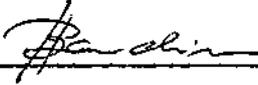
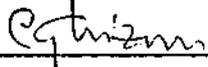
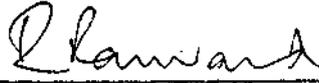
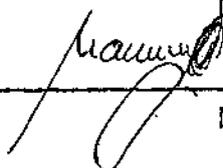


1. Publicação nº <i>INPE-3045-TDL/157</i>	2. Versão	3. Data <i>Mar., 1984</i>	5. Distribuição <input type="checkbox"/> Interna <input checked="" type="checkbox"/> Externa <input type="checkbox"/> Restrita
4. Origem <i>DRH-DTE</i>	Programa <i>FRH/ECO</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>Pb_{1-x}Sn_xTe</i> <i>FOTOCONDUTIVIDADE</i> <i>DETETORES FOTOCONDUTIVOS</i>			
7. C.D.U.: <i>621.383.4</i>			
8. Título <i>FABRICAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE DETETORES</i> <i>FOTOCONDUTIVOS DE Pb_{1-x}Sn_xTe</i>		10. Páginas: <i>93</i>	
		11. Última página: <i>B.6</i>	
		12. Revisada por	
9. Autoria <i>César Boschetti</i>		<i>Bandeira</i> <i>Irajá Newton Bandeira</i>	
Assinatura responsável 		13. Autorizada por <i>Parada</i> <i>Nelson de Jesus Parada</i> <i>Diretor Geral</i>	
14. Resumo/Notas <p style="text-align: center;"><i>O trabalho relata, em linhas gerais, as propriedades, o processo de crescimento e o recozimento de monocristais de Pb_{1-x}Sn_xTe, a partir dos quais foram construídos fotocondutores operantes na faixa espectral de 8 - 14 µm. Foram efetuadas medidas de responsividade, detetividade e resposta espectral relativa, que forneceram resultados satisfatórios. Um melhor domínio das técnicas de purificação do material e crescimento do cristal promete melhores resultados em futuro próximo.</i></p>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Eletrônica e Telecomunicações/Materiais, aprovada em 14 de outubro de 1983.</i>			

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Eletrônica e Telecomunicações

Dr. Huberto Closs	 _____	Presidente
Fis. Irajã Newton Bandeira, MSc.	 _____	Orientador
Dr. César Celeste Ghizoni	 _____	Membro da Banca -convidado-
Dr. Ronald Ranvaud	 _____	Membro da Banca
Dr. Eng. Mario Luiz Selingardi	 _____	Membro da Banca

Candidato: César Boschetti

São José dos Campos, 14 de outubro de 1983

AGRADECIMENTOS

Meu sincero agradecimento a Irajã Newton Bandeira pela sugestão e orientação deste trabalho.

Agradeço também a todas as pessoas que direta ou indiretamente participaram da execução deste trabalho.

Agradeço muito ainda à Yolanda, minha esposa, pelo apoio e incentivo prestados.

ABSTRACT

This work gives a general account of the properties, growing technology and annealing of Lead-Tin-Telluride single crystals. Photoconductors were made for the 8 - 14 μm spectral range and responsivity, detectivity and spectral response measurements showed satisfactory results. Improvement in the growing and annealing of the single crystals promise good performance in a near future.

• •

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS.....	<i>iv</i>
LISTA DE TABELAS.....	<i>xv</i>
<u>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO.....</u>	<u>1</u>
1.1 - Espectro infravermelho.....	2
<u>CAPÍTULO 2 - PROPRIEDADES FÍSICAS DO $Pb_{1-x}Sn_xTe$.....</u>	<u>7</u>
2.1 - Estrutura de bandas de energia.....	7
2.2 - Diagrama de fase e propriedades do material.....	9
<u>CAPÍTULO 3 - FABRICAÇÃO DE UM FOTOCONDUTOR DE $Pb_{1-x}Sn_xTe$.....</u>	<u>13</u>
3.1 - Crescimento do cristal.....	13
3.2 - Recozimento das amostras.....	21
3.3 - Fabricação do fotocondutor.....	30
<u>CAPÍTULO 4 - CARACTERIZAÇÃO DE UM FOTOCONDUTOR DE $Pb_{0,80}Sn_{0,20}Te$.....</u>	<u>33</u>
4.1 - Introdução.....	33
4.2 - Geração de sinal em dispositivos fotocondutores.....	33
4.3 - Ruído em fotocondutores.....	38
4.4 - Figuras de mérito de detetores.....	41
4.4.1 - Potência equivalente de ruído (NEP).....	42
4.4.2 - Detetividade(D^*).....	44
4.4.3 - Responsividade (R).....	44
4.4.4 - Resposta espectral.....	45
4.4.5 - Detetividade de pico ($D_{\lambda_p}^*$).....	48
4.4.6 - Tempo de resposta (τ).....	49
<u>CAPÍTULO 5 - CARACTERIZAÇÃO DO DISPOSITIVO E CONCLUSÕES.....</u>	<u>51</u>
5.1 - Introdução.....	51
5.2 - Arranjos experimentais e resultados.....	52
5.3 - Discussão e considerações finais.....	59
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	65

Pág.

APÊNDICE A - CIRCUITOS DE POLARIZAÇÃO DE FOTOCONDUTORES

APÊNDICE b - RUIÍDO EM AMPLIFICADORES DO TIPO LOCK-IN

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Espectro eletromagnético.....	2
1.2 - Emitância espectral de corpo negro para várias temperaturas.....	4
1.3 - Transmitância atmosférica para uma camada de ar horizontal de 1830 m ao nível do mar, com 17 mm de vapor de água precipitável (corresponde a uma umidade relativa de cerca de 60%, a 20°C).....	5
2.1 - Variação da largura de banda de energias proibidas do $Pb_{1-x}Sn_xTe$ em função de X.....	7
2.2 - Representação esquemática da inversão de bandas no $Pb_{1-x}Sn_xTe$ a 12K.....	8
2.3 - Diagrama de fase do PbTe.....	9
2.4 - Concentração de portadores versus temperatura para várias composições da liga $Pb_{1-x}Sn_xTe$	10
2.5 - Diagrama de fase do composto pseudo-binário $Pb_{1-x}Sn_xTe$	11
3.1 - Diagrama esquemático do forno de homogeneização de carga, destilação e crescimento do cristal por VMS.....	15
3.2 - Ampola de quartzo para o crescimento do cristal.....	16
3.3 - Diagrama de fase de uma liga AB e mecanismo VMS de crescimento.....	18
3.4 - Distribuição de Sn ao longo do eixo de crescimento do cristal de PbSnTe.....	19
3.5 - Distribuição axial de Sn em cristais de PbSnTe.....	20
3.6 - Ampola e forno (Marshall, modelo 1027) para crescimento...	22
3.7 - Comportamento de $C_s(T)$ e os valores estimados de difusão $D(T)$ para o $Pb_{0,80}Sn_{0,20}Te$	26
3.8 - Simulação em computador da concentração $C(x,t)$ para uma amostra de $Pb_{0,80}Sn_{0,20}Te$	27
3.9 - Simulação em computador da concentração $C(x,t)$ versus tempo para a amostra da Figura 3.8.....	28
3.10 - Perfil de concentração calculado numericamente, para comparação com os resultados experimentais obtidos no recozimento de uma amostra de $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$	29
3.11 - Suporte para evaporação dos contatos de ouro na amostra...	31
3.12 - Criostato para resfriamento e teste do fotocondutor.....	32
4.1 - Circuito usual de polarização de fotocondutores.....	34

	<u>Pág.</u>
4.2 - Diagrama ilustrativo das fontes de ruído que intervêm no processo de detecção de radiação.....	40
4.3 - Espectro de ruído em fotocondutores.....	41
4.4 - Responsividade espectral de um fotocondutor de $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$ resfriado a 77K.....	45
4.5 - Curva de correção $C_{N,\lambda}$ para obtenção da resposta relativa de detetores.....	47
4.6 - Fator F para conversão de D^* em $D^*_{\lambda p}$ em função de T_{BB} e λp .	49
4.7 - Dependência da responsividade com a frequência de modulação da radiação.....	50
5.1 - Curva de transmissão de KRS-5, com espessura de 2 mm.....	51
5.2 - Circuito para polarização de fotocondutores.....	52
5.3 - Banco óptico e equipamento básico para caracterização de detetores.....	53
5.4 - Determinação experimental de V_B ideal para FC-11 cuja resistência a 100K (temperatura conseguida com o criostato) é de 8,4 ohms.....	54
5.5 - Resposta espectral relativa de FC-11.....	56
5.6 - Limite teórico para a detetividade de detetores fotovoltaicos de $PbSnTe$, em função do comprimento de onda de pico e da temperatura de operação.....	58
5.7 - Curva $I \times V$ para o dispositivo FC-23.....	62
5.8 - Comportamento do sinal do ruído com relação à polarização.	63
5.9 - Resposta espectral relativa de um fotocondutor de $HgCdTe$, mostrando o efeito fotovoltaico interno.....	64
A.1 - Circuito usual de polarização de fotocondutores.....	A.1
A.2 - Circuito de polarização com tensão constante para fotocondutores.....	A.2
A.3 - Circuito empregado para determinação da polarização ideal para fotocondutores.....	A.3
A.4 - Circuito resistivo equivalente para o cálculo do ruído térmico total.....	A.3
B.1 - Figuras de ruído do PAR 124A e pré-amplificador 116, modo direto.....	B.4
B.2 - Figuras de ruído do PAR 124A e pré-amplificador 116, modo transformador.....	B.5
B.3 - Espectro de ruído do detetor FC-11.....	B.6

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 - Propriedades físicas do PbTe, SnTe e $Pb_{1-x}Sn_xTe$, baseadas em dados fornecidos por Strauss (1968); Grudzien e Rogalski (1981, Apêndice p. 7); An e Bandeira (1983) e Long (1980, Apêndice C, p. 137).....	12
5.1 - Características básicas de FC-11 e FC-23.....	57

• •
•

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O projeto de construção de um detetor de radiação envolve três aspectos básicos:

- a) a região do espectro eletromagnético na qual se quer operar,
- b) o tipo de efeito físico que determinará o funcionamento do detetor,
- c) o material no qual o efeito em questão é mais pronunciado naquela região espectral.

Tendo em conta que detecção de radiação é um processo no qual a radiação interage com a matéria, produzindo um determinado efeito, os aspectos b e c estão intrinsecamente embutidos no aspecto a. Além disso, quando se fala em efeito físico, há de se considerar duas situações básicas distintas. Na primeira, a radiação interage diretamente com os portadores de carga do material (efeito quântico), originando mudanças em suas propriedades elétricas. Na segunda, a radiação aquece o material (efeito térmico) e a absorção de energia provoca mudanças em suas propriedades elétricas.

Devido ao fato de que o aquecimento e resfriamento de uma amostra macroscópica é um processo relativamente lento, exigindo uma condição de equilíbrio termodinâmico da amostra como um todo, os detetores térmicos, em sua grande maioria, apresentam tempos de resposta maiores que os detetores quânticos. Por essa razão é usual considerar a classe de detetores quânticos como tendo tempos de resposta da ordem de microssegundos, e a classe de detetores térmicos como tendo tempos de resposta da ordem de milissegundos (Kruse, 1980, p. 26). No Capítulo 5 abordar-se-ão, com maiores detalhes, os fatores ligados ao tempo de resposta de detetores fotocondutivos de PbSnTe para a região espectral do infravermelho termal.

1.1 - ESPECTRO INFRAVERMELHO

É usual definir a região do infravermelho como aquela compreendida entre a região do visível e a região de microondas, ou seja, a região cujo comprimento de onda da radiação se situa no intervalo de 0,7 a 1000 μm , como mostrado na Figura 1.1.

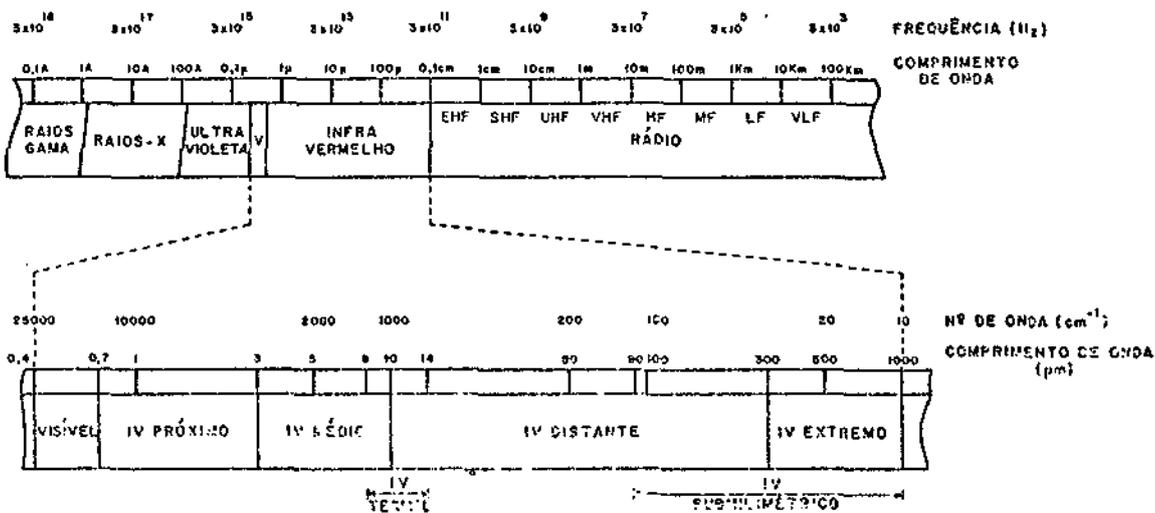


Fig. 1.1 - Espectro eletromagnético, com base em Hudson (1969), Figura 2.1, p. 21.

Embora a descoberta da existência deste tipo de radiação tenha sido feita em 1800 por Sir William Herschel (Barr, 1961), foi somente em meados deste século, por ocasião da II Guerra Mundial, que o interesse na pesquisa e aplicações do infravermelho se acentuou. A partir de então o desenvolvimento na área cresceu rapidamente, com vistas não somente em aplicações militares, mas também em aplicações científicas e industriais. A lista de exemplos é enorme; como ilustração podem-se citar o sensoriamento remoto do planeta, controle de poluição, espectroscopia para separação de isótopos de urânio, medidas de temperatura à distância, controle de atitude de satélites e diagnósticos médicos. Está claro que tudo isto pressupõe a existência de um elemento sensível que atua como transdutor, isto é, transforma a ra

dição eletromagnética em alguma outra forma de energia, na maioria das vezes um sinal elétrico. Por isso, dentre todos os componentes de um sistema de detecção de radiação, cabe ao detetor o papel fundamental. Sendo assim, é sobre ele que se concentra a maior parte dos esforços de pesquisa e desenvolvimento. O INPE desenvolve já há algum tempo diversos projetos de pesquisa no setor, tais como espectrorradiômetros de infravermelho, imageadores e a fabricação de detetores sensíveis ao infravermelho.

Pretende-se neste trabalho o desenvolvimento de um detetor fotocondutivo de $Pb_{1-x}Sn_xTe$, isto é, um dispositivo no qual a absorção de fótons gera pares de elétrons-buracos (efeito quântico) e conseqüentemente altera a condutividade do material, já que esta última é função da concentração de portadores. A faixa espectral de interesse é o infravermelho termal, cujos comprimentos de onda se situam entre 8 e 14 μm .

De acordo com a lei da radiação de Planck, todo objeto com uma temperatura acima de zero absoluto emite radiação, dependente da temperatura e das características do material. Para um corpo negro, ou seja, um radiador ideal, a radiação emitida depende unicamente da temperatura de corpo, sendo sua distribuição espectral dada por:

$$W_{\lambda} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(ch/\lambda k_B T) - 1}, \quad (1.1)$$

onde:

- h é a constante de Planck ($6.625 \times 10^{-34} W.s^2$);
- c é a velocidade da luz ($3 \times 10^{10} cm.s^{-1}$);
- k_B é a constante de Boltzman ($1.38 \times 10^{-23} W.s.K^{-1}$);
- λ é o comprimento de onda em μm ;
- T é a temperatura absoluta;
- W_{λ} é a emitância espectral em $W.cm^{-2} \mu m^{-1}$.

Diferenciando a Expressão da lei de Planck com relação a λ e resolvendo-a para o valor máximo, obtêm-se a lei de Wien, expressa como:

$$\lambda_{\max} T = 2893 \text{ K} \cdot \mu\text{m} . \quad (1.2)$$

Esta expressão fornece o comprimento de onda na qual a emitância de um corpo negro a temperatura T é máxima (Figura 1.2). Isto significa que um corpo a temperatura ambiente, ou seja, 300K, tem seu pico de emissão em aproximadamente $10 \mu\text{m}$, portanto dentro da faixa de 8 a $14 \mu\text{m}$, a qual, por esta razão, é chamada de infravermelho termal.

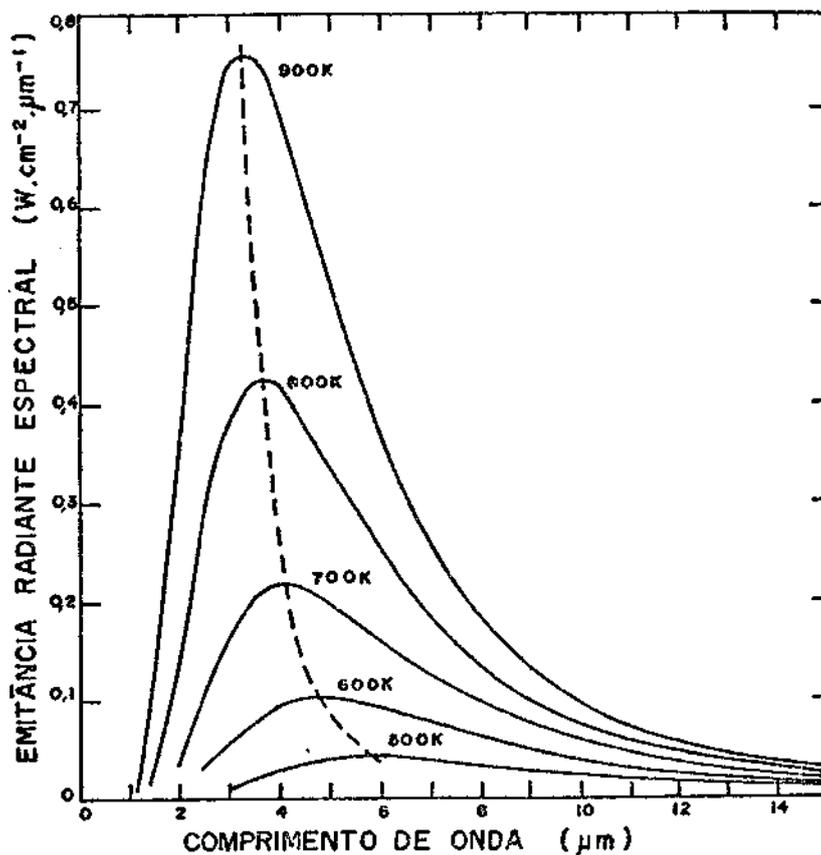


Fig. 1.2 - Emitância espectral de corpo negro para várias temperaturas.

A linha tracejada representa a lei de deslocamento de Wien.

FONTE: Hudson (1969), Figura 2.5, p. 36.

Por outro lado, a energia do fóton está relacionada com o seu comprimento de onda através de:

$$E \text{ (eV)} = hc/\lambda = 1,24/\lambda(\mu\text{m}). \quad (1.3)$$

Resulta daí que para $\sim 10 \text{ m}$, tem-se uma energia da ordem de 100 meV , a qual está dentro da faixa de variação da largura de banda proibida do $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$.

Deve-se ainda notar que o espectro de transmissão da atmosfera terrestre possui uma janela no intervalo de $8 \text{ a } 14 \text{ m}$, como mostra a Figura 1.3. Isto aliado ao fato supra citado de que corpos a 300K emitem mais neste intervalo espectral, explica o grande interesse em detetores sensíveis a ele.

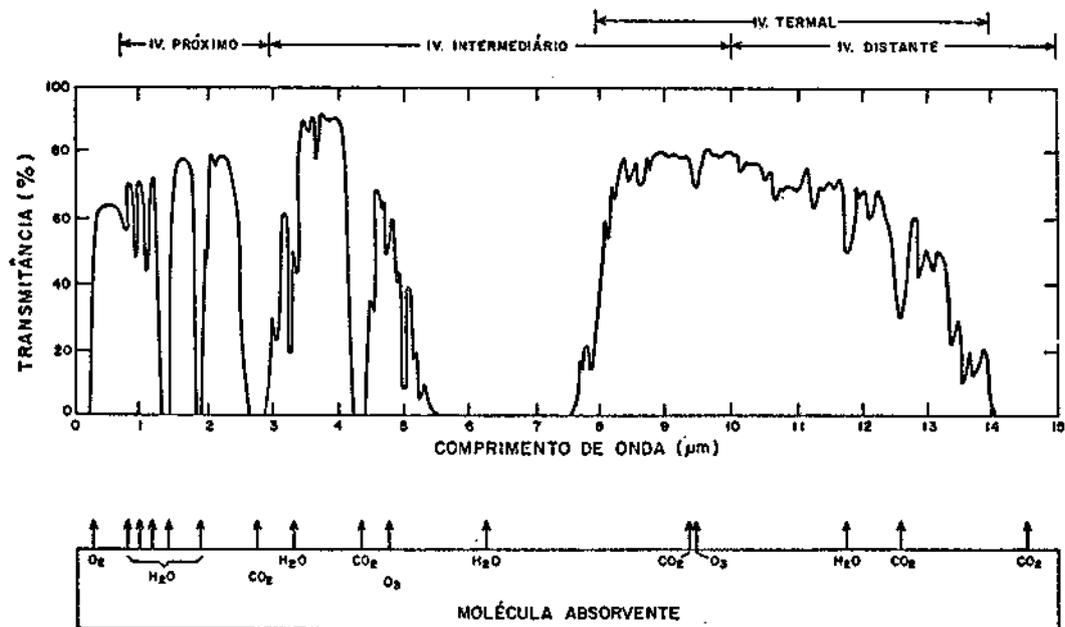


Fig. 1.3 - Transmitância atmosférica para uma camada de ar horizontal de 1830 m ao nível do mar, com 17 mm de vapor de água precipitável (corresponde a uma umidade relativa de cerca de 60% , a 20°C), baseada em Hudson (1969), Figura 4.1, p. 115.

