVM e aumentar no CCM, em consequência da realimentação eletrotérmica, respectivamente positiva e negativa nestes modos de operação.

Para o estudo da resposta em frequência deste tipo de bolômetro, foi realizada uma aproximação linear para pequenos sinais. Foi mostrado que tal abordagem é válida para potência incidente da ordem de $0,1mW$. O sistema obtido se comporta como um filtro de primeira ordem com pólo em $414Hz$ no CCM e $357Hz$ no CVM. A detectividade em função da frequência é muito próxima em ambos os modos de operação. Contudo, em virtude da diferença entre os tempos de resposta em cada caso, o CCM apresenta um desempenho pouco superior no que diz respeito ao parâmetro D^*/τ .

O efeito da acomodação foi abordado com o intuito de minimizar a sua influência nos resultados obtidos. Foi descrita a metodologia adotada para tal, que consistiu na aplicação de alguns ciclos de entrada com potência relativamente elevada até a acomodação das trajetórias internas ao laço principal da histerese. Em seguida, foi aplicado um trem de pulsos de pequena amplitude. A resposta para este último intervalo de entrada foi então utilizada na medição.

Tal sequência foi empregada em cada ponto medido.

Foi estudada a possibilidade de se alcançar melhor desempenho do bolômetro a partir da utilização de filmes finos de VO_2 que propiciam menores valores de K_N . Tal fato resultaria numa melhoria considerável das figuras de mérito, especialmente para aplicações de vídeo.

Foi feita uma breve comparação do dispositivo aqui estudado com bolômetros empregando supercondutores com alta temperatura de transição. Em virtude da característica PTC do elemento sensor deste último, os modos de operação são inversamente correlacionados, ou seja, o bolômetro de VO_2 no CCM apresenta características semelhantes às do detector com supercondutor no CVM e vice versa. Além disso, os bolômetros com supercondutores apresentam melhor desempenho em relação às figuras de mérito estudadas, mas possuem o inconveniente de operarem refrigerados em temperaturas muito baixas.

Uma análise comparativa do bolômetro de VO_2 com outros detectores não refrigerados foi apresentada. Constatou-se que os resultados obtidos neste trabalho em relação à velocidade de resposta do dispositivo (definida pela constante de tempo) e à relação sinal/ruído (relacionada com a detectividade específica) são compatíveis com o desempenho de outros equipamentos descritos na literatura. Além disso, ficou demonstrado o potencial da tecnologia estudada, que, de acordo com os resultados obtidos variando-se a constante de ruído flicker (K_N), pode apresentar alto desempenho dentro da classe de detectores não refrigerados.

Capítulo 6

Considerações Finais

Neste trabalho, foi realizada uma análise de um bolômetro que utiliza um filme fino de dióxido de vanádio como elemento sensor de temperatura. Para tanto, foi adotado um modelo dinâmico, baseado no acoplamento entre a equação de conservação de energia no elemento sensor e o modelo de histerese L^2P , capaz de descrever a característica $R \times T_S$ do filme. A influência dos parâmetros de projeto e de características do material e do sistema nas principais figuras de mérito de bolômetros foi avaliada nos modos de corrente e tensão constantes.

O modelo do sistema foi utilizado em análises teóricas acerca do comportamento do bolômetro. A realimentação eletrotérmica, presente tanto no CCM quanto no CVM, foi analisada qualitativamente e quantitativamente. Além disso, a sua influência nas figuras de mérito foi discutida. Foi mostrado que o sistema é estável em torno do ponto de operação para qualquer combinação de parâmetros no CCM. Contudo, no CVM, o sistema apresenta um limite máximo de polarização que garante a estabilidade em torno do ponto de operação. Tal limite foi então avaliado com base no modelo dinâmico empregado.

Duas abordagens foram apresentadas para a determinação da tensão máxima de polarização. Em decorrência da existência da histerese, não é possível a determinação de uma curva que descreva com exatidão a condição de estabilidade do sistema. Assim, torna-se necessária a construção de um mapa que indica para cada combinação de resistência elétrica e temperatura um valor máximo de tensão a ser empregado. Uma abordagem alternativa avaliada foi a aproximação do sistema pela curva anhisterética. Assim, tornar-se-ia possível a apresentação de uma curva que limitaria o valor da tensão de polarização a depender da temperatura de operação. Contudo, foi constatado que a determinação da condição de estabilidade com base nessa aproximação pode ser extremamente conservadora, a depender da região de operação do sensor. Foi mostrado ainda que, apesar da instabilidade local, o sistema no CVM é globalmente estável, em decorrência de um fenômeno de auto-estabilização, que ocasiona o surgimento de dois pontos de equilíbrio estáveis em torno do ponto de equilíbrio instável. Entretanto, não é indicado trabalhar em tais condições, pois a performance do dispositivo estaria degradada e

haveria risco de danificar elementos do bolômetro em casos extremos.

Foram apresentadas equações que descrevem teoricamente o comportamento das figuras de mérito trabalhadas tanto no CCM quanto no CVM. Além disso, foi discutida a metodologia empregada na avaliação destes parâmetros de desempenho. Foram estudados: a responsividade, a constante de tempo, a potência equivalente de ruído, a detectividade, a detectividade específica e D^*/τ , considerada como figura de mérito geral.

Foi desenvolvida uma plataforma de simulação, que permitiu a obtenção de um conjunto detalhado de dados para a análise das figuras de mérito do bolômetro construído com filme fino de VO_2 . Foi necessária a utilização de um sistema de controle ideal para a temperatura do dissipador, de forma a permitir o controle independente da temperatura de operação do sensor e da polarização. Diante da importância destas variáveis no desempenho do sistema, conforme foi mostrado nos resultados apresentados no capítulo 5, para trabalhos futuros, é interessante abordar o projeto de sistemas de controle de temperatura para bolômetros de VO_2 .

Foi apresentada uma metodologia empregada para a determinação da região ótima de operação do sensor. Esta constituiu simplesmente na avaliação da figura de mérito geral para diferentes valores de polarização e de temperatura, até se tornar possível a visualização de uma superfície que demonstra o comportamento deste parâmetro em função das variáveis de projeto. Os resultados obtidos demonstraram a importância de se projetar o sistema para operar em uma região ótima, tanto em relação à temperatura quanto em relação à polarização. Dentro da faixa dos parâmetros estudada, o ganho obtido com o estudo de otimização de desempenho foi de até $9,3\times$ no CCM e de até $19,8\times$ no CVM.

Quando operando na região ótima para cada modo, o CVM apresentou desempenho aproximadamente 4% superior em relação à detectividade específica. Entretanto, a realimentação eletrotérmica negativa presente no CCM ocasiona tempos de resposta cerca de 15% inferiores nesse modo de operação. Consequentemente, a figura de mérito geral foi cerca de 11% superior no modo de corrente constante. Todavia, não é possível afirmar que este modo é superior para todas as aplicações. É necessária a realização de uma análise detalhada para cada caso, com o intuito de determinar o modo de operação mais indicado.

Foram apresentados resultados detalhados que mostram o comportamento da resistência elétrica em relação à temperatura do sensor. Tal característica afeta diretamente o TCR e consequentemente o desempenho do dispositivo de uma forma geral.

A influência da temperatura de operação nos parâmetros de desempenho foi avaliada. Esta possui influência discreta na constante de tempo. Todavia, tem forte influência na responsividade, na intensidade do ruído e, consequentemente, na detectividade específica. Para este último parâmetro e para a figura de mérito geral, o sistema exibe curvas no formato aproximado de um sino para o CCM e para o CVM. Portanto, há um ponto ótimo claramente estabelecido dentro da região de transição, havendo um ganho de aproximadamente 3 na D^* ao se trabalhar

nesse ponto, quando comparado com a região semicondutora. Tal fato justifica o emprego de controladores de temperatura com o intuito de otimizar o desempenho do bolômetro de VO_2 operando na região de transição. Por outro lado, em relação à constante de tempo, é vantajoso trabalhar em baixas temperaturas em ambos os modos de operação.

A polarização mostrou ter grande influência tanto na constante de tempo quanto na responsividade. Isto decorre da influência direta que esta variável de projeto tem na realimentação eletrotérmica. De acordo com os resultados obtidos e com as previsões teóricas, o aumento da intensidade da polarização no CCM tende a reduzir a constante de tempo e no CVM tende a aumentá-la. A responsividade tem comportamento diferente a depender do modo de operação. No CCM, há um máximo global claramente definido enquanto que no CVM este parâmetro cresce com a polarização. No CCM, apesar da polarização ter efeito benéfico tanto na constante de tempo quanto na responsividade, a influência do ruído Flicker causa a deterioração da detectividade específica e da figura de mérito geral com o aumento corrente de polarização. No CVM, ocorre um leve aumento da detectividade específica com a tensão aplicada, predominando neste caso o crescimento da responsividade. Entretanto, em virtude da degradação da constante de tempo, a figura de mérito geral é praticamente independente da polarização no CVM.