• •
•

CAPÍTULO 2

PROPRIEDADES FÍSICAS DO $Pb_{1-x}Sn_xTe$

2.1 - ESTRUTURA DE BANDAS DE ENERGIA

As soluções sólidas tais como $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xSe$ e $Hg_{1-x}Cd_xTe$ são semicondutoras cujas larguras de bandas proibidas dependem da composição do material. Em termos de comprimentos de onda, as larguras de bandas de energias proibidas do $Pb_{1-x}Sn_xTe$ variam desde 6,5 μm até além de 30 μm , abrangendo portanto a faixa do infravermelho termal. Esta variação (Figura 2.1) foi determinada através de medidas de tunelamento, de absorção óptica (detetores fotovoltaicos de $Pb_{1-x}Sn_xTe$) e de emissão espontânea e estimulada de lasers de $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (Dimmock et alii, 1966).

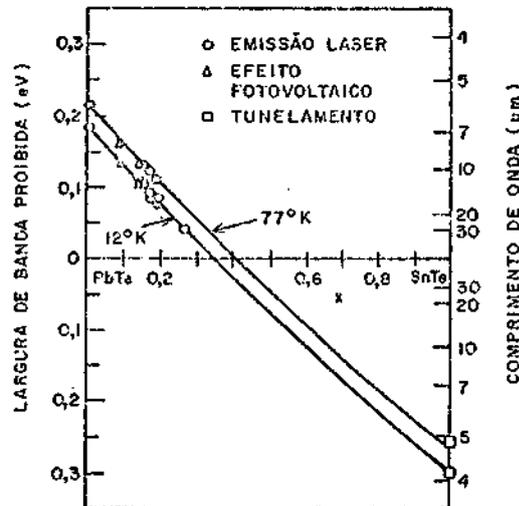


Fig. 2.1 - Variação da largura de banda de energias proibidas do $Pb_{1-x}Sn_xTe$ em função de X.

FONTES: Melngailis and Harman (1970), Figura 3, p. 113.

Os compostos PbTe e SnTe, ambos com estrutura do NaCl (Strauss, 1968; Dalven 1969), possuem os extremos das bandas de condução e valência em um ponto L da zona de Brillouin (Dimmock et alii, 1966). O modelo proposto por Dimmock et alii (1966) para explicar o comportamento do $Pb_{1-x}Sn_xTe$, em função da composição, afirma que a medida que se aumenta a fração molar de Sn na liga a largura de banda proibida diminui, isto é, os estados no topo da banda de valência e no fundo da banda de condução (L_6^+ e L_6^- , respectivamente) se aproximam um do outro. A 12K para $X = 0,35$ a largura da banda se anula, voltando a aumentar com o posterior incremento em X, porém com os estados L_6^+ e L_6^- invertidos (ver Figura 2.2).

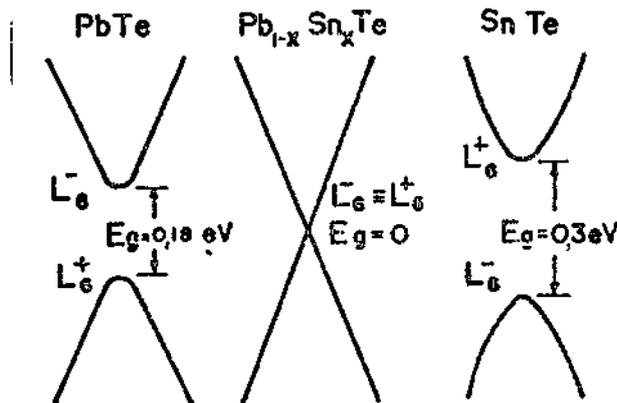


Fig. 2.2 - Representação esquemática da inversão de bandas no $Pb_{1-x}Sn_xTe$ a 12K.

FONTE: Dimmock et alii (1966), Figura 2, p. 1194.

De acordo com Long (1980, Apêndice C, p. 137), o maior comprimento de onda absorvível pelo semiconductor, chamado comprimento de onda de corte, para o intervalo de $0 \leq X \leq 0,4$, na temperatura de 77K, é dado pela Relação 2.1, obtida empiricamente¹:

¹Grudzian e Rogalski (1981, Apêndice, p. 7) fornecem para a largura de banda proibida a relação:

$$E_g(X, T) = 0,19 - 0,543X + 4,1 \times 10^{-4}T.$$

Em termos de comprimento de onda isto resulta a 77K em:

$$\lambda_{co}(\mu m) = (0,179 - 0,438X)^{-1},$$

que é ligeiramente diferente da Relação 2.1.

$$\lambda_{CO}(\mu\text{m}) = (0,175 - 0,406X)^{-1} . \quad (2.1)$$

2.2 - DIAGRAMAS DE FASE E PROPRIEDADES DO MATERIAL

Do ponto de vista termodinâmico, os compostos PbTe e SnTe existem como uma única fase sólida dentro de um intervalo muito estreito, em torno dos 50% de porcentagem atômica de Telúrio. Usualmente isto é representado por uma linha única em 50%, conforme a Figura 2.3.

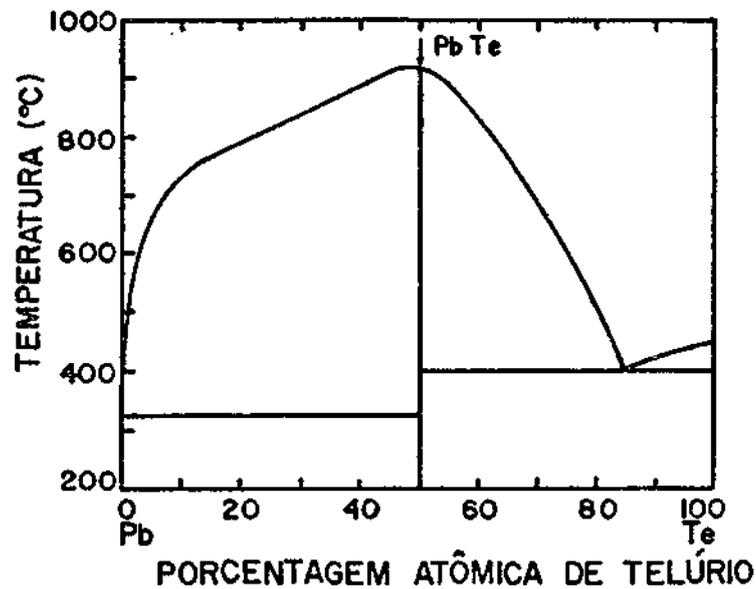


Fig. 2.3 - Diagrama de fase do PbTe.

FONTE: Melngailis and Harman (1970),
Figura 4, p. 115.

Pequenos desvios da composição estequiométrica se apresentam como defeitos pontuais na rede. Estes defeitos são eletricamente ativos, embora não se saiba ao certo se são do tipo Schotky (vacâncias), ou do tipo Frankel (intersticial), ou ainda uma combinação de ambos (Dalven, 1969; Harman, 1973; Silberg e Zemel, 1977; Abryutina et alii, 1981, Allgaier, 1981). Sabe-se, todavia, que excesso de átomos metálicos (vacâncias de Te e/ou átomos de Pb e Sn intersticiais)

forneem níveis doadores com energia de ativação nula, e que excesso de Te (vacâncias de metal e/ou Te intersticial) forneem níveis aceitadores com energia de ativação nula. Portanto pequenos desvios da estequiometria dão ao material um caráter p ou n, dependendo de haver excesso de Te ou de metal, respectivamente. A Figura 2.4 mostra, em escala grandemente ampliada, o pequeno intervalo em torno da estequiometria para o PbTe e para o $Pb_{1-x}Sn_xTe$. Observa-se na Figura que o ponto de fusão da liga cai do lado de composição rica em Te, dando ao sólido um caráter p. A medida que a fração molar de Sn aumenta, o ponto de fusão diminui e a composição do sólido torna-se mais rica em Te, ou seja, tem seu caráter p acentuado. A Figura 2.5 mostra o diagrama de fase para a liga pseudo-binária PbTe-SnTe, onde se observa a variação da temperatura de fusão com a fração molar de Sn. A Tabela 2.1 lista as principais propriedades físicas do PbTe, SnTe e do $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

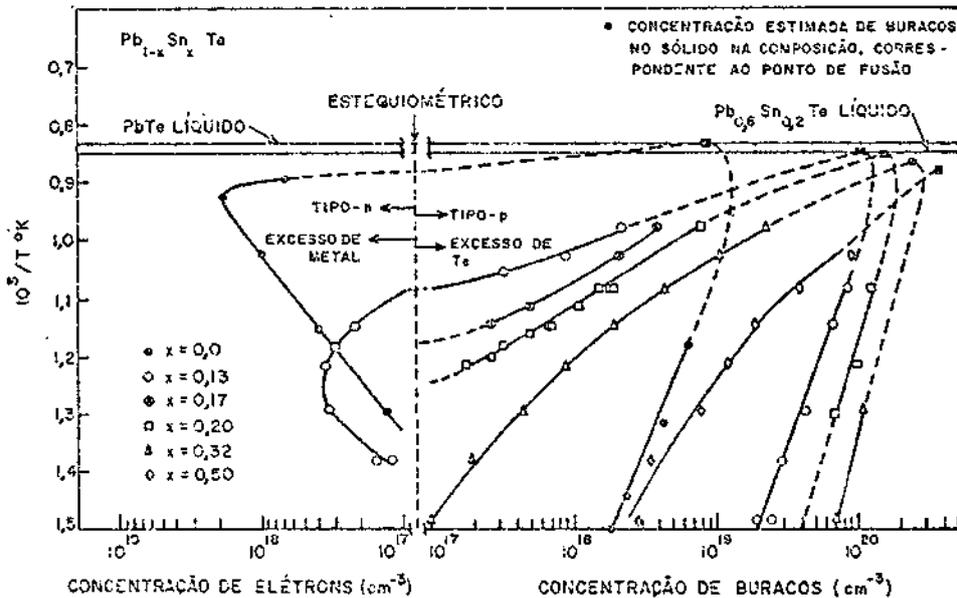


Fig. 2.4 - Concentração de portadores versus temperatura para várias composições da liga $Pb_{1-x}Sn_xTe$.

FONTE: Tomasetta and Fonstad (1974), Figura 3, p. 569.

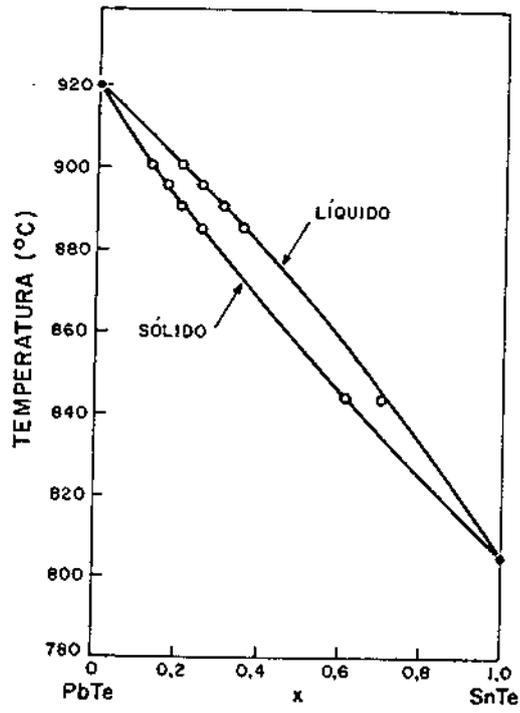


Fig. 2.5 - Diagrama de fase do composto pseudo-binário PbTe-SnTe.

FONTE: Melngailis and Harman (1970), Figura 7, p. 121.

TABELA 2.1

PROPRIEDADES FÍSICA DO PbTe, SnTe e $Pb_{1-x}Sn_xTe$, BASEADAS EM DADOS FORNECIDOS POR STRAUSS (1968); GRUDZIEN E ROGALSKI (1981, APÊNDICE p. 7); AN E BANDEIRA (1983) E LONG (1980, APÊNDICE C, p. 137)

	PbTe	$Pb_{1-x}Sn_xTe$	SnTe
PONTO DE FUSÃO (°C)	924	Depende de X	806
ESTRUTURA CRISTALINA A 300K	(NaCl)	(NaCl)	(NaCl)
LARGURA DE BANDA PROIBIDA A 300 K (eV)	0,32	$E_g(X, T) = 0,19 - 0,543X + 4,1 \times 10^{-4} T$	-0,2
TIPO DE PORTADOR (NÃO DOPADO)	n,p	n,p	n,p
SOLUBILIDADE SÓLIDA	Completamente solúvel em SnTe		Completamente solúvel em PbTe
DENSIDADE (g/cm ³)	8,16	$\rho(X) = \frac{2,158X - 8,164}{0,073X - 1}$	6,445
CONSTANTE DIELETRICA ESTÁTICA	~ 400	~ 400	—
ÍNDICE DE REFRAÇÃO	~ 6	~ 6	—
COEFICIENTE DE ABSORÇÃO ÓPTICA (cm ⁻¹) ²	~ 5 x 10 ³	~ 10 ³	—

²Para comprimentos de onda próximos àquele correspondente à largura de banda proibida, ver Long (1980), Apêndice C, p. 137.

CAPÍTULO 3

FABRICAÇÃO DE UM FOTOCONDUTOR DE $Pb_{1-X}Sn_XTe$

3.1 CRESCIMENTO DO CRISTAL

Monocristais de $Pb_{1-X}Sn_XTe$ são obtidos principalmente por técnicas de crescimento Bridgman (MeIngailis and Harman, 1970; Calawa et alii, 1968); crescimento por transporte através de fase vapor (VPT - Vapor Phase Transport) (Butler and Harman, 1968); crescimento por técnica Czochralski (Wagner e Willardson, 1968) e mais recentemente pelo método VMS (Vapor Melt Solid mechanism) (Kinoshita and Miyazawa, 1982), que consiste no transporte através de fase vapor com a formação de uma interface líquido/sólida.

Neste trabalho utilizar-se-á uma variante desta última técnica. A modificação consiste na adoção de uma geometria vertical para o forno e ampola de crescimento, proposta por An e Bandeira (1983), ao invés da geometria horizontal utilizada por Kinoshita e Miyazawa (1982).

O crescimento é efetuado a partir de uma mistura policristalina de Pb, Sn e Te, que tem sua composição determinada segundo a largura de banda proibida desejável. De acordo com a Figura 2.1 e Equação 2.1 (Seção 2.1), para operação dentro do infravermelho termal pode-se fazer $X=0,20$, resultando em um comprimento de onda de corte de $10,7 \mu m$, isto é, numa largura de banda proibida de aproximadamente $0,1 eV$. Com o valor de X definido, o cálculo das massas dos três elementos resume-se num simples balanceamento estequiométrico do composto $(Pb_{1-X}Sn_XTe)_{1-Y}Te_Y$. Efetuando o cálculo, obtêm-se

$$M_{Sn} = 0,5729 \frac{X}{1-X} M_{Pb} , \tag{3.1}$$

$$M_{Te} = 0,6159 \frac{Y}{(1-X)(1-Y)} M_{Pb} ,$$

onde Y fornece o caráter metálico ou não metálico, isto é, o caráter n ou p , respectivamente, da liga policristalina. Adotou-se neste trabalho $Y = 0,49$, ou seja, uma mistura rica em metal.

Os elementos Pb, Sn e Te, todos com pureza de 99,9999% (Cominco Electronic Materials), são pesados e colocados em uma ampola de quartzo (G.E. 204). A ampola consiste em um tubo de comprimento típico igual a 20 cm por um diâmetro externo de 2 cm. Este tubo é fechado em uma de suas extremidades e possui 3 reentrâncias no seu ponto médio. Nestas reentrâncias apoia-se internamente um segundo tubo, também de quartzo, com comprimento de 8 cm, diâmetro de 1,5 cm e fechado na extremidade inferior. A Figura 3.1 mostra esquematicamente o arranjo experimental utilizado na homogeneização e destilação da carga, bem como no crescimento do cristal, onde apenas o formato da ampola é um pouco modificado. Na mesma Figura acha-se também representado o perfil de temperaturas usado.

A ampola, previamente limpa, com a carga de Pb, Sn e Te é evacuada e selada a uma pressão de cerca de 10^{-7} torr. Em seguida introduz-se a ampola no forno, de forma que toda a carga fique na região de alta temperatura, cerca de 950°C (Figura 3.1), onde ocorre a fusão total dos componentes, obtendo-se uma mistura líquida de PbSnTe. Temperaturas muito superiores a esta devem ser evitadas, pois o Te, (ponto de ebulição de 989°C) ao volatilizar-se, pode criar pressões muito altas dentro da ampola, antes de reagir com o Pb e o Sn. Após algum tempo, 5 a 6 horas, a dissolução dos elementos é completa. A dissolução é feita por difusão e convecção, ditadas pelo equilíbrio termodinâmico do sistema para a composição estabelecida. Esta dissolução poderia ser acelerada através de agitação mecânica do sistema. Todavia, devido a dificuldades técnicas neste sentido, prefere-se a dissolução natural por convecção e difusão.

Sendo a temperatura de solidificação da solução de PbSnTe aproximadamente 900°C , a destilação é feita abaixando a ampola a uma velocidade típica de 1,7 cm/dia, de modo que o vapor presente na

ampola vã se condensando na sua parte inferior, que se encontra em uma zona de temperaturas mais baixa (Figura 3.1). Assim, no espaço de 6 ou 7 dias consegue-se destilar toda a carga de PbSnTe. Em seguida a ampola é novamente posicionada na região de alta temperatura, durante mais algumas horas, para completa homogeneização da liga, sendo então bruscamente resfriada, de modo a evitar a formação de inhomogeneidades. A seguir a ampola é quebrada e o material é fragmentado em um pã grosso. Parte deste material é reservado para o processo de recozimento (Seção 3.2) e parte é recarregado em uma ampola adequada para o crescimento (Figura 3.2), que é evacuada e selada a aproximadamente 10^{-7} Torr.

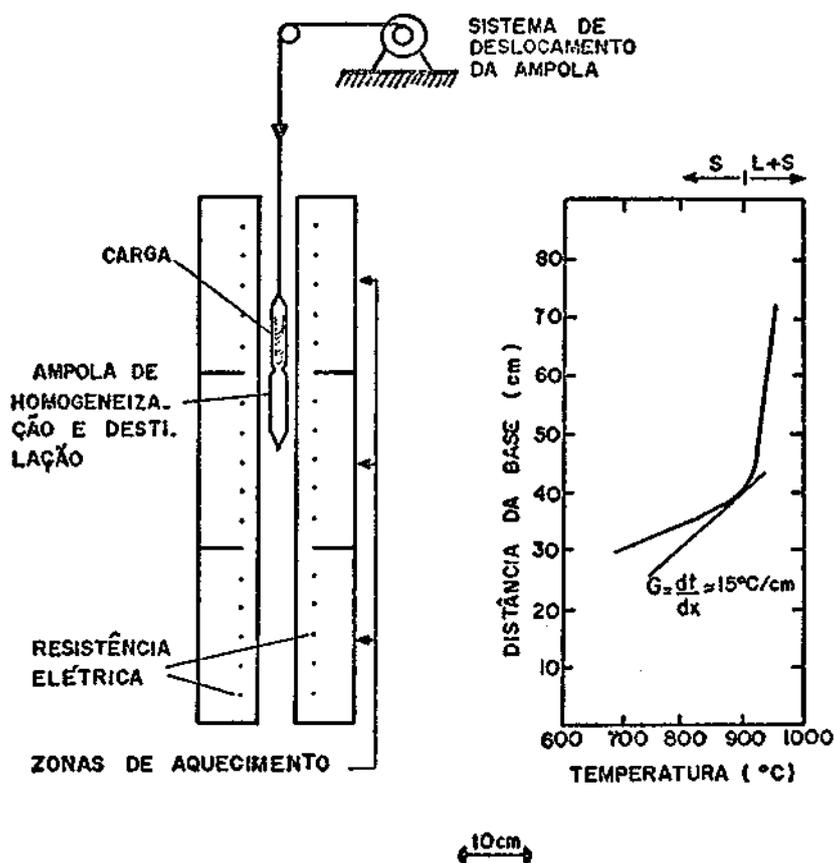


Fig. 3.1 - Diagrama esquemático do forno utilizado na homogeneização da carga, destilação e crescimento do cristal por VMS.

Ao lado é mostrado o perfil de temperaturas utilizado, do forno de 3 zonas de aquecimento independentes (Marshall, model 1129). Estas zonas são controladas separadamente por controladores de temperatura (Eurotherm, model 093), que amarram esta última em $\pm 0,5^{\circ}\text{C}$ em torno do valor fixado.

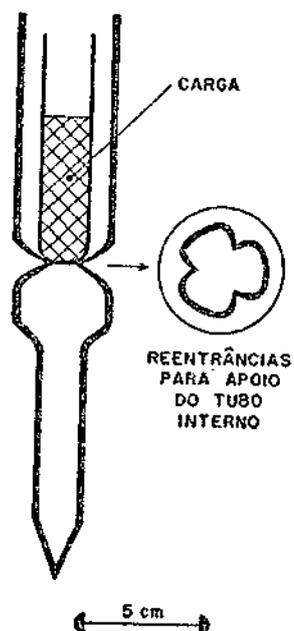


Fig. 3.2 - Ampola de quartzo para o crescimento do cristal.

O crescimento é feito dentro da mesma sistemática seguida na etapa de homogeneização, isto é, no mesmo forno e com os mesmos parâmetros de temperatura e velocidade de abaixamento da ampola. Vale notar que não há diferenças fundamentais entre o processo de destilação e o processo de crescimento. A distinção aparece no formato da extremidade inferior da ampola, que, no caso do crescimento, possui uma forma cônica para facilitar o processo de nucleação do cristal.

A ampola de crescimento é posicionada no forno de modo que toda a carga fique na região de alta temperatura, onde é fundida. O vapor formado é constituído primariamente de moléculas de $PbTe$ e $SnTe$ (Kinoshita and Miyazawa, 1982) e se condensa congruentemente na extremidade inferior da ampola, a medida que esta é baixada (Figura 3.3). Se o resfriamento do líquido na parte inferior da ampola é suficientemente lento de forma a manter o sistema em equilíbrio, a formação do cristal se processa do seguinte modo:

Seja AB uma liga cujo diagrama de fase (Figura 3.3) é qualitativamente análogo ao da liga pseudo-binária $PbTe-SnTe$ (Ver Fi

gura 2.5), isto é, A representa o PbTe e B representa o SnTe. No diagrama (Figura 3.3), X representa a fração molar de B em A e os índices inferiores L e S significam líquido e sólido, respectivamente.

A medida que a ampola é baixada, o líquido na sua extremidade inferior atinge em certo momento a temperatura T. Nesta temperatura tem início a solidificação do material, e o sólido inicialmente formado possui concentração X_S menor que a concentração X_L do líquido, isto é, no processo de solidificação ocorre a rejeição de B do sólido para o líquido. Isto ocorre porque quando duas fases estão em equilíbrio e com o mesmo componente presente em ambas, este componente ocorre com concentração diferente em cada fase. A razão entre essas duas concentrações é chamada coeficiente de segregação $K = K_S/X_L$ (Tuck, 1974). No caso em questão, $K < 1$, ou seja $X_S < X_L$. A medida que a ampola é baixada, a temperatura eventualmente atinge o valor T", na qual a camada líquida atinge a concentração X_L'' , tal que $X_S'' = X_L$. Isto significa que agora a concentração de B no sólido é igual à concentração de B no líquido no início do processo, isto é o sistema entra em regime, havendo uma equalização das taxas de rejeição de B do sólido para o líquido e de B do líquido para o sólido.

Se o processo prosseguir com a frente de cristalização avançando com a mesma velocidade com que a ampola está sendo baixada, ter-se-á uma cristalização com concentração uniforme, ao longo do eixo de crescimento. Em outras palavras, para chegar a um crescimento em equilíbrio, o soluto B que é segregado para o líquido deve atingir rapidamente no líquido a concentração crítica (concentração na qual as taxas de rejeição de B do sólido para o líquido e vice-versa se igualem) que deve ser mantida por uma velocidade de abaixamento adequada. Isto é muito facilitado no mecanismo VMS, devido à pequena espessura da camada líquida, que torna os processos convectivos irrelevantes. Caso contrário, o soluto segregado pelo sólido se misturaria, por convecção com o líquido, o que resultaria numa contínua mudança de composição ao longo do eixo de crescimento. Isto é o que geralmente ocorre com o crescimento Bridgman, no qual deve-se tentar evitar processos convectivos para obter cristais com elevado grau de homogeneidade. Uma

das maneiras de obter isso seria com a supressão da gravidade e, conseqüentemente, da convecção.

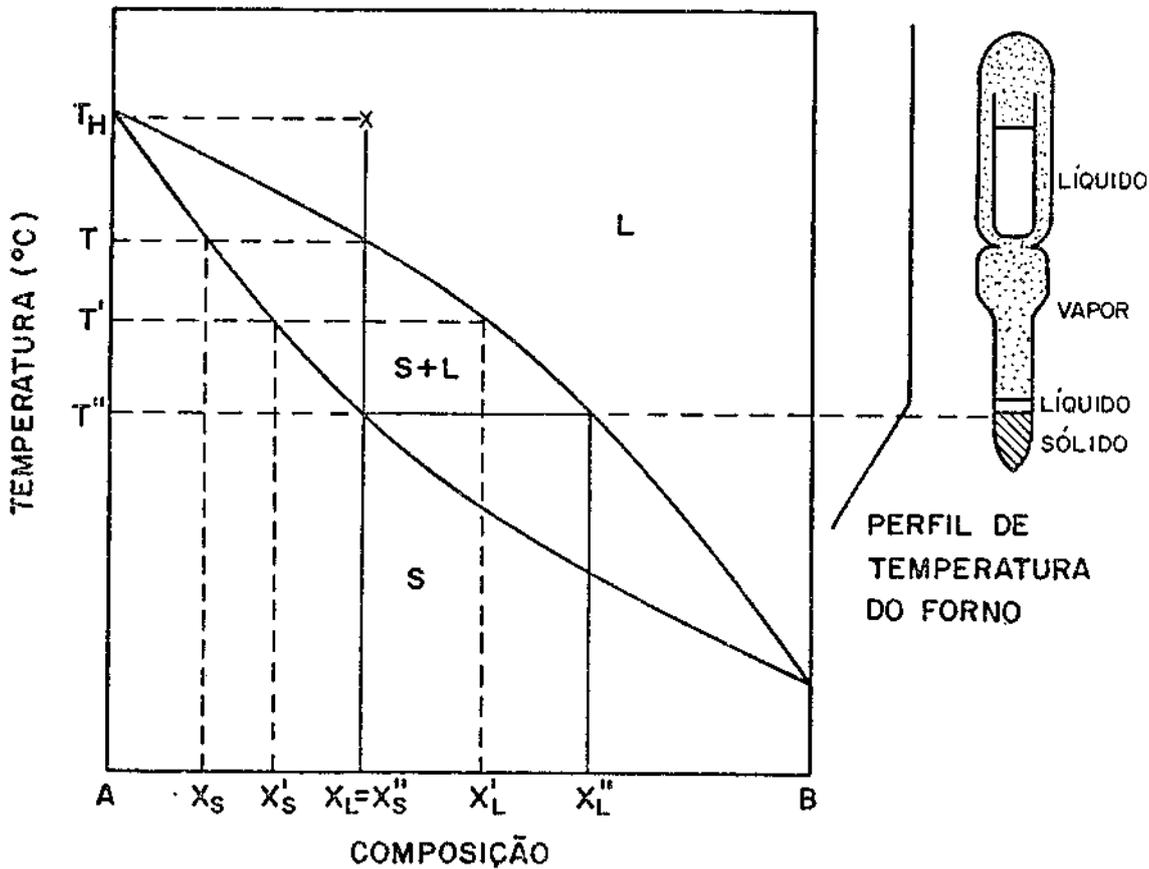


Fig. 3.3 - Diagrama de fase de uma liga AB e mecanismo VMS de crescimento.

Ao lado mostra-se um esquema do mecanismo VMS de crescimento, no qual se tem um sistema de cristal sólido, camada líquida fina e vapor.

No final do processo, a camada líquida altamente rica em soluto B fará com que a concentração do sólido cresça rapidamente. A Figura 3.4 ilustra os processos acima descritos para o PbSnTe.

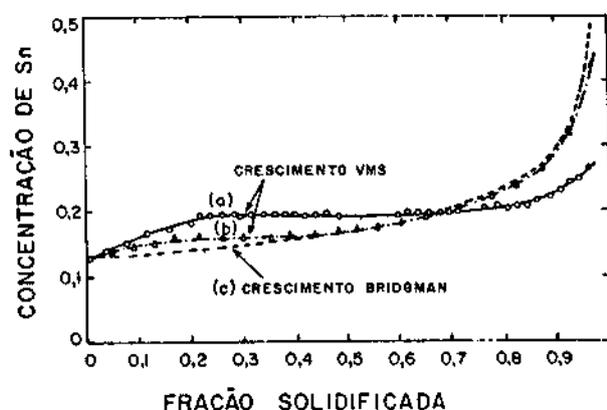


Fig. 3.4 - Distribuição de Sn ao longo do eixo de crescimento do cristal de PbSnTe.

- a) Crescimento VMS com gradiente de temperatura igual a $60^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ e velocidade de deslocamento da ampola de $0,5 \text{ mm/hora}$.
- b) Crescimento VMS com gradiente de temperatura igual a $30^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ e velocidade de deslocamento da ampola de $0,3 \text{ mm/hora}$.
- c) Crescimento Bridgman com gradiente de temperatura de $35^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ e velocidade de deslocamento de ampola de $0,5 \text{ mm/hora}$.

FONTE: Kinoshita and Miyzawa, 1982.

A Figura 3.5 mostra a fração molar Sn, ao longo do eixo de crescimento, para os cristais de PbSnTe utilizados neste trabalho.

Deve ser enfatizado que os valores de velocidade de abaixamento da ampola e do gradiente de temperatura do forno são fundamentais. Para uma velocidade demasiado rápida e um gradiente não acentuado o bastante, a camada líquida ficaria abaixo do seu ponto de solidificação, acarretando o que se denomina super-resfriamento constitucional. Isto causaria nucleação espúria do cristal na forma de inclusões metálicas (Melngailis and Harman, 1970), já que $Y = 0,49$ e o ponto de solidificação do PbSnTe cai do lado rico em Te do diagrama de fase (ver Figura 2.4), isto é, na interface sólido/líquido o líquido possui concentração de metal maior que o sólido.

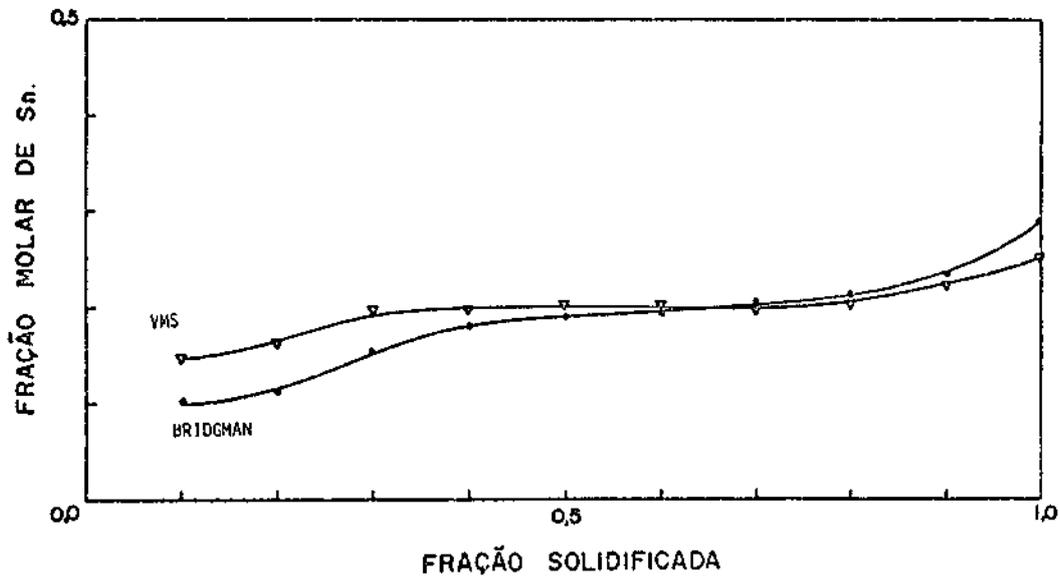


Fig. 3.5 - Distribuição axial de Sn em cristais de PbSnTe.

Ambos os métodos de crescimento foram realizados com um gradiente de $20^{\circ}\text{C}/\text{cm}$ e com uma velocidade de abaixamento da ampola de $1,7\text{ cm}/\text{dia}$.

FONTE: An e Bandeira (1983), Figura 2, p.3.

Findo o processo, o forno é desligado e o cristal é gradualmente resfriado. O ideal seria um resfriamento brusco, de forma a não permitir difusões posteriores. Isto todavia poderia introduzir falhas ou rupturas devido à contração.

Utilizando cargas de cerca de 50 g de material, obtêm-se com a técnica acima tarugos de monocristal com cerca de 5 cm de comprimento por 1,2 cm de diâmetro. Este tarugo, de acordo com a Figura 3.5, é aproveitável em cerca de 50% a 60% de sua extensão, já que as extremidades apresentam uma grande variação de composição. Uma das extremidades é cortada transversalmente em serra de fio e a face do cristal restante é polida, para orientação, através de raios-X, na direção

(100). É escolhida essa direção porque apresenta superfícies mais uniformes após polimento; além disso revela mais facilmente deslocamentos. Em seguida o cristal é cortado em fatias de aproximadamente 1mm de espesura, perpendicularmente à direção (100), as quais são polidas até uma espessura típica de 300 a 500 μm . O polimento é efetuado com uma mistura pouco viscosa de água e pó abrasivo (Alumina), sobre placas de vidro. As granulações de pó são de 9, 5 e 2 μm . Inicia-se com o pó de 9 μm e sucessivamente baixa-se até o pó de 2 μm . Em seguida é feito um polimento final sobre flanela embebida numa solução de Iodo-Metanol (1g de iodo para 50 ml de Metanol).

Com o intuito de revelar deslocamentos, é feito um ataque eletrolítico em algumas amostras. O ataque é feito com uma solução de 10g de KOH, 22ml de H_2O deionizada, 18ml de Glicerol e 13ml de Etanol (Norr etch). A amostra faz o papel do anodo, enquanto o catodo é feito de uma tela de platina. A revelação é feita com uma densidade de corrente de 0,05 A/cm². Mediu-se com microscópio uma densidade típica de 5×10^4 deslocamentos/cm²

3.2 RECOZIMENTO DAS AMOSTRAS

O monocristal de $\text{Pb}_{0,80}\text{Sn}_{0,20}\text{Te}$ obtido é do tipo p, com concentração da ordem de 10^{19}cm^{-3} (mediu-se à 77K - efeito Hall, mêtodo de Van der Pauw - $p = 2,5 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$). Para a fabricação de detetores fotocondutivos, é necessário baixar essa concentração em pelo menos duas ordens de grandeza, ou então transformar o material todo de tipo p para tipo n ($n \sim 10^{16}\text{cm}^{-3}$). Isto se consegue recozendo o cristal isotermicamente na presença de vapor proveniente de um material rico em metal, no caso o PbSnTe, que foi reservado após a homogeneização. As amostras de PbSnTe do tipo p e o PbSnTe policristalino rico em metal (chamado fonte) são colocados em uma ampola de quartzo (Figura 3.6) que é evacuada e selada a 10^{-7} Torr. Para recozimentos a temperaturas superiores a 600°C, a ampola é preenchida com 300 Torr de Argônio, o que evita ataque térmico das amostras (Calawa et alii, 1968). Esta ampola é colocada em um forno horizontal, com perfil de temperatura pla

no ao longo da extensão da ampola (Figura 3.6), de modo que tanto a amostra como a fonte fiquem à mesma temperatura. O vapor formado na ampola, em grande parte proveniente da fonte (a qual está na forma de pó e, portanto, proporciona uma superfície muito maior que a da amostra) é rico em átomos de Pb e Sn. A dissolução deste excesso de metal na superfície da amostra estabelece nesta um gradiente de concentração que acarreta a difusão de átomos de Pb e Sn para o seu interior. Do mesmo modo, sendo a amostra rica em Te, há uma perda preferencial deste, sendo por isso mais correto falar em um processo de interdifusão.

Na realidade o fator responsável pelo mecanismo de difusão não é, em geral, o gradiente de concentração, mas sim um gradiente no potencial químico. Todavia, na maioria dos casos práticos o gradiente de potencial químico é causado apenas pelo gradiente de concentração (Tuck, 1974).

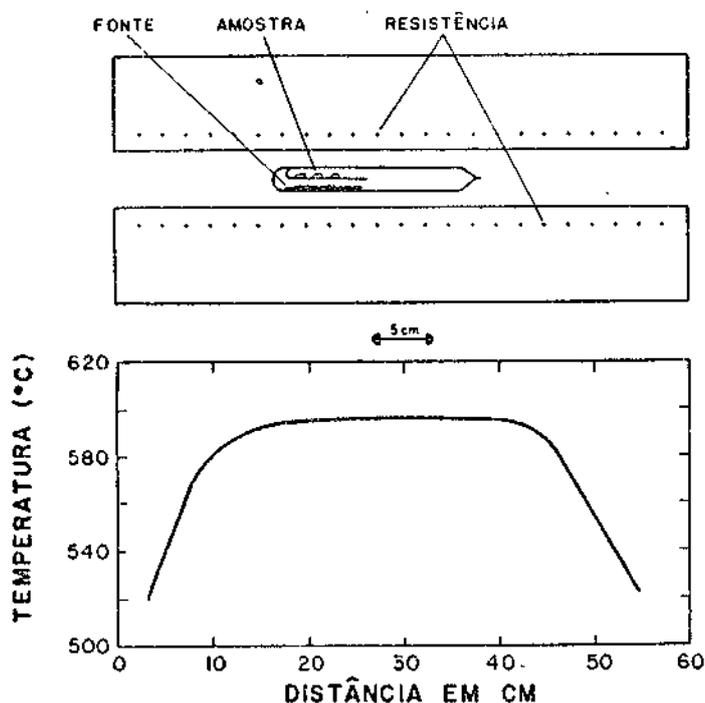


Fig. 3.6 - Ampola e forno (Marshall, modelo 1027) para recozimento.

O patamar de temperatura é conseguido com a adição de "shunts" externos à resistência do forno.

A base matemática para o estudo da difusão foi desenvolvida por Fick, cuja primeira lei estabelece que a taxa de transferência de partículas que se difundem através de uma área unitária é proporcional ao gradiente de concentração na direção do fluxo e é expressa por (Tuck, 1974, eq. 1.1, p. 1):

$$J_x = - D \frac{\partial C(x,t)}{\partial x}, \quad (3.2)$$

onde J_x é o fluxo de partículas, em $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, da região de alta concentração para a região de baixa concentração; D é o coeficiente de difusão em $\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; $C(x,t)$ é a concentração em cm^{-3} , na posição x , da amostra e num tempo t .

A segunda lei de Fick é obtida aplicando uma condição de continuidade à equação 3.2 e é expressa por (Tuck, 1974, eq, 2.5, p. 9):

$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 C(x,t)}{\partial x^2}, \quad (3.3)$$

para um material isotrópico, com D independente da concentração, como é o caso do PbSnTe.

As soluções da Equação 3.3 dependem naturalmente das condições de contorno do problema. No caso do PbSnTe, supondo ser C_0 a concentração inicial da amostra e C_s o limite de solubilidade de átomos metálicos na amostra, para uma dada temperatura, há três situações típicas a considerar:

- a) A espessura B da amostra, em cm, é tal que se pode considerá-la um meio semi-infinito. Em outras palavras, após a difusão a concentração no meio da amostra permanece essencialmente igual a C_0 . Isto ocorre quando $Dt/B^2 \leq 0,015$. Neste caso a solução da Equação 3.3 para a concentração $C(x,t)$ é dada por (Calawa et alii, 1968, eq. 3, p. 381):

$$\frac{C(x,t) - C_0}{C_s - C_0} = 1 - \operatorname{erf} \left(\frac{x}{2(Dt)^{1/2}} \right) . \quad (3.4)$$

b) Como os tempos de recozimento são proporcionais ao quadrado da espessura da amostra, é conveniente o uso de amostras finas. Por outro lado, o coeficiente de difusão pode ser suficientemente grande, de forma que para amostras finas ($0,02 < B < 0,1 \text{ cm}$) a hipótese anterior não seja válida. Se a espessura da amostra é tal que $0,015 < Dt/B^2 \leq 0,045$, a solução da Equação 3.3 para $C(x, t)$ é dada por (Calawa et alii, 1968, eq. 4, p. 381):

$$\frac{C(x,t) - C_0}{C_s - C_0} = 1 - \frac{4}{\pi} \sum_{j=0}^{\infty} \frac{1}{2j+1} \exp[-(2j+1)^2 \pi^2 Dt/B^2] \cdot \operatorname{sen}[(2j+1)\pi x/B] . \quad (3.5)$$

c) Se ocorrer a situação em que $Dt/B^2 > 0,045$, apenas o primeiro termo da série anterior (Equação 3.5) fornece a concentração $C(x,t)$ com um erro inferior a 1% (Calawa et alii, 1968, eq. 5, p. 381), o que resulta em:

$$\frac{C(x,t) - C_0}{C_s - C_0} = 1 - \frac{4}{\pi} \exp(-\pi^2 Dt/B^2) \operatorname{sen}(\pi x/B) . \quad (3.6)$$

As Equações 3.4, 3.5 e 3.6 devem ser resolvidas numericamente, para que a partir dos resultados se tenha uma indicação dos tempos e temperaturas de difusão. Para este fim, desenvolveu-se um programa que simula o perfil de concentração da amostra a partir dos valores das variáveis que figuram nas equações acima.

Os valores de C_0 e C_s são conhecidos através de medidas de efeito Hall e efeito Seebeck; entretanto, o valor de D não é encontrado na literatura. Todavia é possível uma estimativa de D a partir

dos valores de B , t , C_0 e C_s fornecidos por Calawa et alii (1968) e Melngailis e Harman (1970), através das Equações 3.4, 3.5 e 3.6. A Figura 3.7 mostra o comportamento de C_s para o $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$, onde se nota que à temperatura de aproximadamente $525^{\circ}C$ ocorre a mudança do sinal dos portadores de carga, isto é, o semiconductor passa de tipo p para tipo n. Ainda na mesma Figura acham-se representados os valores estimados do coeficiente D , notando-se que até a temperatura de $500^{\circ}C$ há uma razão entre D e C_s , cujo valor encontrado é de $D = 1,54 \times 10^{-27} C_s$. Para as difusões até $500^{\circ}C$, utilizam-se estes valores de D ; entretanto para difusão a $450^{\circ}C$, a relação entre D e C_s não é mais válida, pois não se adaptam aos valores experimentais conhecidos.

Para $450^{\circ}C$, o valor estimado numericamente de D foi de $4 \times 10^{-10} cm^2 s^{-1}$; portanto, bem maior que o esperado pela relação $D = 1,54 \times 10^{-27} C_s$. Isto indica que o mecanismo de difusão é diferente em substrato do tipo n. A diferença resulta provavelmente do tipo de defeitos encontrados em material do tipo n e material do tipo p. Viu-se na Seção 2.2 que o caráter n está associado a um excesso de átomos de Pb e Sn na amostra (vacâncias de Te e/ou Pb e Sn intersticiais), enquanto o caráter p está associado a um excesso de Te (vacâncias de Pb e Sn e/ou Te intersticiais). Contudo os resultados obtidos são coerentes com os encontrados por Calawa et alii (1968) e Melngailis e Harman (1970) para difusão em PbSe, PbSnSe e PbSnTe.

A Figura 3.8 mostra uma simulação em computador das Equações 3.4, 3.5 e 3.6 para tempos e temperaturas de recozimento diferentes de uma amostra de PbSnTe, a partir dos valores conhecidos de C_s e C_0 e dos valores estimados de D . Nota-se que para tempos de difusão curtos (10 a 20 dias) tem-se a formação de junções p-n, ao passo que para tempos de difusão maiores (30 dias) todo o cristal muda para tipo n. Para que haja completa homogeneização do cristal, deve-se manter a difusão até cerca de 50 dias. Na Figura 3.9 é mostrada para a mesma amostra da Figura 3.8 a simulação da variação da concentração com o tempo, para a temperatura de $650^{\circ}C$, em duas posições da amostra $x=B/4$ e $x=B/2$.