Os resultados aqui apresentados estão em concordância com os de (Zerov et al. 2001), onde são mostrados valores de $D^* \approx 5 \times 10^7 cmHz^{1/2}W^{-1}$ para $K_N = 4,4 \times 10^{-20} cm^{-3}$ com operação no CCM. Além disso, a partir da redução da constante de ruído flicker, espera-se que um bolômetro de VO_2 alcance desempenho compatível com o reportado no estudo experimental de Wang et al. (2005), onde foram encontrados valores de $D^* \approx 2,1 \times 10^8 cmHz^{1/2}W^{-1}$ e de $\tau = 10ms$ para bolômetros operando no CVM na ausência de transição de fase aparente. A figura 6 de (Wang et al. 2005) confirma os resultados de simulação apresentados na figura 5.21 do presente trabalho, onde é previsto um crescimento de D^* com a tensão de polarização no CVM. Esta tendência permite a simplificação do circuito de medição sem degradar a performance, ao contrário do modo com corrente constante, no qual a operação com máxima detectividade requer a aplicação de baixos valores de polarização.

Foi estudada a influência da qualidade do material no desempenho do bolômetro. De acordo com trabalhos anteriores, esta tem reflexo na largura da histerese que, por sua vez, impacta na inclinação dos laços formados na característica $R \times T_S$. O aumento da largura da histerese tende a reduzir a inclinação desses laços, o que impacta na redução do TCR e na deterioração do desempenho do bolômetro.

Foi determinada a faixa de amplitude do sinal de entrada que permitia uma aproximação linear para pequenos sinais. Para ambos os modos de operação, a constante de tempo e a responsividade permaneceram constantes até amplitudes da ordem de $10^{-4}W$ de potência absorvida.

Adotando a aproximação de sistema linear para pequenos sinais de entrada, foi avaliada a resposta em frequência do dispositivo. Analisando-se a responsividade, este se comporta como um filtro passa baixas de primeira ordem com resposta com $-3dB$ em $414Hz$ no CCM e $357Hz$ no CVM. Portanto, a largura de banda é maior no CCM, o que está de acordo com as previsões teóricas. Em relação à detectividade específica, o sistema possui uma faixa de operação ótima centrada aproximadamente em $400Hz$ para ambos os modos de operação trabalhados. Este comportamento decorre da influência conjunta da responsividade e do ruído, que tende a degradar o desempenho do dispositivo em frequências muito baixas, pela forte presença de efeito flicker.

Os resultados obtidos mostram que, em baixas frequências, o ruído flicker possui impacto determinante no desempenho do dispositivo. Tal fato limitaria o emprego do bolômetro de VO_2 em taxas próximas àsquelas utilizadas em aplicações de vídeo. Entretanto, estudos experimentais anteriores mostraram a possibilidade de reduzir a intensidade desta fonte de ruído a partir de técnicas de deposição do filme. Com base neste trabalho, foi mostrada a potencial melhoria da performance do bolômetro a partir do projeto de dispositivos apresentando K_N da ordem $2,4 \times 10^{-22}cm^3$. Assim, foram obtidos valores de detectividade específica de até $6,7 \times 10^8 cmHz^{1/2}W^{-1}$ no CCM e de até $7,5 \times 10^8 cmHz^{1/2}W^{-1}$ no CVM, o que faria do bolômetro de VO_2 um dispositivo de alto desempenho dentro do universo de detectores de radiação infravermelha não refrigerados.

Foram realizados estudos sobre o efeito da acomodação. Tal fenômeno é constituído pela variação dos pontos de reversão da trajetória do sistema na característica $R \times T_S$, nos sucessivos ciclos de uma entrada arbitrária, que passa várias vezes por dois pontos e tem crescimento ou decrescimento monótonos entre eles. Isto ocorre até acontecer a estabilização em um laço acomodado. Foi mostrado que a duração da acomodação, em ciclos, varia inversamente com a amplitude da excursão de temperatura. Além disso, foram apresentados indícios de que as trajetórias acomodadas do sistema possuem centro tendendo à curva anhistérica. Recomenda-se que tais constatações sejam tema de trabalhos posteriores, contendo estudos experimentais e teóricos aprofundados acerca do fenômeno da acomodação em filmes finos de VO_2 .