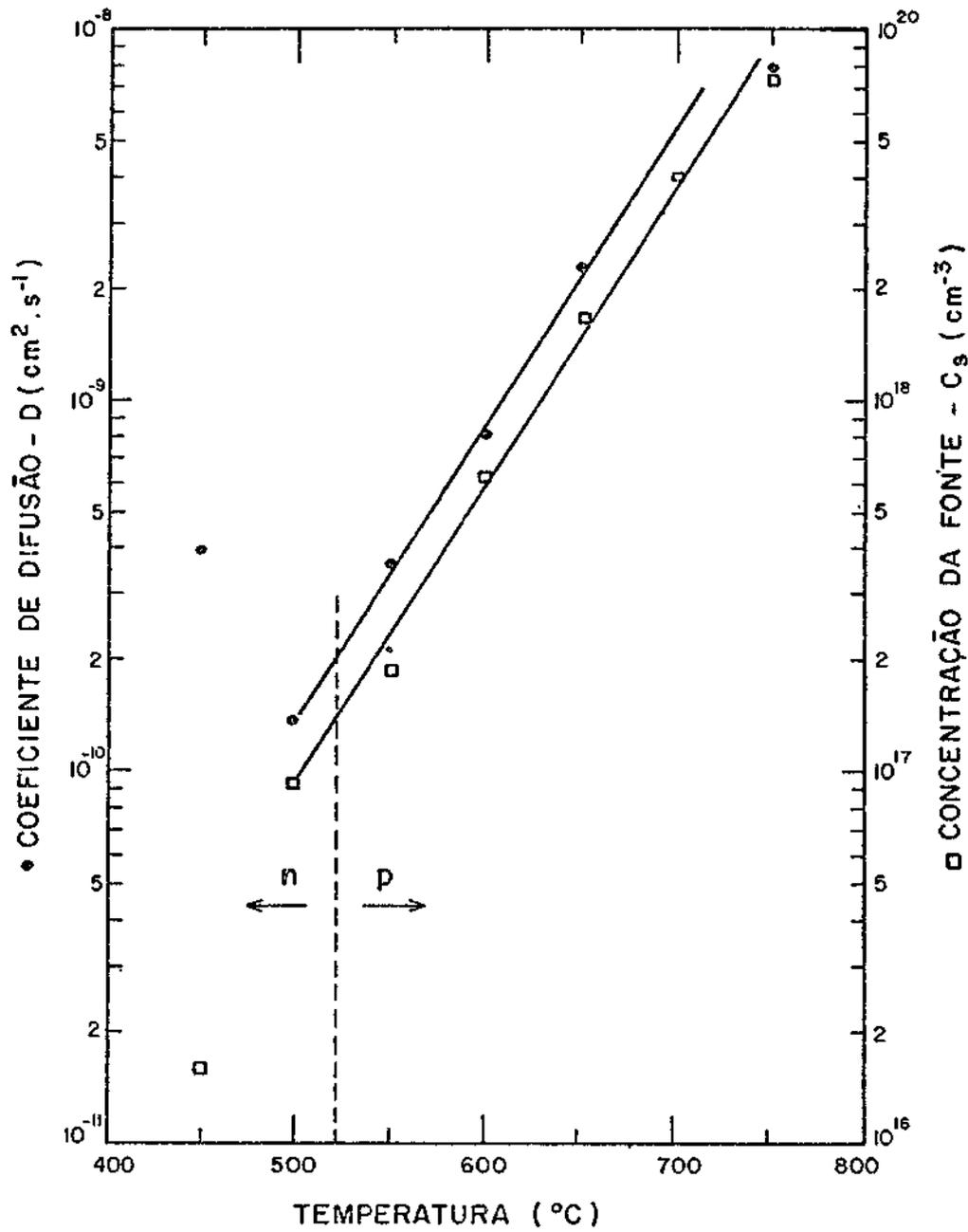


Fig. 3.7 - Comportamento de C_s(T) e os valores estimados do coeficiente de difusão D(T) para o Pb_{0,80}Sn_{0,20}Te.

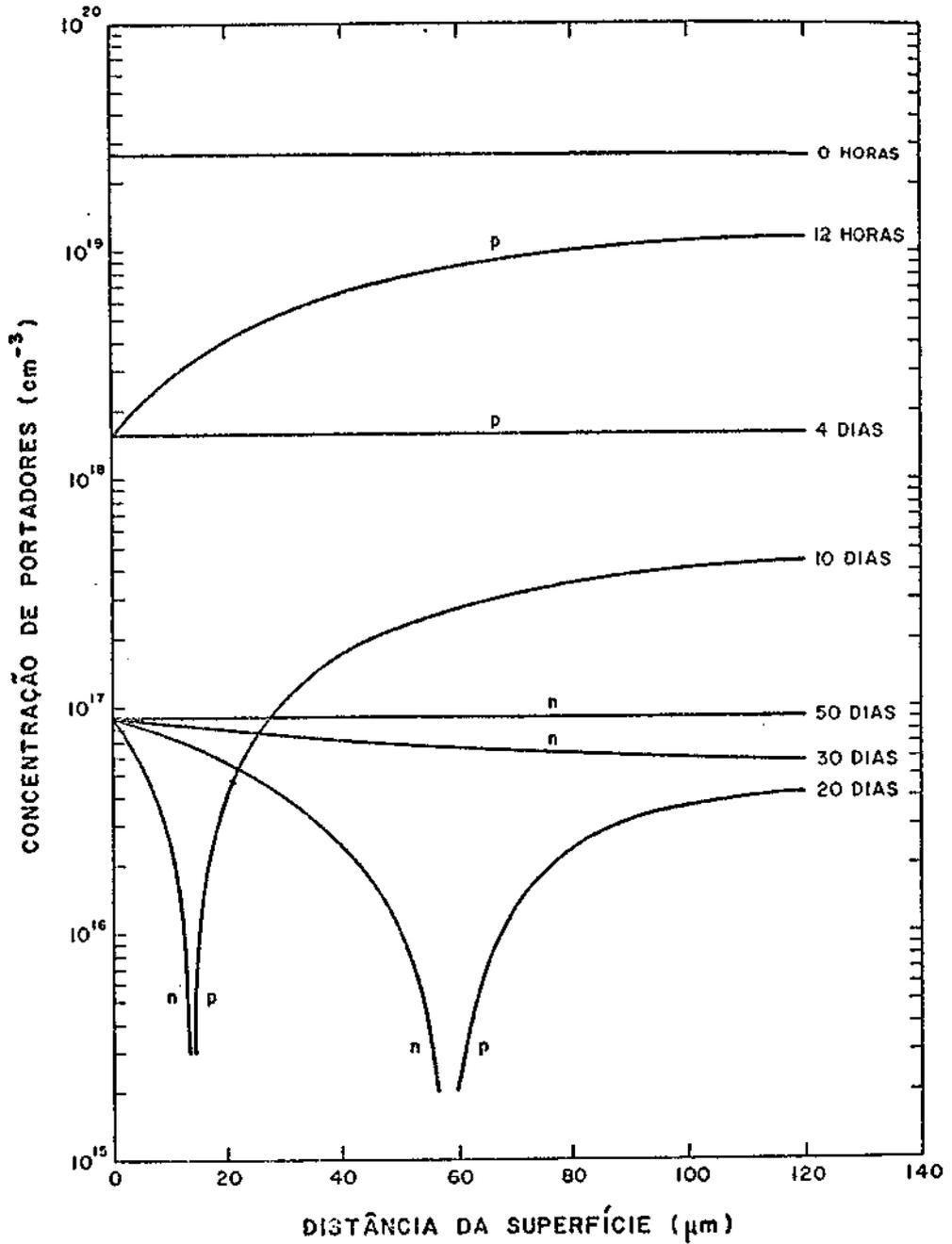


Fig. 3.8 - Simulação em computador da concentração $C(x,t)$ para uma amostra de $Pb_{0,80}Sn_{0,20}Te$.

Para a simulação considera-se uma amostra com espessura $B = 280 \mu m$, recozida inicialmente a $650^{\circ}C$ (3 curvas superiores) e a seguir a $450^{\circ}C$ (4 curvas inferiores). Os valores de C_s e D são os da Figura 3.7. O valor de C_0 utilizado na etapa inicial foi de $2,5 \times 10^{19} cm^{-3}$ (tipo p), enquanto o valor utilizado na etapa final corresponde à concentração atingida na etapa inicial.

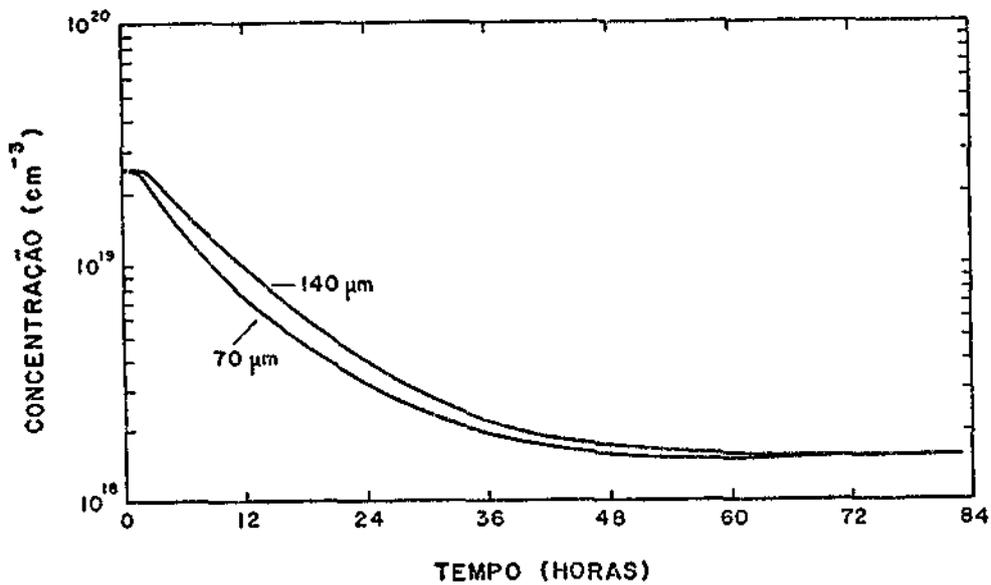


Fig. 3.9 - Simulação em computador da concentração $C(x,t)$ versus tempo para a amostra da Figura 3.8.

Na Figura 3.10 é comparado um resultado experimental com as simulações descritas. Primeiramente o substrato do tipo o com concentração de $2,5 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ (medido por efeito Hall a 77K) foi recozido a 565°C durante 13 dias. A seguir a temperatura foi baixada para 450°C e o cristal foi recozido durante 24 horas nessa temperatura. Observa-se que houve a formação de uma junção p-n a $3 \mu\text{m}$ da superfície. Em virtude disso o cristal foi polido em aproximadamente $10 \mu\text{m}$. O valor medido por efeito Hall a 77K (método de Van der Pauw) da concentração superficial foi de $4,7 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$ e, portanto, coerente com a simulação

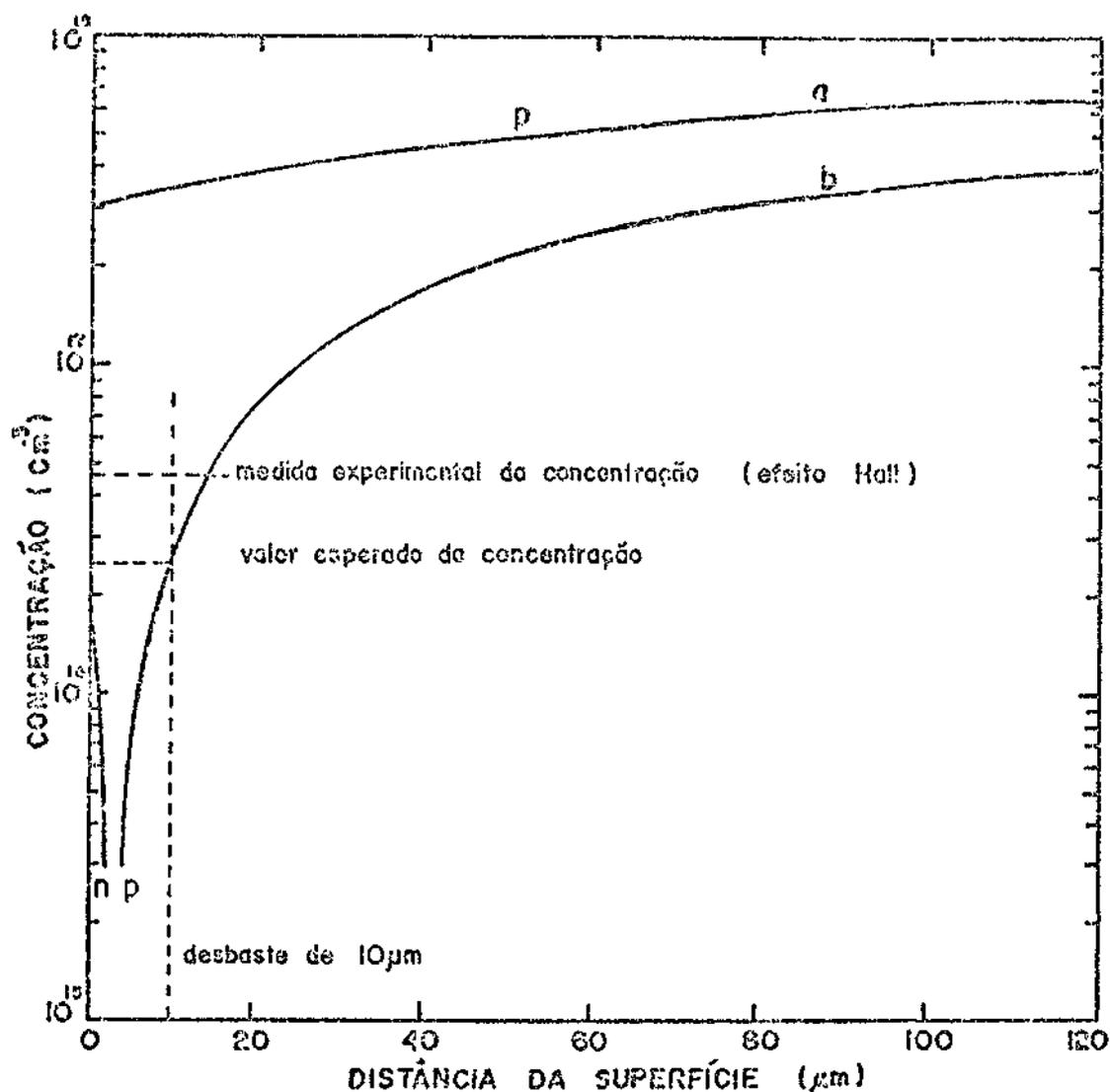


Fig. 3.10 - Perfil de concentração calculado numericamente, para com paração com os resultados experimentais obtidos no recozimento de uma amostra de $Pb_{0,8}Sn_{0,2}Te$.

A curva a representa o recozimento a $565^{\circ}C$ durante 13 dias e a curva b representa o recozimento a $450^{\circ}C$, durante 24 horas. A espessura da amostra era de $275 \mu m$, dos quais cerca de $10 \mu m$ foram removidos por polimento após o recozimento a $450^{\circ}C$.

3.3 FABRICAÇÃO DO FOTOCONDUTOR

As amostras recozidas são novamente polidas, segundo o critério já descrito, tanto para redução da espessura como para remoção de defeitos superficiais que tendem a aumentar a velocidade de recombinação superficial e, por conseguinte, a diminuir a eficiência do dispositivo. As amostras polidas, agora com espessura típica de 100 μm , são cortadas em serra de fio, em retângulos de 1mm de largura por 4mm de comprimento.

Utilizando um suporte e máscara convenientes (Figura 3.11), faz-se evaporação de ouro sobre as extremidades da amostra, deixando um intervalo de 1 a 2mm entre os contatos de ouro.

Em seguida é colado com cola de prata (Emerson and Cuming) um fio fino de cobre ($\phi \sim 0,1\text{mm}$) sobre cada contato de ouro da amostra. Este conjunto é afixado em um suporte de cobre (Figura 3.12) que, por sua vez, é montado em um criostato para nitrogênio líquido (Figura 3.12), com o qual se faz a caracterização final do dispositivo (Capítulo 4 e 5). Isto porque, à temperatura ambiente, a geração térmica de portadores mascara o efeito fotocondutivo, já que o PbSnTe possui largura de banda proibida muito estreita.

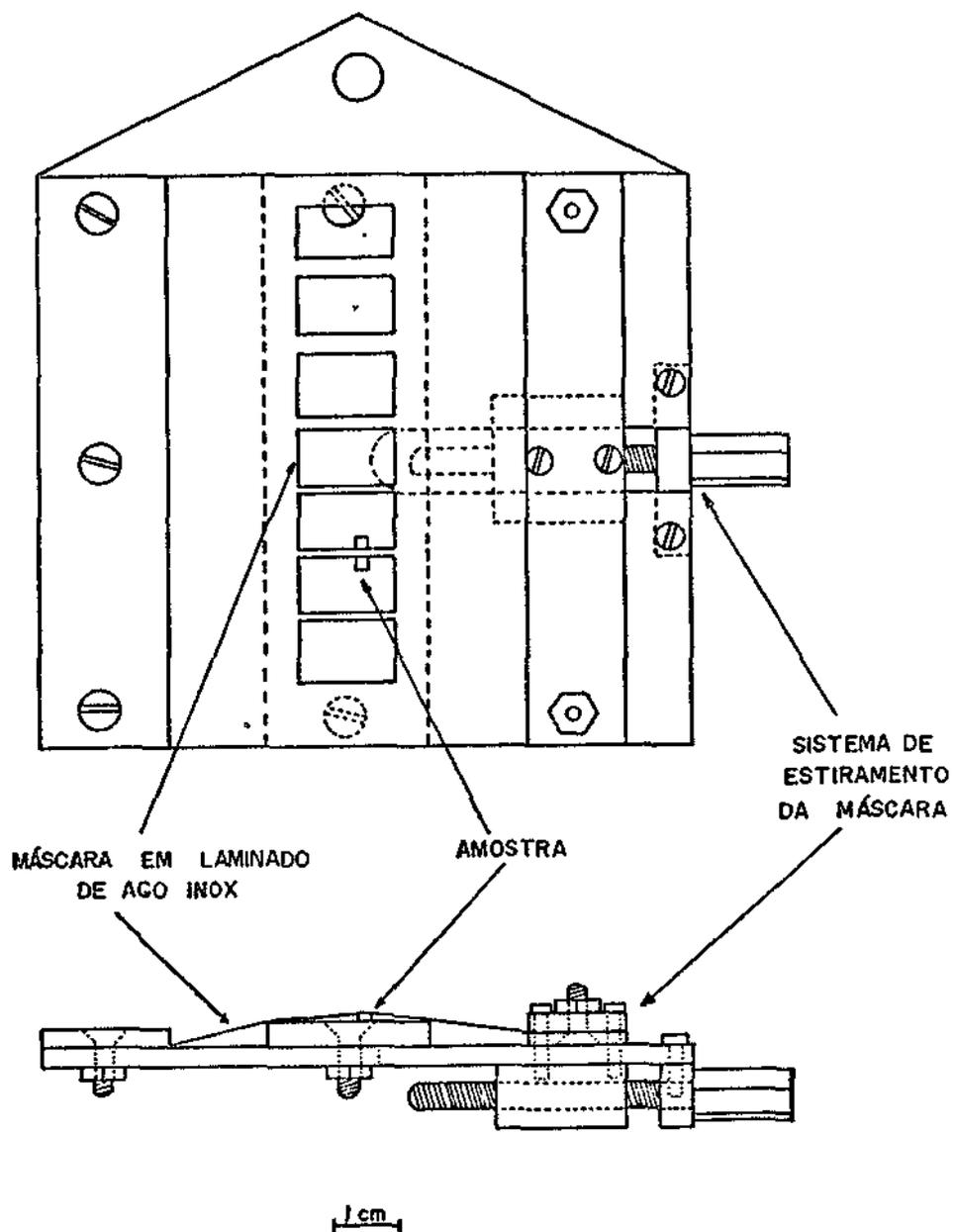


Fig. 3.11 - Suporte para evaporação dos contatos de ouro na amostra.

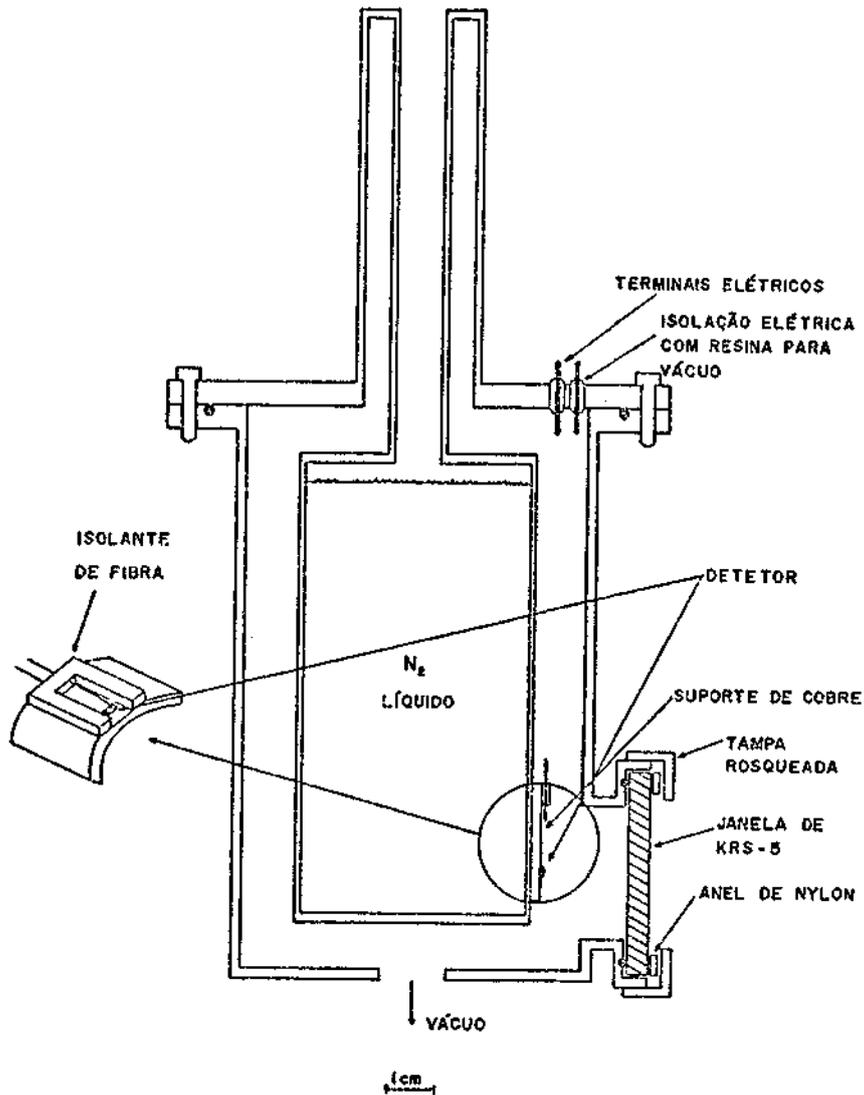


Fig. 3.12 - Criostato para resfriamento e teste do fotocondutor.

Do lado esquerdo da Figura vê-se o detalhe do suporte de cobre com o detector.

CAPÍTULO 4

CARACTERIZAÇÃO DE UM FOTOCONDUTOR DE $Pb_{0,80}Sn_{0,20}Te$

4.1 - INTRODUÇÃO

A caracterização completa de um detetor, independentemente do mecanismo de detecção envolvido, é um processo complexo que envolve um número muito grande de figuras de mérito a ser determinadas. Este trabalho irá se restringir a uma caracterização básica que permita a comparação entre o desempenho do dispositivo ora desenvolvido com o de dispositivos semelhantes, disponíveis no mercado internacional.

Partindo desta premissa, são propostos arranjos experimentais que permitem o levantamento da resposta espectral, da detetividade, da responsividade e eventualmente do tempo de resposta do dispositivo em questão. Antes, porém, torna-se necessária uma breve análise do mecanismo fotocondutivo, dos problemas experimentais envolvidos na caracterização do dispositivo, bem como das várias fontes de ruído que afetam o seu desempenho.

4.2 - GERAÇÃO DE SINAL EM DISPOSITIVOS FOTOCONDUTORES

Como visto no Capítulo 1, a fotocondutividade é o aumento na condutividade elétrica de um material, devido à geração de portadores de corrente pela radiação absorvida. Quanto a radiação incidente é tal que a energia do fóton é igual ou maior que o intervalo de energias proibidas do material, o fóton é absorvido, gerando um par elétron-buraco. Isto conseqüentemente aumenta a concentração de portadores livres nas bandas de condução e valência, respectivamente. Naturalmente a absorção de energia também pode ocorrer, em termos mais gerais, entre níveis doadores e a banda de condução ou entre a banda de valência e níveis aceitadores. Todavia, como visto na Seção 2.2 no $PbSnTe$ os níveis doadores ou aceitadores possuem energia de ativação

nula. Isto significa que a absorção de energia se dá através de transição banda a banda, isto é, o material é intrínseco.

Para um semiconductor a condutividade elétrica é dada por:

$$\sigma = e(n\mu_e + p\mu_h) , \quad (4.1)$$

onde e é a carga eletrônica; $n(p)$ é a concentração de elétrons (buracos); $\mu_e(\mu_h)$ é a mobilidade de elétrons (buracos).

O aumento na condutividade elétrica é usualmente observado, inserindo o fotocondutor em um circuito de polarização como o da Figura 4.1 (Kruse et alii, 1963; Hudson, 1969), no qual o fotocondutor com resistência R_D , na ausência de radiação, é posto em série com um resistor de carga R_L e com uma bateria com fem V_B . O apêndice A apresenta algumas considerações sobre outras possibilidades de polarização.

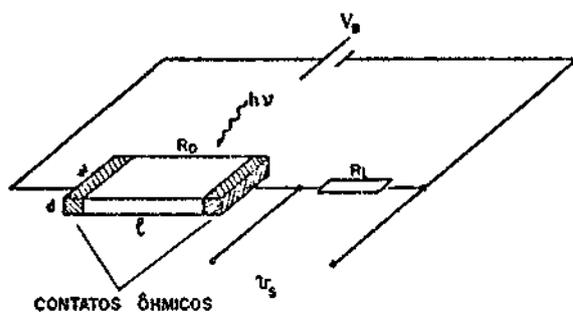


Fig. 4.1 - Circuito usual de polarização de fotocondutores, baseado em Kruse et alii (1963) e Hudson (1969).

Quando a radiação é absorvida pelo detector, há um decréscimo em sua resistência, o que faz com que a corrente que flui no circuito aumente e que uma fração maior de V_B apareça em R_L .

Na ausência de radiação, a tensão em R_L é dada por:

$$V_{R_L} = \frac{V_B}{R_D + R_L} R_L . \quad (4.2)$$

A tensão de sinal v_s é a variação ΔV_{R_L} , devido ao decréscimo ΔR_D na resistência do fotocondutor, quanto a radiação é absorvida e é dada por:

$$\Delta V_{R_L} = \frac{\partial V_{R_L}}{\partial R_D} \Delta R_D . \quad (4.3)$$

Considerando a operação sob condições de tensão de polarização constante, isto é, $\partial V_B / \partial R_D = 0$, obtêm-se:

$$v_s = \frac{V_B}{(R_D + R_L)^2} R_L (-\Delta R_D) . \quad (4.4)$$

Por outro lado, a resistência R_D do fotocondutor na ausência de radiação é dada por (Figura 4.1):

$$R_D = \frac{1}{\sigma} \frac{\ell}{wd} . \quad (4.5)$$

Substituindo a Equação 4.1 na Equação 4.5 e fazendo $b = \mu_e / \mu_h$, tem-se:

$$R_D = \frac{1}{e\mu_h (nb + p)} \frac{\ell}{wd} . \quad (4.6)$$

Quando o detetor absorve radiação, sua resistência varia de acordo com:

$$\Delta R_D = \frac{\partial R_D}{\partial n} \Delta n + \frac{\partial R_D}{\partial p} \Delta p . \quad (4.7)$$

Efetuando o cálculo e comparando o seu resultado com a Equação 4.6, obtêm-se:

$$\Delta R_D = -R_D \frac{b\Delta n + \Delta p}{(nb + p)} . \quad (4.8)$$

Como visto, no caso do PbSnTe, embora o material seja do tipo p ou do tipo n, o fotocondutor é intrínseco; por conseguinte $\Delta n = \Delta p$. Por outro lado, sabe-se que o excesso de portadores fotogerados é igual à taxa de geração vezes o tempo de vida dos portadores (Kruse et alii, 1963), isto é, se $A = w\ell$ é a área do detetor, η sua eficiência quântica externa (número de portadores gerados por fóton incidente (Meingailis and Harman, 1970)) J_λ o fluxo de fótons incidentes com $\lambda \leq \lambda_{CO}$, por unidade de área e de tempo, o número total de portadores em excesso no detetor é dado por:

$$\Delta N = \Delta P = AnJ_\lambda \tau , \quad (4.9)$$

onde $\Delta N = \ell wd\Delta n$, $\Delta P = \ell wd\Delta p$ e τ é o tempo de vida dos portadores. Usando as Equações 4.9 e 4.8 na Equação 4.4, tem-se:

$$v_s = \frac{V_B R_L R_D}{(R_D + R_L)^2} \left(\frac{b+1}{nb+p} \right) \frac{\eta J_\lambda \tau}{d} . \quad (4.10)$$

Considerando que a radiação incidente J_λ é modulada senoidalmente na frequência $f = \omega/2\pi$ e sabendo que a densidade de potência é $H_\lambda = J_\lambda hc/\lambda$, tem-se que a tensão RMS de sinal fica:

$$v_s = (\overline{v_s^2})^{1/2} = \frac{V_B R_L R_D}{(R_L + R_D)^2} \left(\frac{b+1}{nb+p} \right) \frac{\eta \lambda H_\lambda \tau}{hcd(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}} . \quad (4.11)$$

A Equação 4.11 mostra que o sinal do fotocondutor pode ser maximizado, tanto com relação a parâmetros intrínsecos e geométricos, como com relação a parâmetros de circuito, tais como V_B e R_L .

A tensão de polarização V_B não pode ser aumentada arbitrariamente, pois seu aumento implicaria o aquecimento Joule do fotocondutor e, conseqüentemente, o ruído térmico. Por outro lado, diferenciando a Equação 4.11 em relação a R_L e resolvendo-a para o valor máximo, vê-se que o sinal é máximo quando a resistência de carga e a do detector estão casadas, isto é, quando $R_L = R_D$. Com isto a equação 4.11 fica:

$$V_S = \frac{V_B}{4hc} \left(\frac{b+1}{nb+p} \right) \frac{\eta \lambda H_\lambda \tau}{d(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}} \quad (4.12)$$

Com relação aos parâmetros do detector, vê-se que o sinal será tanto maior quanto maiores forem a eficiência quântica η e o tempo de vida dos portadores, e quanto menores forem a espessura do detector e a concentração de portadores nele. Na prática é desejável um detector rápido, de modo que o aumento em τ não é recomendável. Além do mais, τ é determinado pelos processos de colisões internas no material, sendo portanto de difícil acesso.

A eficiência quântica externa e a espessura num fotocondutor estão relacionadas por (Putley, 1969):

$$\eta = \frac{(1 - r_\lambda)(1 - \exp(-\alpha d))}{1 - r_\lambda \exp(-\alpha d)} \quad (4.13)$$

onde r_λ é o coeficiente de reflexão na superfície do material e α é o coeficiente de absorção. Para radiação não polarizada e incidência normal, o coeficiente de reflexão é dado aproximadamente por (Ambroziak, 1968):

$$r_{\lambda} = \left(\frac{n - 1}{n + 1} \right)^2, \quad (4.14)$$

sendo n o índice de refração.

Usando as Equações 4.13 e 4.14, com os dados da Tabela 2.1, obtêm-se para amostras com espessura típica de 100 μm , $\alpha d \gg 1$. Consequentemente, $\eta \cong 1 - r_{\lambda} \cong 0,49$ para $r_{\lambda} \cong 0,51$.

A redução da espessura d pode ser efetuada em benefício de V_S (Equação 4.12), mas sem melhoria significativa de η . Todavia esta redução, além de difícil execução experimental, não deve ultrapassar valores mínimos citados pela condição de absorver o máximo possível da radiação incidente. Em termos quantitativos a espessura ideal seria aquela na qual $d \cong 1/\alpha$, que resulta em $d \cong 2 \mu\text{m}$, o que é bastante difícil na prática. Portanto, a solução usual é utilizar amostras tão finas quanto possível e aplicar camadas antirefletoras na superfície do fotodetector para diminuição de r_{λ} e consequente aumento de η .

4.3 - RUÍDO EM FOTOCONDUTORES

Em termos gerais, há quatro fontes básicas de ruído, que limitam a sensibilidade de um sistema de detecção de radiação. O diagrama da Figura 4.2 ilustra estas quatro fontes de ruído.

A fonte de radiação, ou a radiação propriamente dita é discreta, estando portanto sujeita a flutuações estatísticas, ou seja, há uma flutuação na taxa de fótons que atinge o detector e gera ruído quântico. Argumento semelhante se aplica à radiação de fundo, que além do mais entra como sinal espúrio no detector. O circuito eletrônico é constituído de elementos dissipativos e, portanto, geradores de ruído térmico sobre o sinal processado (algumas considerações sobre o assunto são dadas no Apêndice B). Por último há o ruído gerado internamente no detector, que em fotocondutores são principalmente de três tipos (Kruse et alii, 1963):

a) Ruído Johnson

O ruído Johnson ou térmico é encontrado em todo material ou elemento resistivo. É devido ao movimento aleatório dos portadores de carga causado por flutuações térmicas no material. É independente da frequência e existe mesmo na ausência de corrente de polarização através do fotocondutor. A tensão RMS de circuito aberto de ruído Johnson é dada por:

$$V_{N_J} = (4k_B T R_D \Delta f)^{1/2}, \quad (4.15)$$

onde k_B é a constante de Boltzman; T é a temperatura absoluta; Δf é a banda passante do circuito eletrônico de medida.

b) Ruído de geração-recombinação

Ocorre somente em semicondutores. É devido à flutuação na taxa em que os portadores são gerados e recombinados termicamente. A tensão RMS de circuito aberto de ruído de geração-recombinação em fotocondutores intrínsecos é dada por (Kruse, 1980):

$$V_{N_{G.R}} = \left(\frac{4V_B^2 \tau \Delta f}{1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2} \frac{b+1}{bN + P} \frac{NP}{N + P} \right)^{1/2}, \quad (4.16)$$

onde N e P são os totais de portadores do tipo elétrons e buracos, respectivamente, no fotocondutor.

Nota-se que o ruído de geração-recombinação em fotocondutores só existe na presença de corrente de polarização. A dependência com a frequência é praticamente inexistente em baixas frequências ($f \ll 1/2\pi\tau$).

c) Ruído 1/f ou de modulação

Não há, até onde se sabe, um modelo geral que forneça o comportamento $1/f^\beta$ deste tipo de ruído (Kruse, 1980; Van Vliet, 1958). Acredita-se que surja devido a barreiras de potencial existentes nos contatos elétricos, na superfície e no interior da amostra. A tensão RMS de circuito aberto de ruído $1/f$ é dada por:

$$V_{N_{1/f}} = R_D \left(\frac{K_1 I_B^\alpha \Delta f}{f^\beta} \right)^{1/2}, \quad (4.17)$$

onde K é um fator de proporcionalidade e I_B é a corrente de polarização. Na maioria das vezes $\alpha \approx 2$ e $\beta \approx 1$.

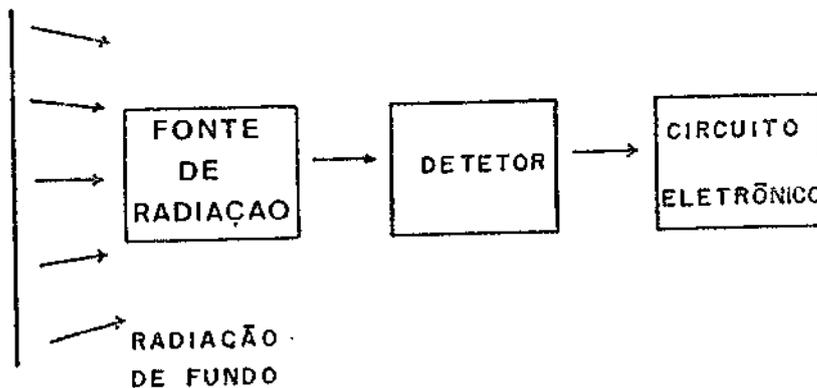


Fig. 4.2 - Diagrama ilustrativo das fontes de ruído que intervêm no processo de detecção de radiação.

A Figura 4.3 mostra o espectro de ruído de um fotocondutor devido às várias contribuições. Vê-se que em baixas frequências domina o ruído $1/f$; em frequências intermediárias, o ruído de geração-recombinação; em altas frequências, o ruído Johnson. As transições entre os ruídos dependem do material e do processo de fabricação do fotocondutor. Em geral o ruído $1/f$ cai abaixo do ruído de geração-recombinação em algumas centenas de Hertz. O ruído de geração-recombinação cai inversamente com a frequência para frequências maiores que $1/2\pi\tau$.

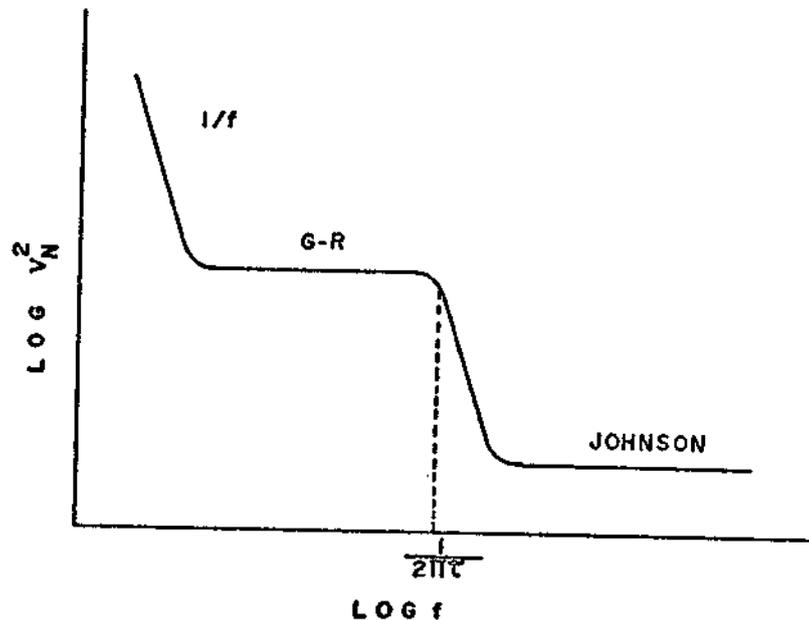


Fig. 4.3 - Espectro de ruído em fotocondutores, baseado em Kruse (1980).

4.4 - FIGURAS DE MÉRITO DE DETETORES

A caracterização de um detetor envolve, primeiramente, a avaliação de três aspectos básicos: intervalo espectral no qual o detetor responde; potência mínima detetável e velocidade de resposta.

Obviamente esta avaliação exige a medida de parâmetros que podem ou não ser quantidades absolutas, no sentido de ser independentes ou não das condições de medida. Dã-se o nome de figuras de mérito de um detetor à medida desses parâmetros, efetuados dentro de critérios padronizados internacionalmente.

Hã um número relativamente grande de figuras de mérito que, por razões práticas, são agrupadas em quatro categorias, de acordo com os seguintes critérios (Kruse et alii, 1963):

- a) potência mínima incidente no detetor que origina um sinal de tensão igual ao sinal de tensão produzido pelo ruído (NEP e detetividade);
- b) o sinal de tensão por unidade de potência incidente no detetor (responsividade);
- c) variação do sinal do detetor com o comprimento de onda de radiação incidente (resposta espectral);
- d) variação do sinal do detetor com a frequência de modulação da radiação incidente (tempo de resposta).

Vê-se que os critérios acima englobam de modo mais específico os três aspectos mencionados no início da secção. Estes critérios são preenchidos pelas definições que se seguem:

4.4.1 - POTÊNCIA EQUIVALENTE DE RUÍDO (NEP)

Por definição é a raiz quadrática média da potência radiante incidente, ou simplesmente a potência RMS, que gera um sinal de tensão RMS igual ao sinal de tensão RMS gerado pelo ruído. Obviamente é necessário um certo cuidado na interpretação desta definição, pois na prática não é possível distinguir o sinal do ruído, se o primeiro é igual ao segundo. Na realidade o valor de relação sinal/ruído é extrapolado linearmente de modo a resultar numa relação sinal/ruído unitária.

O NEP envolve a medida do sinal do detetor quando exposto à radiação, e a do sinal sem radiação incidente, isto é, do ruído. Para a medida é importante o conhecimento das seguintes condições experimentais:

- 1) Como a distribuição espectral da radiação da fonte depende da sua temperatura (ver Equação 1.1 e Figura 1.2), ela deve ser

especificada. Dependendo da temperatura da fonte, maior ou menor será a potência irradiada dentro de um determinado intervalo de comprimentos de onda. Este intervalo deve ser coerente com o intervalo espectral de resposta do detetor. Para detetores que respondem além de $2 \mu\text{m}$ é usual empregar uma fonte do tipo corpo negro, aquecida a 500K, cujo pico de emitância está em cerca de $5,8 \mu\text{m}$ (ver Figura 1.2).

- 2) A largura de faixa, Δf , do circuito eletrônico de medida deve ser conhecida, pois, como visto na secção anterior, influi na tensão de ruído do detetor.
- 3) A frequência de modulação da radiação incidente também deve ser especificada, já que influi tanto no sinal quanto no ruído. O valor mais usual é de $f = 900 \text{ Hz}$.
- 4) A temperatura de operação do detetor desempenha papel fundamental tanto no sinal quanto no ruído, devendo portanto ser especificada.
- 5) A área sensível do detetor deve ser conhecida, pois tanto o sinal quanto o ruído dependem dela.
- 6) A densidade de potência incidente sobre o detetor obviamente deve ser especificada.
- 7) Finalmente o campo de visão do detetor (FOV) e a temperatura ambiente são parâmetros importantes, pois estão relacionados com o ruído quântico da radiação de fundo.

A potência equivalente de ruído ou NEP é dada por (Kruse et alii, 1963; Hudson, 1969):

$$\text{NEP} (T_{\text{BB}}, f, \Delta f) = H A (V_N/V_S) , \quad (4.18)$$

onde H é a densidade de potência de corpo negro incidente em $W.cm^{-2}$; A é a área do detetor em cm^2 ; V_N e V_S são as tensões de ruído e de sinal, respectivamente, em V . O NEP é medido em W , e as quantidades entre parâmetros representam a temperatura de corpo negro da fonte, a frequência de modulação da radiação incidente e a largura de faixa do circuito eletrônico de medida, respectivamente.

4.4.2 - DETETIVIDADE (D^*)

É uma figura de mérito independente da área do detetor, obtida através da relação (Kruse et alii, 1963; Hudson, 1969):

$$D^*(T_{BB}, f, \Delta f) = \frac{(A\Delta f)^{1/2}}{NEP} , \quad (4.19a)$$

ou usando a Equação 4.18:

$$D^*(T_{BB}, f, \Delta f) = (\Delta f/A)^{1/2} \frac{V_S}{V_N} \frac{1}{H} . \quad (4.19b)$$

As unidades de D^* são $cm.Hz^{1/2}.W^{-1}$ e as condições de medida são as mesmas estabelecidas para o NEP, com exceção da área do detetor, que não precisa mais ser especificada.

4.4.3 - RESPONSIVIDADE (R)

É definida como a tensão de sinal por unidade de potência incidente sobre o detetor. É medida em V/W e é dada pela relação (Kruse et alii, 1963; Hudson, 1969):

$$R = \frac{V_S}{HA} . \quad (4.20)$$

Neste caso o ruído não é importante e, portanto, a largura de faixa Δf não precisa ser especificada. A frequência de modulação da radiação incidente, sendo menor que $1/2\pi\tau$, não precisa ser especificada. Entretanto é necessário conhecer a temperatura de corpo negro, a área do detetor e sua temperatura de operação.