Foram mostradas curvas que representavam o efeito da acomodação nas figuras de mérito abordadas. Como esta influência não pode ser desprezada, foi necessária a realização de estudos com o intuito de evitar que o efeito da acomodação mascarasse o comportamento dos parâmetros de desempenho em função das variáveis de projeto, do material e do sistema como um todo. Foi apresentada então uma metodologia empregada para reduzir o efeito da acomodação nas estimativas realizadas para as figuras de mérito do dispositivo. A partir de tal abordagem, tornou-se possível a obtenção de resultados coerentes com as previsões teóricas.

Em resumo, os diferentes tipos de realimentação eletrotérmica presentes no CCM e no CVM causam comportamentos distintos do bolômetro nestes modos de operação. O CVM apresenta

maior detectividade específica do que o CCM. Entretanto, este último possui menores tempos de resposta com o aumento do efeito da ETF negativa, o que, por outro lado, deteriora a detectividade específica. A existência de elevados valores de D^* para altas tensões de polarização indicam o CVM como modo preferencial para aplicações de imageamento. Por sua vez, o CCM é vantajoso em aplicações com elevadas amplitudes de radiação aliadas com altas frequências, tais como perfilagem e caracterização a raio laser ou espectroscopia de infravermelho (Neto, de Almeida, Lima, Moreira, Neff, Khrebtov & Malyarov 2008). Finalmente, de acordo com os resultados obtidos, mesmo com a deterioração da performance do dispositivo, causada pela histerese da característica $R \times T_S$ do filme fino de VO_2 e pelo fenômeno da acomodação a ela associado, é vantajoso trabalhar na região de transição para maximizar a detectividade específica do bolômetro.

Como continuidade do presente trabalho, sugere-se a realização de estudos teóricos, experimentais e de simulação de bolômetros de VO_2 operando em outros modos, como temperatura constante (CTM). Também é recomendada a realização de trabalhos acerca da influência de propriedades do filme fino, tais como: presença de impurezas, tamanho dos grãos depositados e estrutura cristalográfica, nas características do dispositivo, permitindo assim a otimização da característica $R \times T_S$ para esta aplicação. Além disso, de acordo com as discussões previamente apresentadas, torna-se interessante a execução de trabalhos com foco no projeto de bolômetros operando com VO_2 na região de transição.

Bibliografia

- Almasri, M., Butler, D. P. & Celik-Butler, Z. (2001). Self-supporting uncooled infrared microbolometers with low-thermal mass, *IEEE/ASME Journal of Microelectromechanical Systems* **10**(3): 469–476.
- Brandão, G. B., de Almeida, L. A. L., Deep, G. S., Lima, A. M. N. & Neff, H. (2001). Stability conditions, nonlinear dynamics, and thermal runaway in microbolometers, *Journal of Applied Physics* **90**: 1999–2008.
- Chen, C. H., Yi, X. J., Zhang, J. & Zhao, X. R. (2001). Linear uncooled microbolometer array based on VOx thin films, *Infrared Physics and Technology* **42**: 87–90.
- Chen, S., MA, H., Xiang, S. & Yi, X. (2007). Fabrication and performance of microbolometer arrays based on nanostructured vanadium oxide thin films, *Smart Materials and Structures* **16**: 696–700.
- Chi-Anh, N. & Moon, S. (2007). Excess noise in vanadium tungsten oxide bolometric material, *Infrared Physics and Technology* **50**: 38–41.
- Chi-Anh, N., Shin, H., Kim, K. T., Han, Y. & Moon, S. (2005). Characterization of uncooled bolometer with vanadium tungsten oxide infrared active layer, *Sensors and Actuators A: Physical* **123-124**: 87–91.
- Choi, H., Ahm, J., Jung, J., Noh, T. & Kim, D. (1996). Mid-infrared properties of a VO₂ film near the metal-insulator transition, *Physical Review B* **54**(7): 4621–4628.
- Conn, N. R., Gould, N. & Toint, P. (2000). *Trust-Region Methods*, SIAM AND MPS.
- de Almeida, L. A. L. (2003). *Modelo de Histerese Para Transição Semicondutor-Metal Em Filmes Finos de VO₂*, PhD thesis, Universidade Federal de Campina Grande.
- de Almeida, L. A. L., Deep, G. S., Lima, A. M. N., Khrebtov, I. A., Malyarov, V. G. & Neff, H. (2004). Modeling and performance of vanadium-oxide transition edge microbolometers, *Applied Physics Letters* **85**: 3605–3607.