4.4.4 - RESPOSTA ESPECTRAL

O intervalo de comprimentos de onda no qual o detetor é sensível e o comprimento de onda máximo ao qual o detetor responde podem ser obtidos levantando a curva D^* versus λ ou R versus λ , suplementadas pelo comprimento de onda de corte (λ_{CO}) do detetor. Teoricamente o comprimento de onda de corte do detetor seria o correspondente ao intervalo de energias proibidas do material, a partir do qual a resposta do detetor cairia bruscamente a zero. Devido à resolução limitada do monocromador e a possíveis efeitos de densidade de estados imergentes na região de energias proibidas, isso não ocorre, o que faz com que a resposta do detetor caia a zero, dentro de um intervalo de $1 \mu\text{m}$ ou mais. A Figura 4.4 ilustra esse fato, mostrando a resposta de um fotocondutor real de $\text{Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ e a resposta teoricamente esperada.

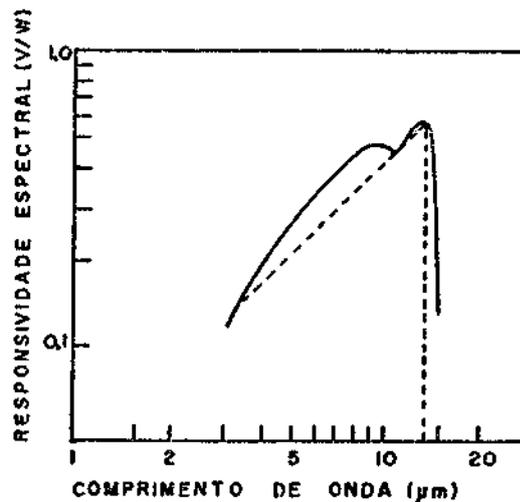


Fig. 4.4 - Responsividade espectral de um fotocondutor de $\text{Pb}_{0,8}\text{Sn}_{0,2}\text{Te}$ resfriado a 77K, baseada em Melngailis and Harman (1968).

A linha tracejada representa a resposta teoricamente esperada.

A resposta espectral também pode ser dada em termos de resposta relativa, método aliás aqui utilizado.

O critério adotado para definição de λ_{CO} é aquele no qual o sinal do detetor cai a 50% do valor de pico, havendo contudo divergências com relação a este valor (Kruse et alii, 1963).

Finalmente vale observar que ao levantar a resposta espectral, deve-se manter a densidade de potência incidente constante. Como $J_\lambda = H_\lambda \lambda / hc$, o fluxo de fótons (J_λ) aumenta conforme λ aumenta. Isto explica a forma característica da curva de resposta de um detetor quântico.

Com relação à curva de resposta relativa, adotou-se o seguinte procedimento. Seja, para um determinado comprimento de onda λ :

- H_λ a densidade de potência incidente;
- T_λ a curva de transmissão do monocromador;
- R_λ^P a resposta relativa conhecida de um detetor padrão;
- $V_{S,\lambda}^P$ o sinal medido pelo detetor padrão

Com isso, obtêm-se:

$$V_{S,\lambda}^P = H_\lambda T_\lambda R_\lambda^P. \quad (4.21)$$

Como $V_{S,\lambda}^P$ é medido e R_λ^P é uma curva conhecida, obtêm-se um fator de correção para a emitância da fonte e para a transmitância do monocromador, o qual é dado por:

$$C_{N,\lambda} = \frac{V_{S,\lambda}^P}{R_\lambda^P}. \quad (4.22)$$

Logo, para um detetor cuja resposta espectral é desconhecida, esta é dada por:

$$R = \frac{V_{S,\lambda}}{C_{N,\lambda}}, \quad (4.23)$$

onde R_λ é a resposta relativa do detector e $V_{S,\lambda}$ é o sinal medido com o detector. Para obtenção da curva $C_{N,\lambda}$, mostrada na Figura 4.5, foram utilizados 2 dispositivos fotovoltaicos de PbSnTe (Barnes).

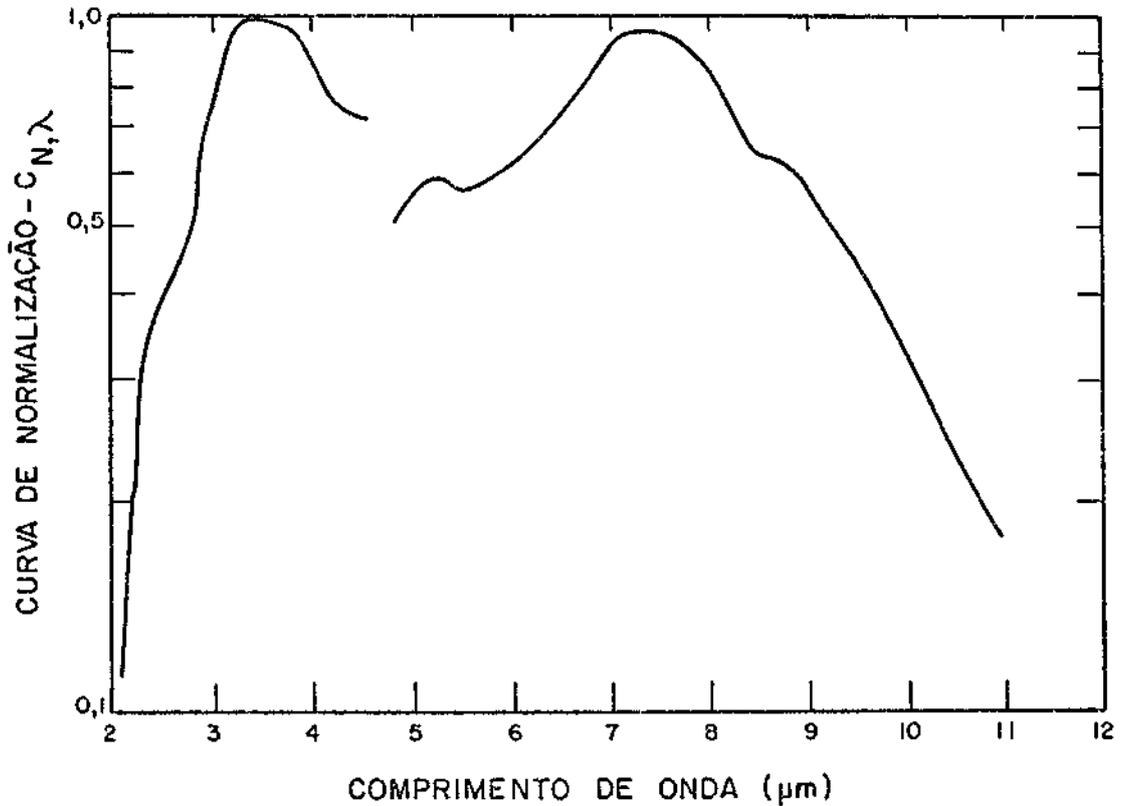


Fig. 4.5 - Curva de correção $C_{N,\lambda}$ para obtenção da resposta relativa de detectores.

A descontinuidade na curva representa a mudança de rede do monocromador. As redes utilizadas estão centradas em 4 e 8 μm .

4.4.5 - DETETIVIDADE DE PICO ($D_{\lambda_p}^*$)

É o valor máximo da detetividade espectral e pode ser obtido a partir da detetividade de corpo negro através da relação (Kruse et alii, 1963):

$$D^*(T_{BB}, f, \Delta f) = F D_{\lambda_p}^*(\lambda_p, f, \Delta f) , \quad (4.24)$$

onde F é a razão entre a potência utilizada pelo detetor em λ_p e a potência total de corpo negro incidente:

$$F = \int_0^{\infty} \frac{R_{\lambda}}{R_{\lambda_p}} \frac{H_{\lambda}(T_{BB})}{H(T_{BB})} d\lambda . \quad (4.25)$$

Na Equação 4.25 $R_{\lambda}/R_{\lambda_p}$ representa a razão entre a resposta relativa em λ e a resposta relativa em λ_p ; $H_{\lambda}(T_{BB})$ é a densidade de potência espectral; $H(T_{BB})$ é a densidade de potência de corpo negro.

A Figura 4.6 mostra o fator f em função de λ_p e de T_{BB} para detetores limitados por ruído quântico e com campo de visão (FOV) de 180° . O campo de visão FOV define a cena vista pelo detetor e, portanto, a quantidade de radiação de fundo que o atinge. Analogamente à detetividade, a responsividade de pico (R_{λ_p}) pode ser relacionada com a responsividade de corpo negro (R).

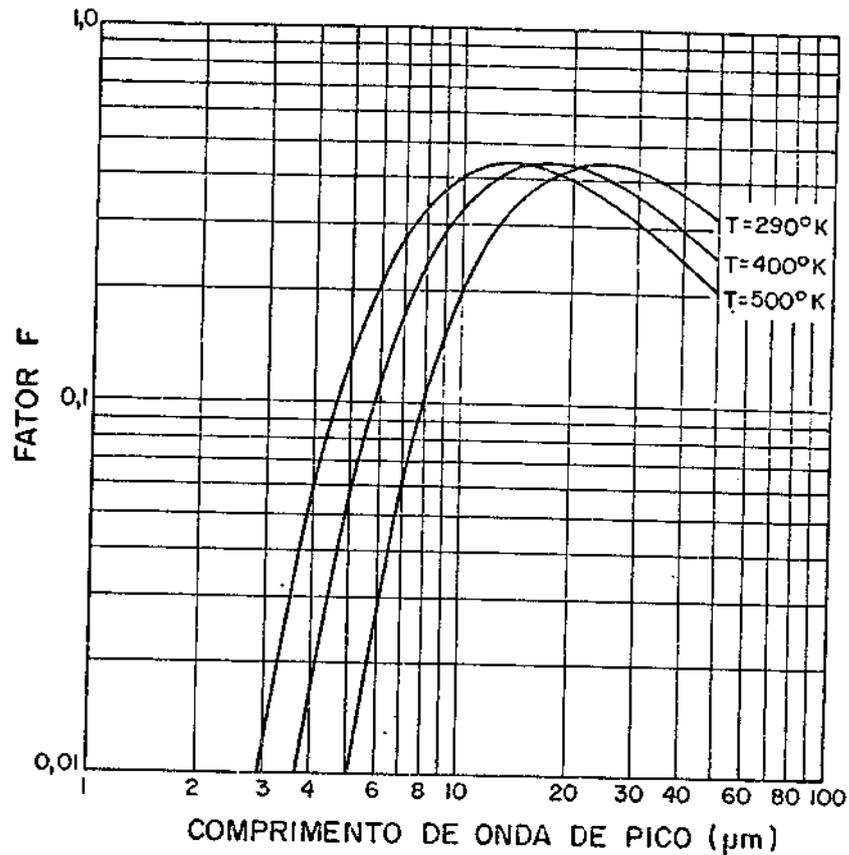


Fig. 4.6 - Fator F para conversão de D^* em $D^*_{\lambda p}$ em função de T_{BB} e λp .

FONTE: Kruse et alii (1963), Figura 9.11, p. 363.

4.4.6 - TEMPO DE RESPOSTA (τ)

Em fotocondutores, o tempo de resposta do dispositivo está associado ao tempo de vida de portadores majoritários. Um meio relativamente simples de determiná-lo é através de medidas de responsividade, em altas frequências de modulação da radiação incidente. A dependência da responsividade com a frequência de modulação é dada por (Hudson, 1969):

$$R(f) = \frac{R_0}{(1 + 4\pi^2 f^2 \tau^2)^{1/2}}, \quad (4.26)$$

onde R_0 é a responsividade em baixas frequências ($f \ll 1/2\pi\tau$), onde a dependência com esta última praticamente inexistente; f é a frequência de modulação da radiação; τ é o tempo de resposta do fotocondutor. A Figura 4.7 mostra essa dependência e a maneira convencional de definir τ .

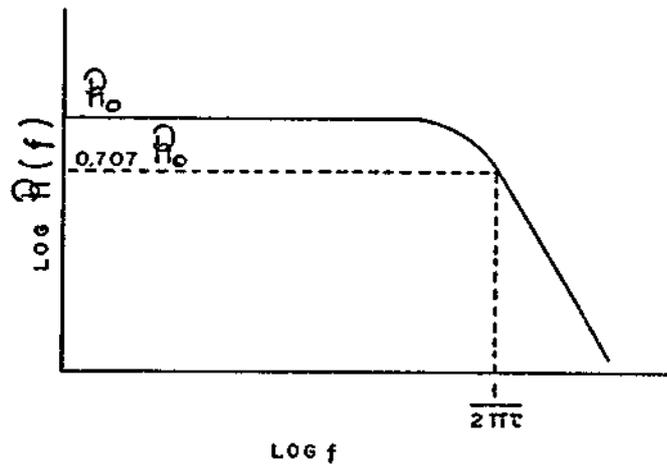


Fig. 4.7 - Dependência da responsividade com a frequência de modulação da radiação.

FONTE: Kruse et alii (1963), Figura 8.2, p. 274.

O método descrito requer, no caso de tempos de resposta muito curtos ($1 \mu\text{s}$ ou menos), frequências da ordem de 1 MHz, as quais são praticamente impossíveis de ser obtidas com moduladores mecânicos. Neste caso são frequentemente utilizados lasers modulados em altas frequências.

CAPÍTULO 5

CARACTERIZAÇÃO DOS DISPOSITIVO E CONCLUSÕES

5.1 - INTRODUÇÃO

Foram construídos várias séries de dispositivos, das quais duas séries, chamadas FC-1 e FC-2, são aqui analisadas. Ambas correspondem a um mesmo cristal, mas possuem parâmetros de recozimento diferentes. A série FC-1 corresponde ao recozimento relatado no Capítulo 3, ou seja, 13 dias a 565°C e 24 horas a 450°C. A série FC-2 corresponde a um recozimento de 5 dias a 580°C e de 36 dias a 446°C.

Foram levantadas medidas de resposta espectral relativa, detetividade e responsividade. Todas as medidas foram efetuadas com o criostato descrito no Capítulo 3, com o qual se conseguiu uma temperatura de operação de cerca de 100K. As medidas de detetividade e responsividade levam em conta a atenuação do sinal pela janela de KRS-5, cuja curva de transmissão é mostrada na Figura 5.1.

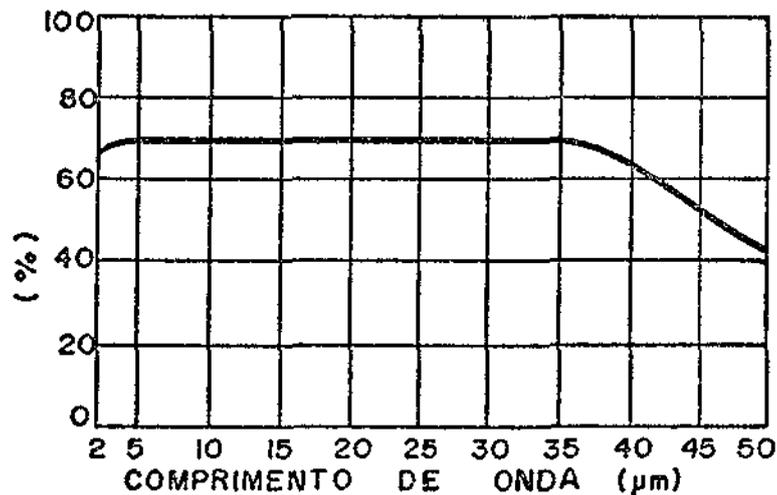


Fig. 5.1 - Curva de transmissão de KRS-5, com espessura de 2mm.

FONTE: Hudson (1969), Figura 5.26, p. 218.

5.2 - ARRANJOS EXPERIMENTAIS E RESULTADOS

Viu-se no capítulo anterior que tanto o sinal (Equação 4.12) quando o ruído (Equações 4.16 e 4.17) dependem da tensão de polarização aplicada ao dispositivo. Isto significa que deve haver um valor ideal de V_B para o qual a relação sinal/ruído seja máxima. Este valor deve ser determinado experimentalmente; para este fim desenvolveu-se o circuito ilustrado na Figura 5.2

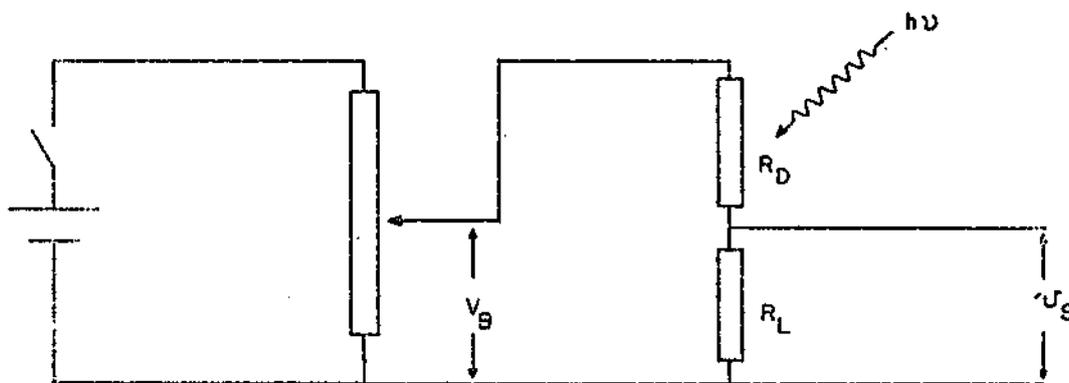


Fig. 5.2 - Circuito para polarização de fotocondutores.

A alimentação é feita por uma bateria alcalina de 1,5 V. A bateria e o potenciômetro (Helipot de 0 a 200 ohms) estão acondicionados para voltímetro DC (V_B) e amplificador (V_S) e entradas para R_L e R_D . Veja ainda Apêndice A.

A montagem experimental para esta medida está ilustrada na Figura 5.3, onde a fonte de sinal consiste em um "Glow Bar" cuja temperatura é da ordem de 1500K e cuja emissividade é de 0,8 entre 2 e 15 μm . Variando a tensão de polarização, mede-se a tensão de sinal e a tensão de ruído, obtendo-se o gráfico da Figura 5.4 para o dispositivo FC-11. Os quatro dispositivos restantes da série, isto é, FC-12, FC-13, FC-44 e FC-15, apresentaram comportamento semelhante, tendo-se escolhido o FC-11 como exemplo típico.

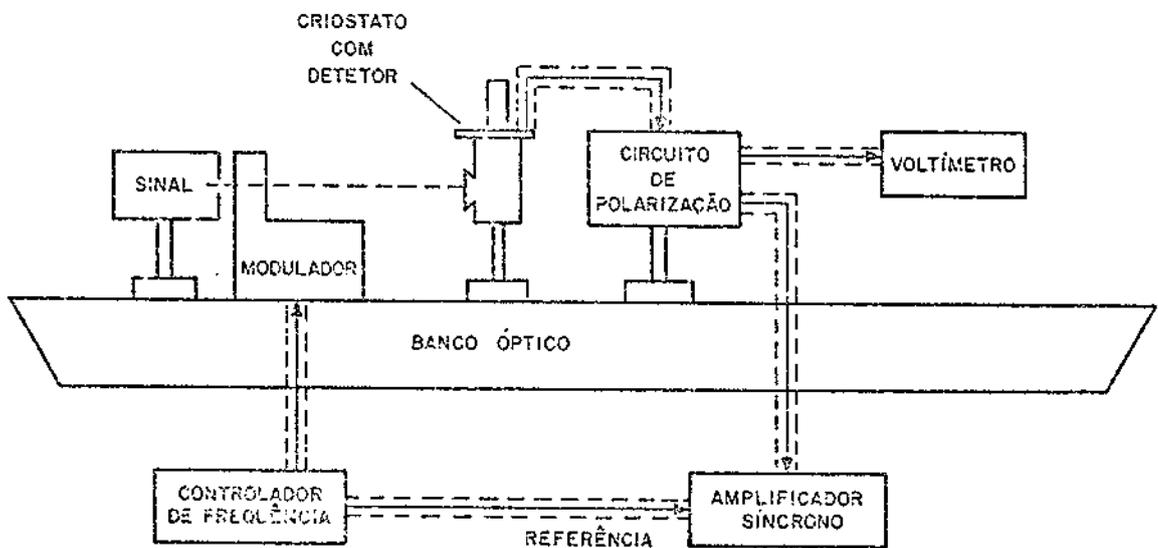


Fig. 5.3 - Banco óptico e equipamento básico para caracterização de de tetores.

A fonte de sinal é do tipo "Glow Bar" para medidas de polarição ideal e resposta relativa, e do tipo corpo negro (500K - Infrared Industries Inc., model 414) para medidas de detetividade e responsividade. O amplificador é do tipo "Lock-in Amplifier" (Princeton Applied Research, model 124A e pré-amplificador PAR 116), sincronizado com o modulador (PAR, model 192). O banco óptico possui suportes do tipo X-Y-Z para alinhamento dos componentes.

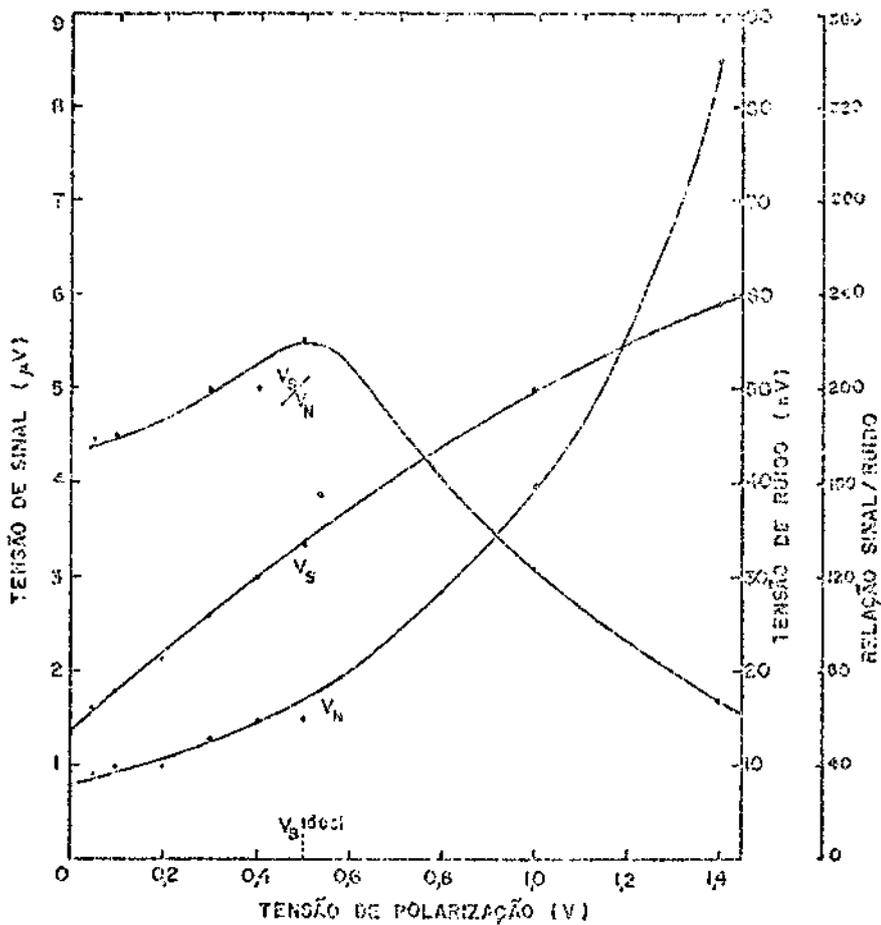


Fig. 5.4 - Determinação experimental de V_B ideal para FC-11, cuja resistência a 100K (Temperatura conseguida com o criostato) é de 8,4 ohms.

A medida foi feita em 900 Hz, com uma largura de faixa Δf igual a 14 Hz.

Nota-se na Figura 5.4 que o sinal, de início, varia linearmente com V_B . A partir de certo ponto começa a haver saturação devido ao limite de dissipação do dispositivo. O ruído, por outro lado, inicialmente cresce a uma taxa menor que o sinal, mas a medida que a corrente de polarização aumenta, aumenta a dissipação de calor do dispositivo, o que faz com que o ruído cresça rapidamente. Isto resulta em uma curva de relação sinal/ruído bastante espalhada, como mostra a Figura 5.4. O valor ideal obtido é mantido fixo durante o processo de caracterização do dispositivo.

As medidas de detetividade e responsividade utilizam basicamente o mesmo arranjo esquematizado na Figura 5.3. Porém a fonte "Glow Bar" é substituída por uma fonte do tipo corpo negro a 500 K (Infrared Ind., model 413). A potência incidente no detetor é medida substituindo-o por um radiômetro calibrado (Laser Precision Corporation, model Rs 3940).

A resposta espectral relativa é obtida utilizando a fonte do tipo "Glow Bar" e inserindo entre o modulador e o detetor um monocromador (Oriel, model 7240, com redes centradas em 4 e 8 μm). A Figura 5.3 ilustra o arranjo a menos do monocromador.

Os resultados obtidos são mostrados na Figura 5.5. A Tabela 5.1 mostra também as características do detetor FC-23 e, a título de comparação, as características de um fotocondutor de PbSnTe relatadas por Kruse (1980); Melngailis e Harman (1968). A resposta espectral deste último é mostrada na Figura 4.4.

A Figura 5.6 mostra o limite teórico da detetividade para detetores de PbSnTe, limitados por ruído interno (Térmico), com eficiência quântica unitária, em função da temperatura de operação e do comprimento de onda de corte.

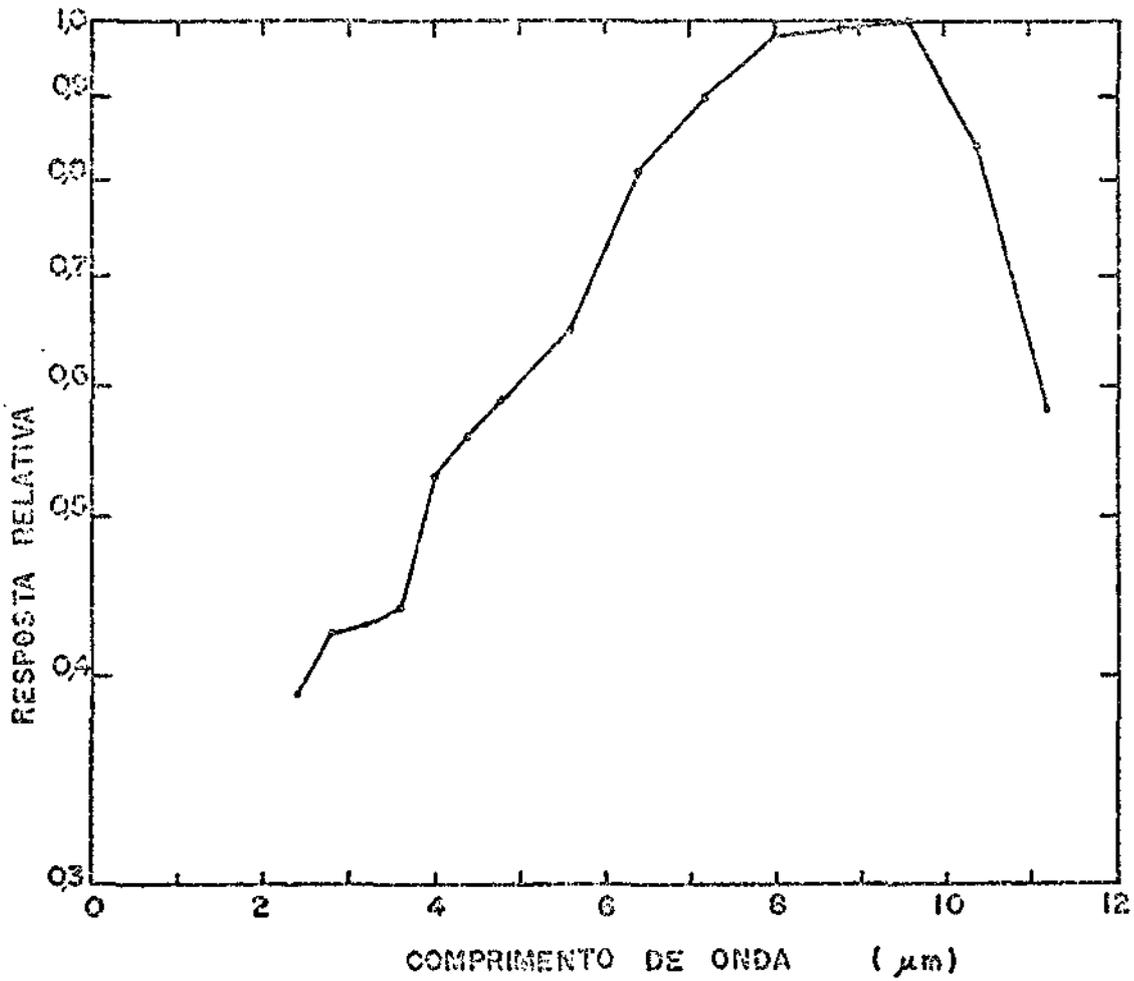


Fig. 5.5 - Resposta espectral relativa de FC-11.

O comprimento de onda de corte (λ_{CO}) é igual a 11,4 μm , de acordo com o critério estabelecido no Capítulo anterior.

TABELA 5.1

CARACTERÍSTICAS BÁSICAS DE FC-11 E FC-23

	FC-11	FC-23	MELNGAILIS E HARMAN, 1968; KRUSE, 1980
FRAÇÃO MOLAR DE Sn	0,20	0,20	0,20
RECOZIMENTO:			
1ª FASE T(°C)	565	580	600
t(dias)	13	5	8
2ª FASE T(°C)	450	446	450
t(dias)	1	36	56
CONCENTRAÇÃO HALL A 77K (cm ⁻³)	$p = 4,7 \times 10^{16}$	$p = 2,3 \times 10^{17}$	$n = 7,5 \times 10^{15}$
MOBILIDADE HALL A 77K (cm ² V ⁻¹ .s ⁻¹)	2×10^4	1×10^4	$3,2 \times 10^4$
DETETOR:			
ÁREA (cm ²)	0,04	0,013	0,015
COMPRIMENTO (cm)	0,4	0,19	0,15
ESPESSURA (cm)	0,013	0,007	0,005
TEMPERATURA DE OPERAÇÃO (K)	100	100	77
RESISTÊNCIA (ohms)	8,4	35,5	13
POLARIZAÇÃO V _B (V)	0,5	0,3	—
I _B (mA)	29,6	4,2	30
DENSIDADE DE POTÊNCIA INCIDENTE (W.cm ⁻²)	Corpo Negro 2×10^{-4}	Pico 75×10^{-6}	—
SINAL (V)	11×10^{-6}	$0,38 \times 10^{-6}$	—
RUÍDO (V) ³	4×10^{-9}	7×10^{-9}	—
RESPONSIVIDADE (V.W ⁻¹)	1,4	0,16	—
RESPONSIVIDADE DE PICO (V.W ⁻¹)	3,4	0,4	0,6
COMPRIMENTO DE ONDA DE PICO (µm)	9,6	8	14
DETETIVIDADE ($\frac{\text{cm.Hz}^{1/2}}{\text{W}}$)	7×10^8	3×10^7	—
DETETIVIDADE DE PICO (cm.Hz ^{1/2} .W ⁻¹)	$1,7 \times 10^9$	7×10^7	1×10^8
FREQUÊNCIA DE MODULA ÇÃO	900 Hz	900 Hz	—
LARGURA DE FAIXA	115 Hz	115 Hz	—
FOV	60°	60°	—

³Ver Apêndice B.

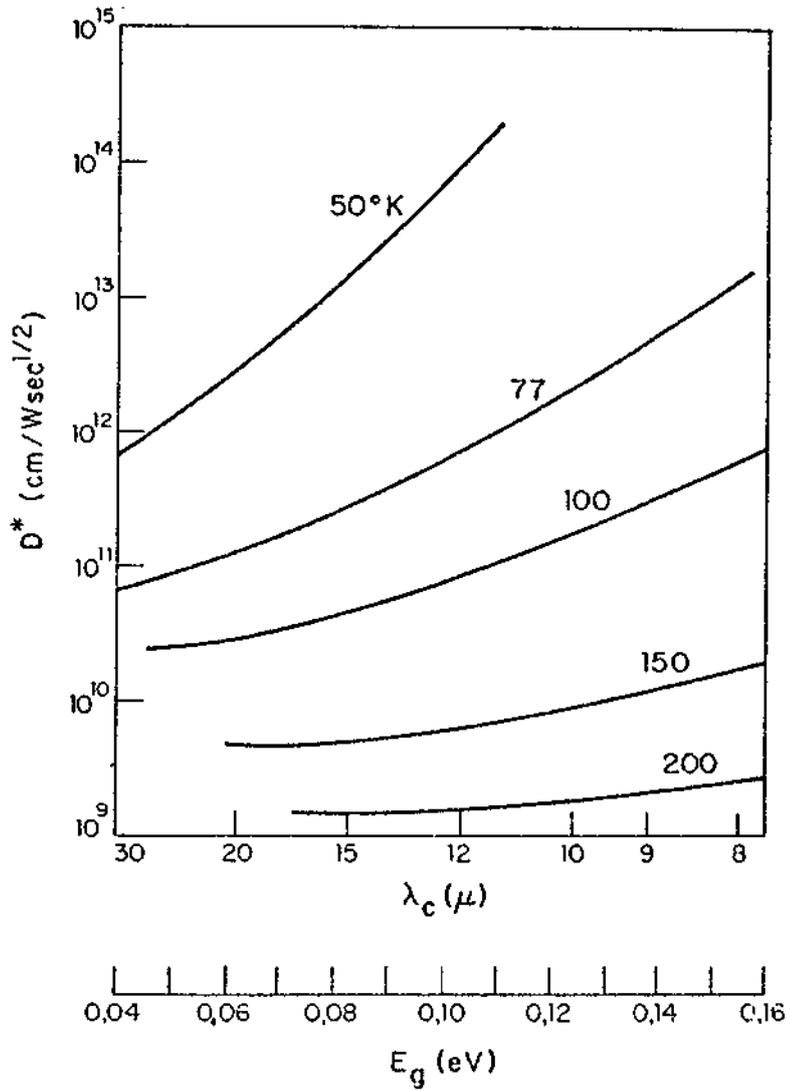


Fig. 5.6 - Limite teōrico para a detetividade de pico de detetores fotovoltaicos de PbSnTe, em funçāo do comprimento de onda de pico e da temperatura de operaçāo.

FONTE: Melngailis and Harman (1970), Figura 30, p. 162.

5.3 - DISCUSSÃO E CONSIDERAÇÕES FINAIS

Como visto anteriormente no Capítulo 4, a determinação experimental do tempo de resposta do fotocondutor é impraticável com moduladores mecânicos. Deve-se notar ainda que não foi feita nenhuma distinção entre tempo de resposta do dispositivo e tempo de vida de portadores. Em geral há uma diferença, já que o tempo de vida dos portadores varia ao longo do cristal, sendo menor na superfície, onde defeitos atuam como centros de recombinação. O tempo de resposta do fotocondutor corresponde a uma média entre os tempos de vida dos portadores na superfície e no interior do cristal. Desde que o sinal (Equação 4.12) — e, portanto, a responsividade (Equação 4.20) — é diretamente proporcional ao tempo de resposta do dispositivo para baixas frequências ($f \ll 1/2\pi\tau$), é possível uma estimativa do tempo de resposta do fotocondutor.

Das Equações 4.12 e 4.20, com a aproximação de $4\pi^2 f^2 \tau^2 \ll 1$ (Por exemplo, supondo que $\tau = 10^{-6}$ s, basta fazer $f \ll 160$ KHz), obtêm-se:

$$R_\lambda = \frac{V_B}{4hc} \left(\frac{b+1}{nb+p} \right) \frac{n \lambda_p \tau}{\epsilon wd}, \quad (5.1)$$

Para o PbSnTe, $\mu_e \approx \mu_h$; portanto $b \approx 1$ (Long, 1980, Apêndice C, p. 137). Para o dispositivo FC-11 vale a aproximação $p \gg n$; logo:

$$R_\lambda = \frac{V_B}{2hc} \frac{1}{p} \frac{n \lambda_p \tau}{\epsilon wd}, \quad (5.2)$$

Da Equação 4.6, obtêm-se com as aproximações acima:

$$R_D = \frac{1}{e\mu p} \frac{\epsilon}{wd}. \quad (5.3)$$

Substituindo a Equação 5.3 na Equação 5.2, obtêm-se:

$$\tau = \frac{2hc\lambda^2 R_\lambda}{\lambda e \mu_n V_B R_D} \quad (5.4)$$

Para o detetor FC-11, o comprimento λ é de 0,4 cm e a eficiência quântica estimada é de 0,49. Usando os valores da Tabela 5.1 para λ_p , obtêm-se um tempo de resposta $\tau = 3,4 \times 10^{-6}$ s. O tempo de resposta para o fotocondutor descrito por Melngailis e Harman (1968) e Kruse (1980) (3ª coluna da Tabela 5.1) é de $1,5 \times 10^{-8}$ s e o valor calculado pela Equação 5.4 é de $4,1 \times 10^{-8}$ s. Por outro lado, segundo Melngailis e Harman (1968), o tempo de vida de portadores calculado para recombinação radioativa é da ordem de 10^{-5} s, o que indica que para o detetor referenciado acima o tempo de resposta medido ($1,5 \times 10^{-8}$ s) é fortemente determinado por imperfeições cristalinas. Neste trabalho o tempo de resposta calculado pela Equação 5.4 é coerente com o previsto para recombinação radioativa. Isto indica um cristal mais perfeito, no sentido de possuir menos defeitos que possam atuar como centros de recombinação. Vale ainda notar que o ganho fotocondutivo (número de elétrons que passa através do circuito externo para cada fóton absorvido) dado por $g = \tau/T_T$ (onde τ é o tempo de vida dos majoritários e T_T é o tempo de trânsito dos portadores entre os eletrodos) requer τ grande ou T_T pequeno. Como τ grande não é desejável na maioria das vezes, deve-se minimizar o tempo de trânsito T_T . O tempo de trânsito T_T é dado por $T_T = \lambda^2/\mu V_A$, onde λ é a distância entre os eletrodos no fotocondutor, μ é a mobilidade dos majoritários; V_A é a tensão aplicada ao fotocondutor. Isto significa que a minimização de T_T é feita diminuindo o comprimento λ do fotocondutor, ou usando material com altas mobilidades de majoritários. Esta é uma desvantagem intrínseca entre fotocondutores de PbSnTe e HgCdTe, porque nestes últimos a razão $b = \mu_e/\mu_h$ é da ordem de 50, o que torna o material do tipo n ideal para detetores fotocondutivos (Long, 1980).

Na Figura 5.4, onde é mostrada a variação da tensão de sinal V_S com a tensão de polarização, nota-se que o sinal V_S não vai

a zero quando V_B vai a zero, como previsto pela Equação 4.12. Este comportamento é típico em ligas ternárias tais como HgCdTe e PbSnTe (Kruse, 1965). Gradientes na concentração (fração molar de Sn) podem determinar a separação dos portadores foto-gerados. Este efeito é chamado efeito fotovoltaico interno.

Para eliminar a hipótese de barreira de potencial nos contatos elétricos, cobriram-se os contatos de um dos dispositivos (FC-15) com araldite (Foi levantado um espectro de transmissão de uma película de araldite, entre 2 e 16 μm , obtendo-se transmitância nula no intervalo). O sinal do dispositivo, sem polarização, foi reduzido apenas pelo fator correspondente à redução da sua área sensível. Além disso foram levantadas curvas $I \times V$ para os dispositivos da série FC-2, não se encontrando nenhuma retificação. A Figura 5.7 mostra a curva $I \times V$ para o dispositivo FC-23, onde se nota apenas uma pequena diferença da resistência, dependendo da polarização. A Figura 5.8 mostra o comportamento do sinal, do ruído e da relação sinal/ruído com a polarização. Nota-se nesta Figura que o sinal fotovoltaico interno tanto se adiciona ao sinal fotocondutivo como se subtrai dele. As principais características do dispositivo FC-23 são mostradas na Tabela 5.1. A Figura 5.9 mostra o comportamento acima descrito para fotocondutores de HgCdTe, onde se nota que a diferença entre a resposta do dispositivo polarizado e não polarizado não é maior que um fator de 10.

Também é digno de nota o fato de que os contatos elétricos, embora ôhmicos, não são satisfatórios. Parte do problema é devidas às condições não ideais para deposição de ouro em vácuo e parte é devida à cola de prata utilizada, não recomendada pelo fabricante para baixas temperaturas. Isto provavelmente acarreta "stress" mecânico, que torna não reproduzíveis as medidas.

Finalmente deve-se dizer que não foi feita nenhuma correção nas medidas, devido ao fato de que a fonte de polarização não é ideal. Isto poderia introduzir fatores de correção nas características dos dispositivos, o que todavia não comprometeria a avaliação feita.

Apesar dos problemas levantados, os resultados são promissores, prevendo-se a obtenção de fotocondutores com maiores detetividades a médio prazo. Novas técnicas de purificação do material, melhor domínio sobre as técnicas de crescimento e recozimento e uma melhoria na infraestrutura existente, para colocação de contatos (Acha-se em fase de otimização a colocação de contatos com In puro), prometem bons resultados em futuro próximo.

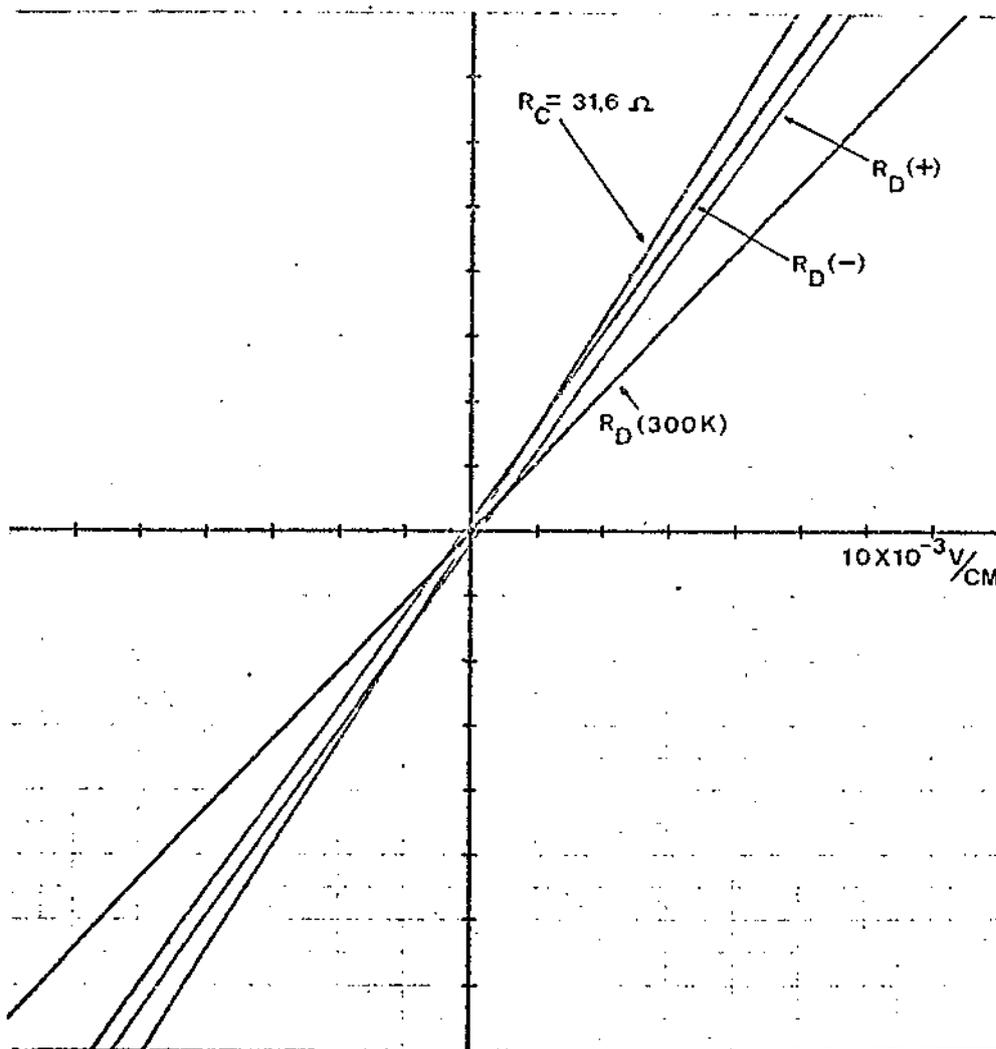


Fig. 5.7 - Curva I x V para o dispositivo FC-23.

R_C representa uma resistência de calibração do circuito de medida, fornecendo aproximadamente 1,26 mA por cm para a escala de I.