- de Almeida, L. A. L., Deep, G. S., Lima, A. M. N. & Neff, H. (2002). Modeling of the hysteretic metal-insulator transition in a vanadium dioxide infrared detector, *Optical Engineering* **41**: 2582–2588.
- de Almeida, L. A. L., Deep, G. S., Lima, A. M. N., Neff, H. F. & Freire, R. C. S. (2001). A hysteresis model for a vanadium dioxide transition-edge microbolometer, *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement* **50**: 1030 – 1035.
- de Nivelte, M. J. M. E., Bruijin, M. P., Vries, R. D., Wijnbergen, J. J., de Korte, P. A. J., Sanchez, S., Elwenspoek, M., Heidenblut, T., Schwierzi, B., Michalke, W. & Steinbeiss, E. (1997). Low noise high T_C superconducting bolometers on silicon nitride membranes for far-infrared detection, *Journal of Applied Physics* **82**: 4719–4726.
- Donev, E. U. (2008). *Metal-Semiconductor transitions in nanoscale vanadium dioxide-thin films, subwavelength holes, AND nanoparticles*, PhD thesis, Graduate School of Vanderbilt University.
- Dong, L., Yue, R. F., Liu, L. T. & Zhang, W. J. (2004). Freestanding a-si thin film transistor for room-temperature infrared detection, *Chinese Physics Letters* **21**(2): 262–265.
- Eyert, V. (2002). The metal-insulator transitions of VO_2 : a band theoretical approach, *Annalen der Physik* **11**(9): 650–702.
- Fardmanesh, M., Rothwarf, A. & Scoles, K. J. (1995). YBA2CU3O7-delta infrared bolometers - temperature-dependent responsivity and deviations from the dR/dT curve, *Journal of Applied Physics* **77**: 4568–4575.
- Fardmanesh, M., Scoles, K. & Rothwarf, A. (1998). DC characteristics of patterned YBa2Cu3O7-x superconducting thin-film bolometers: Artifacts related to joule heating, ambient pressure, and microstructure, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **8**: 69–78.
- Haidinger, W. & Gross, D. (1972). Anomalous hysteresis shape of thin VO_2 layers, *Thin Solid Films* **12**(2): 433–438.
- Hooge, F. N., Kleinpenning, T. G. M. & Vandamme, L. K. J. (1981). Experimental studies on $1/f$ noise, *Reports on Progress in Physics* **44**: 479–532.
- Irwin, K. D., Hilton, G. C., Wollman, D. A. & Martinis, J. M. (1998). Thermal-response time of superconducting transition-edge microcalorimeters, *Journal of Applied Physics* **83**(8): 3978–3985.

- Jagtap, V. S., Scheuring, A., Longhin, M., Kreisler, A. J. & Degardin, A. F. (2009). From superconducting to semiconducting ybco thin film bolometers: Sensitivity and crosstalk investigations for future thz imagers, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **19**(3): 287–292.
- Jerominek, H., Picard, F. & Vincent, D. (1993). Vanadium oxide films for optical switching and detection, *Optical Engineering* **32**(9): 2092–2099.
- Kaila, M. M. (2002). Dynamical theory of responsivity and response time of a high temperature superconductor photo-thermoelectrical bolometer, *Physica C - Superconductivity and Its Applications* **382**: 298–302.
- Kaila, M. M. & Russell, G. J. (2000). Dynamical theory of a high-temperature superconductor photo-thermoelectrical bolometer, *Journal of Superconductivity* **13**: 1025–1030.
- Khalil, H. K. (2001). *Nonlinear Systems*, Prentice Hall.
- Kishi, N., Hitoshi, H., Kanbara, N., Yamagishi, H. & Iwaoka, H. (2000). Single-crystal silicon microbolometer and evaluation of CO_2 measurement results, *Sensors AND Materials* **12**(6): 353–364.
- Klimov, V. A., Timofeeva, I. O., Khanin, S. D., Shadrin, E. B., Ilinskii, A. V. & Silva-Andrade, F. (2002). Hysteresis loop construction for the metal-semiconductor phase transition in vanadium dioxide films, *Technical Physics* **47**(9): 1134–1139.
- Kohl, F., Keplinger, F., Jachimowicz, A. & Schalko, J. (2004). A model of metal film resistance bolometers based on the electro-thermal feedback effect, *Sensors and Actuators A-Physical* **115**: 308–317.
- Kumar, R. T. R., Karunagaran, B., Mangalaraj, D., Narayandass, S. K., Manoravi, P., Joseph, M. & Gopal, V. (2003). Study of a pulsed laser deposited vanadium oxide based microbolometer array, *Smart Materials and Structures* **12**(2): 188–192.
- Langley, S. P. (1981). The bolometer and radiant energy, *Proceedings of the American Academy of Arts and Sciences* **16**: 342–358.
- Lee, A. T., Gildemeister, J. M., Lee, S.-F. & Richards, P. L. (1997). Voltage-biased high- T_c superconducting infrared bolometers with strong electrothermal feedback, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **7**: 2378 – 2381.
- Lee, H. K., Myong, S. Y., Lim, K. S. & Yoon, E. (2003). Electrical properties of photo-cvd boron-doped hydrogenated nanocrystalline silicon-carbide (p-nc-sic : H) films for uncooled ir bolometer applications, *Journal of Non-Crystalline Solids* **316**(2-3): 297–301.

- Liddiard, K. C. (1986). Thin-film resistance bolometer IR detectors - II, *Infrared Physics* **26**(1): 43–49.
- MathWorksTM, T. (2007). *MatLab[®] Help: Writting S-Functions in*, The MathWorksTM.
- MathWorksTM, T. (2008). *Optimization ToolboxTM 4 Users Guide*, The MathWorks (TM).
- Melo, A. M. (2004). *Radiometria com sensores de banda larga para a faixa de THz*, Master's thesis, Universidade Estadual de Campinas.
- Monticone, E. (2003). Electro-thermal response of a voltage-biased high- T_c bolometer, *International Journal of Modern Physics* **17**: 4–6.
- Morin, F. J. (1959). Oxides which show a metal-to-insulator transition at the neel temperature, *Physical Review Letters* **3**: 34–36.
- Mossanek, R. J. O. (2007). *Estrutura eletrônica e transição de fase metal-isolante no composto VO₂*, Master's thesis, Universidade Federal do Paraná.
- Narayan, J. & Bhosle, V. M. (2006). Phase transition and critical issues in structure-property correlations of vanadium oxide, *Journal of Applied Physics* **100**.
- Neff, H., Khrebtov, I. A., Tkachenko, A. D., Steinbeiss, E., Michalke, W., Semchinova, O. K., Heidenblut, T. & Laukemper, J. (1998). Noise, bolometric performance and aging of thin high t-c superconducting films on silicon membranes, *Thin Solid Films* **324**: 230–238.
- Neff, H., Laukemper, J., Khrebtov, I. A., Tkachenko, A. D., Steinbeiss, E., Michalke, W., Burnus, M., Heidenblutt, T. & Schwierzi, B. (1995). Sensitive high- T_c transition edge bolometer on a micromachined silicon membrane, *Applied Physics Letters* **66**(18): 2421–2423.
- Neff, H., Lima, A. M. N., Deep, G. S., Freire, R. C. S., Melcher, E., Khrebtov, I. A. & Tkachenko, A. D. (2000). Nonlinearity and electrothermal feedback of high T_c transition edge bolometers, *Applied Physics Letters* **76**: 640 – 642.
- Neto, G. M. S., de Almeida, L. A. L., Lima, A. M. N., Moreira, C. S., Neff, H., Khrebtov, I. A. & Malyarov, V. G. (2008). Figures of merit and optimization of a VO₂ microbolometer with strong electrothermal feedback, *Optical Engineering* **47**(7).
- Neto, G. M. S., Leal, J. F., de Almeida, L. A. L. & Neff, H. (2008). Realimentação eletrotérmica e estabilidade de bolômetros fabricados com VO₂, *In: Anais do XVII CBA - Congresso Brasileiro de Autômática*.

- Nocedal, J. & Wright, S. J. (1999). *Numerical Optimization*, Springer Verlag.
- Noh, T. W. & Song, P. H. (1991). Self-consistency conditions for the Effective-Medium Approximation in composite materials, *Physical Review B* **44**(11): 5459–5464.
- Penttila, J. S., Sipola, H., Helisto, P. & Seppa, H. (2006). Low-noise readout of superconducting bolometers based on electrothermal feedback, *Superconductor Science and Technology* **19**: 319–322.
- Razeghi, M. (1998). Current status and future trends of infrared detectors, *Opto-Electronics Review* **6**(3): 155–194.
- Reintsema, C. D., Grossman, E. N. & Koch, J. A. (1999). Improved VO_2 microbolometers for infrared imaging : operation on the semiconducting-metallic phase transition with negative electrothermal feedback, *Proceedings of SPIE, the International Society for Optical Engineering* **3698**: 190–200.
- Richards, P. L. (1994). Bolometers for infrared and millimeter waves, *Journal of Applied Physics* **76**: 1–24.
- Rieke, G. H. (2002). *Detection of Light: From the Ultraviolet to the Submillimeter*, Cambridge University Press.
- Robbes, D., Langlois, P., Dolabdjian, C., Bloyet, D., Hamet, J. F. & Murray, H. (1993). YBCO microbolometer operating below T_c : A modelization based on critical current-temperature dependence, *IEEE Transactions on Applied Superconductivity* **3**: 2120 – 2123.
- Rogalski, A. (2003). Infrared detectors: Status and trends, *Progress in Quantum Electronics* **27**(2-3): 59–210.
- Rogalski, A. (2009). Infrared detectors for the future, *ACTA Physica Polonica A* **116**(3): 389–406.
- Shadrin, E. B. & Ilinskii, A. V. (2000). On the nature of metal-semiconductor phase transition in vanadium dioxide, *Physics of the Solid State* **42**(6): 1126–1133.
- Sharoni, A., Ramírez, J. G. & Schuller, I. K. (2008). Multiple avalanches across the metal-insulator transition of vanadium oxide nanoscaled junctions, *Physical Review Letters* **101**(2).
- Shie, J. S., Chen, Y. M., Mang, O. Y. & Chou, B. C. S. (1996). Characterization and modeling of metal-film microbolometer, *Journal of Microelectromechanical Systems* **5**: 298–306.

- Stauffer, D. & Aharony, A. (1994). *Introduction to Percolation Theory*, Taylor AND Francis.
- Stroud, D. (1998). The effective medium approximations: Some recent developments, *Superlattices AND Microstructures* **23**(3-4): 567–573.
- Suh, J. Y., Lopez, R., Feldman, L. C. & Haglund, R. F. (2004). Semiconductor to metal phase transition in the nucleation and growth of VO_2 nanoparticles and thin films, *Journal of Applied Physics* **96**(1209).
- Theocharous, E., Engtrakul, C., Dillon, A. C. & Lehman, J. (2008). Infrared responsivity of a pyroelectric detector with a single-wall carbon nanotube coating, *Applied Optics* **47**(22): 3999–4003.
- Torre, E. D. (1994). A preisach model for accommodation, *IEEE Transactions on Magnetics* **30**(5): 2701–2707.
- Torres, A., Kosarev, A., Cruz, M. L. G. & Ambrosio, R. (2003). Uncooled micro-bolometer based on amorphous germanium film, *Journal of Non-Crystalline Solids* **329**(1-3): 179–183.
- Travers, C. M., Jahanzeb, A., Butler, D. P. & CelikButler, Z. (1997). 1997, *IEEE/ASME Journal of Microelectromechanical Systems* **6**(3): 271–276.
- Wang, H., Yi, X., Lai, J. & Li, Y. (2005). Fabricating microbolometer array on unplanar readout integrated circuit, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **26**(5).
- Yi, X. J., Chen, S. H., Wang, Y. R., Xiong, B. F. & Wang, H. C. (2002). VO_2 -based infrared microbolometer array, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **23**: 1699–1704.
- Yue, R. F., Dong, L. & Liu, L. T. (2006). Monolithic uncooled 8x8 bolometer arrays based on poly-sige thermistor, *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **27**(7): 995–1003.
- Zerov, V. Y., Kulikov, Y. V., Malyarov, V. G., Khrebtov, I. A., Shaganov, I. I. & Shadrin, E. B. (2001). Vanadium oxide films with improved characteristics for IR microbolometric matrices, *Technical Physics Letters* **27**: 378–380.
- Zylbersztejn, A. & Mott, N. F. (1975). Metal-insulator transition in vanadium dioxide, *Physical Review B* **11**.