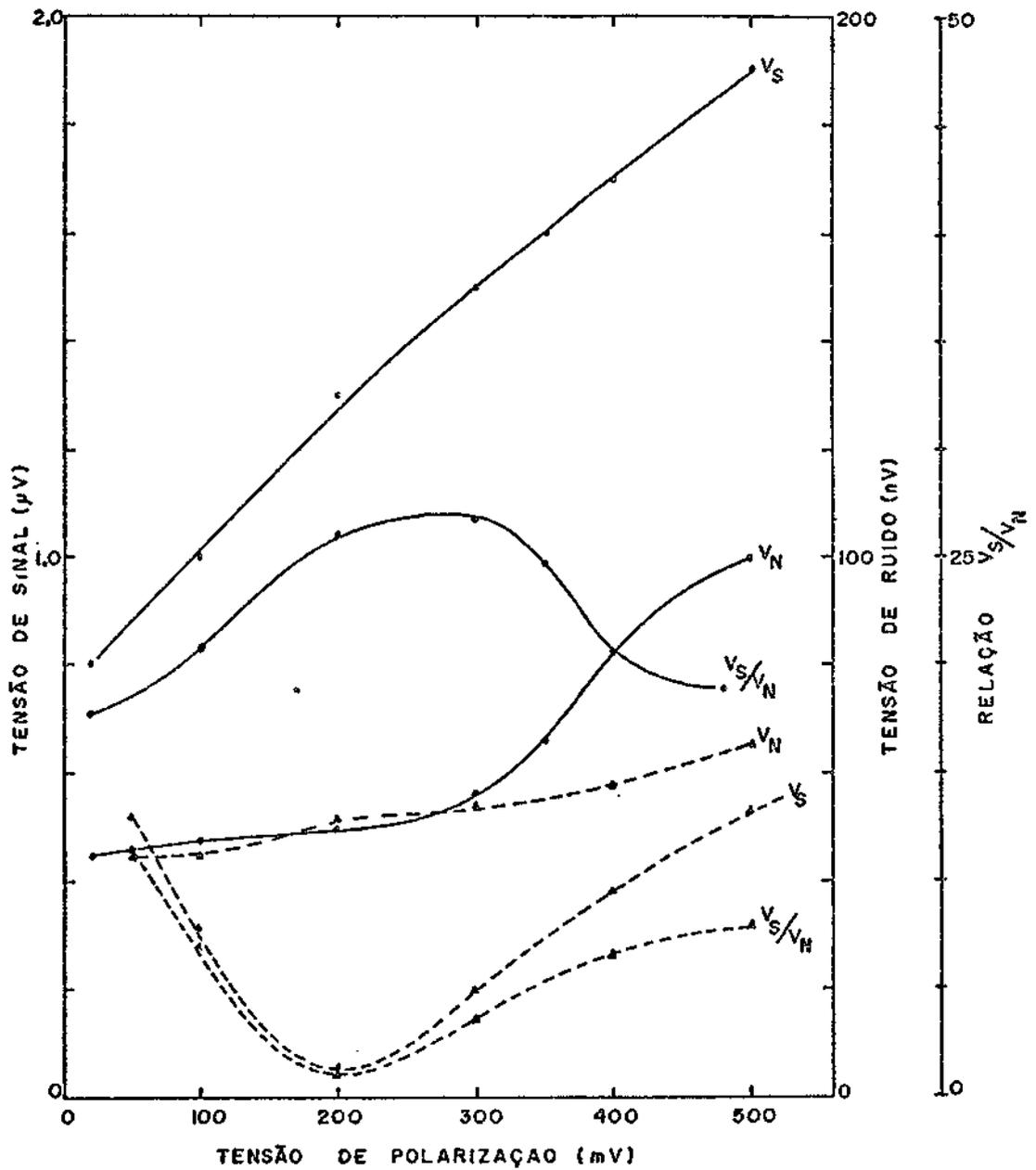


Fig. 5.8 - Comportamento do sinal e do ruído com relação à polarização.

As curvas cheias e tracejadas representam polarização (V_B) com sinal trocado. Nota-se que o sinal fotovoltaico interno tanto se adiciona ao sinal fotocondutivo como dele se subtrai.

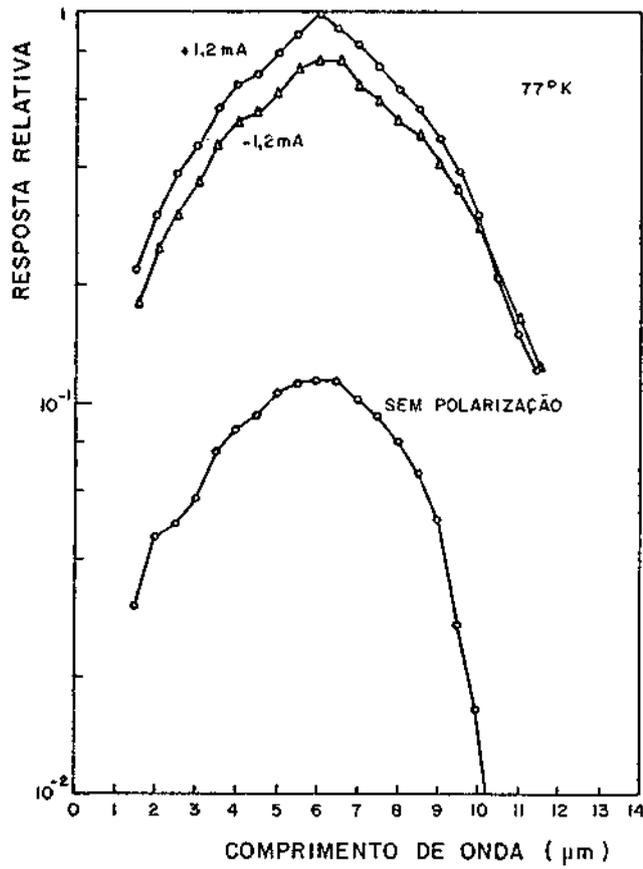


Fig. 5.9 - Resposta espectral relativa de um fotocondutor de HgCdTe, mostrando o efeito fotovoltaico interno.

A curva inferior representa a resposta do dispositivo sem polarização.

FONTE: Kruse (1965).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABRYUTINA, T.P.; GEIMAN, K.I.; GIRICH, B.G.; GUREEV, D.M.; ZASAVITSKII, I.I.; MATVEENKO, A.V.; MATSONASHVILI, B.N.; NIKOLAEV, M.I.; PELEVIN, O.V. and SHOTOV, A.P. Influence of impurities on photoluminescence of epitaxial $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($x \sim 0,2$) films. *Soviet Physics Semiconductors*, 15(5):543-547, May. 1981.
- ALLGAYER, R.S. Evolving perspectives and unifying characteristics of the IV-VI semiconductor. In: Society for Optical Engineering. *Infrared Detector Materials*. Washington, D.C., 1981. p. 2-25 (SPIE Proceedings, 285).
- AMBROZIAK, A. The interaction of electromagnetic radiation with a semiconductor. In: *Semiconductor photoelectric devices; an introduction to design*. Translated by E. Lepa. London, London Iliff Book, 1968. cap. 5, p. 60-92.
- AN, C.Y.; BANDEIRA, I.N. *Crescimento de monocristais de $Pb_{1-x}Sn_xTe$ por transporte de fase vapor, com formação de uma interface de crescimento líquido/sólido*. São José dos Campos, INPE, 1983. (INPE-2811-PRE/369).
- BARR, E.S. The infrared pioneers I - Sir William Herschel. *Infrared Physics*, 1(1):1-4, Mar. 1961.
- BUTLER, J.F.; HARMAN, T.C. Long wavelength infrared $Pb_{1-x}Sn_xTe$ diode lasers. *Applied Physics Letters*, 12(10):347-349, May. 1968.
- CALAWA, A.R.; HARMAN, T.C.; FINN, M.; YOUTZ, P. Crystal growth, annealing and diffusion of lead-tin-chalcogenides. *Transactions of the Metallurgical Society of AIME*, 242(3):374-383, Mar. 1969.
- DALVEN, R. A review of the semiconductors properties of PbTe, PbSe, PbS and PbO. *Infrared Physics*, 9(4):141-184, Dec. 1969.
- DIMMOCK, J.O.; MELNGAILIS, I.; STRAUSS, A.J. Band structure and laser action in $Pb_{1-x}Sn_xTe$. *Physical Review Letters*, 16(26):1193-1196, June 1966.

- EG & G PRINCETON APPLIED RESEARCH (PAR). *Model 124A Lock-in amplifier; Operating and service manual*. Princeton, NY, 1980. 122 p.
- GOPAL, V. Relative performance of a photoconductive detector in constant current and constant voltage bias mode. *Infrared Physics*, 21(1):31-36, 1981.
- GRUDZIEN, M.; ROGALSKI, A. Photovoltaic detectors $Pb_{1-x}Sn_xTe$ ($0 < x < 0,25$). Minority carrier lifetimes. Resistance area product. *Infrared Physics*, 21(1):1-8; 1981.
- HARMAN, T.C. Control of imperfections in crystals of $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Pb_{1-x}Sn_xSe$ and $PbS_{1-x}Se_x$. *Journal of Nonmetals*, 1(Sf):183-194, 1973.
- HUDSON, Jr., R.D. *Infrared System Engineering*. New York, John Wiley, 1969.
- JARRATT, T.O. Biasing and amplifying techniques for photoconductive detectors. In: SOWAN, F.A. *Applications of Infrared detectors*. London, Mullard, 1971. p. 26-44.
- KINOSHITA, K.; MIYAZAWA, S. Large homogeneous $Pb_{1-x}Sn_xTe$ single crystals growth by Vapor-Melt-Solid mechanism. *Journal of Crystal Growth*, 57(1):141-144, Mar. 1982.
- KRUSE, P.W. Photon effects in $Hg_{1-x}Cd_xTe$. *Applied Optics*. 4(6):687-692, June 1965.
- The photon detection process. In: KEYES, R.J. *Optical and infrared detectors*. 2. ed. Berlin, Springer Verlag, 1980. cap. 2, p. 5-69. (Topics in Applied Physics, 19).
- KRUSE, P.W.; McGLAUCHLIN, L.D.; McQUISTAN, R.D. *Elements of infrared technology generation, transmission and detection*. 2. ed. New York, John Wiley, 1983.
- LONG, D. Photovoltaic and photoconductors infrared detectors. In: KEYES, R.J. *Optical and infrared detectors*. 2. ed. Berlin, Springer Verlag, 1980. cap. 4, p. 101-147. (Topics in Applied Physics, 19).

- MELNGAILIS, I.; HARMAN, T.C. Single crystals lead-tin-chalcogenides. In: WILLARDSON, R.K.; BEER, A.C. *Semiconductors and Semimetals*. London, Academic, 1970. V. 5, cap. 4, p. 111-174.
- Photoconductivity in single crystals $Pb_{1-x}Sn_xTe$. *Applied Physics Letters*, 13(5):180-183, Sept. 1968.
- PALMER, J.M. Attaining optimum bias of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ photoconductive infrared detector. *Infrared Physical*, 19(2):243-244, Mar. 1979.
- PUTLEY, E.H. Infrared photoconductivity. In: NUDELMAN, S.; MITRA, S.S. *Optical properties of solids*. New York, Plenum, 1969. cap. 8, p. 175-195.
- SYLBERG, E.; ZEMEL, A. A study of Cd diffusion into PbTe and $Pb_{1-x}Sn_xTe$ crystals using Hall-effect conductivity and Cd solubility measurements. *Applied Physics Letters*, 31(12):807-809, 1977.
- STRAUSS, A.J. Metallurgical and Electronic properties of $Pb_{1-x}Sn_xTe$ and other IV-VI alloys. *Transactions of the Metallurgical Society of AIME*, 242(3):354-365, Mar. 1968.
- TOMASETTA, L.R.; FONSTAD, C.G. Liquid phase epitaxial growth of laser heterostructures in $Pb_{1-x}Sn_xTe$. *Applied Physics Letters*, 24(11):567-570, June 1974.
- TUCK, B. *Introduction to diffusion in semiconductors*. England, Peter Peregrinus, 1974. (IEE Monograph series, 16).
- VAN VLIET, K.M. Noise in semiconductors and photoconductors. *Proceedings of the IRE*, 46(6):1004-1018, 1958.
- WAGNER, J.W.; WILLARDSON, R.K. Growth and characterization of single crystals of PbTe-SnTe. *Transaction of the Metallurgical Society of AIME*, 242(3):366-371, Mar. 1968.

• •

APÊNDICE A

CIRCUITO DE POLARIZAÇÃO DE FOTOCONDUTORES

O circuito usual de polarização de um fotocondutor (Figura A.1) permite 2 modos de polarização (Hudson, 1969; Gopal, 1981):

- a) polarização com corrente constante,
- b) polarização com tensão constante.

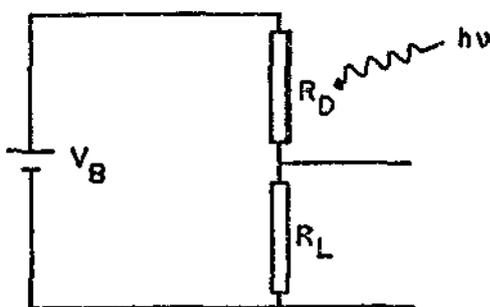


Fig. A.1 - Circuito usual de polarização de fotocondutores.

A polarização com corrente constante é obtida fazendo $R_L \gg R_D$. Neste caso a variação em R_D é muito menor que $R_L + R_D$, o que permite que a corrente no circuito se mantenha aproximadamente constante. De acordo com Gopal (1981), o circuito é bastante conveniente para detectores de HgCdTe, que possuem baixa impedância ($R_D \lesssim 100$ ohms) e requerem baixas correntes de polarização ($I_R < 100$ mA), tal qual fotocondutores de PbSnTe. Todavia, segundo o mesmo autor, sendo $R_L \ll R_D$, a constante de tempo do circuito pode ser grande, havendo risco de limitação na resposta do detector. Para detectores com alta frequência, que requerem altas correntes de polarização, o método poderá apresentar ainda a desvantagem de exigir uma fonte DC de alta tensão.

O método de polarização com tensão constante é obtido fazendo $R_L = R_D$ (Hudson, 1969; Gopal, 1981; Palmer, 1979). Deve-se notar que a tensão que é mantida constante é a tensão aplicada ao conjunto $R_L + R_D$. Isto torna a nomenclatura um tanto quanto inadequada, já que

no caso anterior a tensão aplicada ao conjunto carga mais detetor também é constante. Neste sentido parece mais adequada a nomenclatura estabelecida por Jarratt (1971), que denomina o modo $R_L \approx R_D$ polarização a potência constante. Isto porque a tensão entre os terminais do detetor diminui aproximadamente na mesma proporção em que a corrente aumenta, mantendo a potência $V \times I$, aplicada ao detetor aproximadamente constante (Jarratt, 1971). O autor propõe ainda um terceiro método de polarização, que é apropriadamente denominado polarização com tensão constante. A tensão entre os terminais do detetor é mantido constante através de um diodo zener e de um transistor, como mostra a Figura A.2.

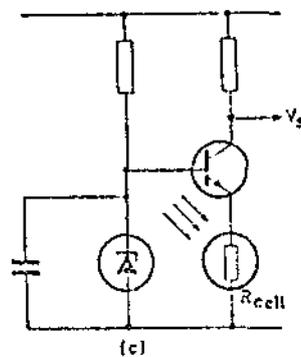


Fig. A.2 - Circuito de polarização com tensão constante para fotocondutores.

FONTE: Jarratt (1971), Figura 2.1c, p. 29.

O método, entretanto, possui a desvantagem de que a corrente de polarização do detetor é também a corrente de emissor do transistor, o que torna a condição de polarização ideal um tanto quanto difícil de ser conseguida (Jarratt, 1971).

No presente trabalho optou-se pelo método de polarização com potência constante (classificação de Jarratt, 1971), ou tensão constante (segundo o critério de Hudson, 1969; Gopal, 1981; Palmer, 1979), basicamente por questões de simplicidade e menor risco de um circuito com constante de tempo alta. A capacitância de entrada do Lock-in (PAR 124A) é de 30 pF e, portanto, com $R_D \approx 10$ ohms; fazendo $R_L \approx 100 R_D$, como é usual no caso de polarização com corrente constante, obtém-se um

RC da ordem de 3×10^{-8} s. No caso de polarização à potência constante ($R_L \cong R_D \cong 10$ ohms), obtêm-se um RC de apenas 3×10^{-10} s.

O circuito utilizado na caracterização dos dispositivos, mostrado na Figura 5.2, é reproduzido na Figura A.3.

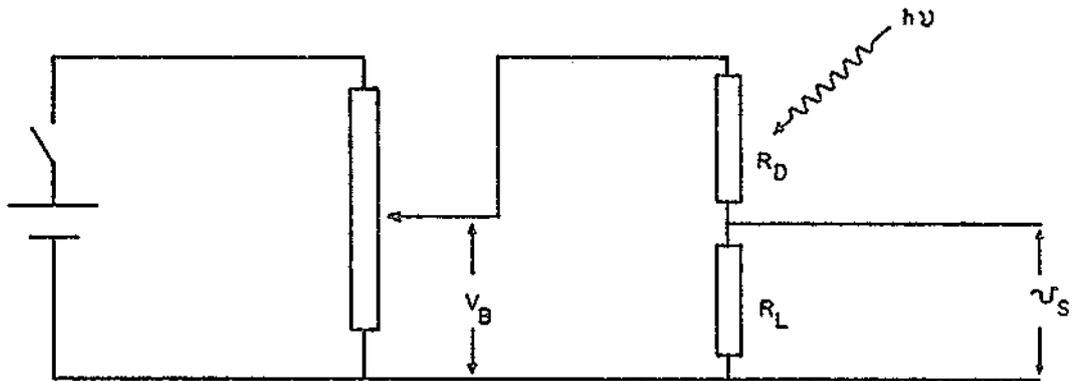


Fig. A.3 - Circuito empregado para determinação da polarização ideal para fotocondutores.

Desprezando a resistência interna da bateria, a associação de resistores em relação ao amplificador está ilustrado na Figura A.4, onde R_1 e R_2 representam duas seções do potenciômetro.

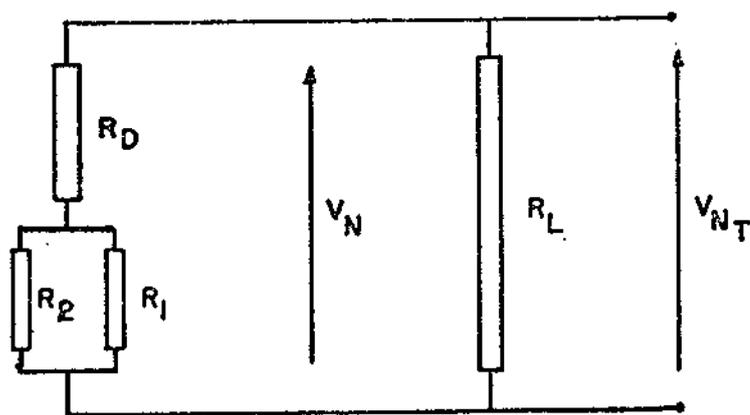


Fig. A.4 - Circuito resistivo equivalente para o cálculo do ruído térmico total.

Com base neste circuito resistivo equivalente, calcular-se-á a tensão de ruído total gerada pelo detetor mais o circuito de polarização.

Para R_D à temperatura T_D (100K) e $R_1//R_2$ à temperatura T (300K), tem-se para $\Delta f = 1$ Hz (Kruse et alii, 1963):

$$V_N = (4k_B (R_D T_D + \bar{R} T))^{1/2} , \quad (A.1)$$

onde

$$\bar{R} = R_1 R_2 / (R_1 + R_2) .$$

A relação acima pode ser expressa em termos de uma temperatura equivalente de ruído, através de (Kruse et alii, 1963):

$$V_N = (4k_B T_{NE} (R_D + \bar{R}))^{1/2} . \quad (A.2)$$

Comparando a Equação A.1 e a Equação A.2, tem-se:

$$T_{NE} = \frac{T_D R_D + T \bar{R}}{R_D + \bar{R}} . \quad (A.3)$$

Fazendo $R = R_D + \bar{R}$, tem-se finalmente que a tensão de ruído total é dada por:

$$V_{N_T} = I_{N_T} \frac{R R_L}{R + R_L} , \quad (A.4)$$

onde I_{N_T} é dado por (Kruse et alii, 1963):

$$I_{N_T} = (4k_B (T_{NE}/R + T/R_L))^{1/2} . \quad (A.5)$$

Substituindo a Equação A.5 na Equação A.4, obtêm-se:

$$V_{N_T} = (4k_B(T_{NE}/R + T/R_L))^{1/2} R_L/(R + R_L) . \quad (A.6)$$

Para o detetor FC-11 tem-se $R_L = R_D = 8,4\Omega$. Com $V_B = 0,5$ V, obtêm-se $R_1 = 170$ ohms e $R_2 = 30$ ohms. Efetuando os cálculos para $T_D = 100$ K, obtêm-se uma tensão de ruído total V_{N_T} igual a $3,3 \times 10^{-10} \text{V.Hz}^{-1/2}$. Isto é ligeiramente maior que o ruído térmico gerado apenas no detetor, que é de $V_{N_D} = 2,2 \times 10^{-10} \text{V.Hz}^{-1/2}$.

Em termos práticos este ruído não pode ser medido experimentalmente, pois o ruído interno do amplificador PAR 124A é bem maior, como se mostrará a seguir.

• •
•

APÊNDICE B

RUÍDO EM APLIFICADORES DO TIPO LOCK-IN

A figura do ruído de um amplificador é função da frequência e da carga aplicada à sua entrada e representa a quantidade de ruído que o amplificador adiciona ao ruído gerado pela carga. A figura de ruído (NF) é expressa em decibéis e definida como (EG & G Princeton Applied Research, 1980):

$$NF(dB) = 20 \log \frac{\text{Tensão RMS total de ruído na saída do amplificador}}{\text{Ganho} \times \text{Tensão RMS de ruído térmico da carga}} \quad (B.1)$$

A tensão RMS total de ruído na saída do amplificador, dividida pelo ganho, representa a tensão RMS de ruído equivalente na entrada do amplificador. Com isso a figura de ruído pode ser expressa como:

$$NF(dB) = 20 \log \frac{\text{Tensão RMS de ruído equivalente na entrada do amplificador}}{\text{Tensão RMS de ruído térmico da carga}} \quad (B.2)$$

onde a tensão RMS de ruído térmico ou Johnson da carga é dado pela expressão 4.15 (Capítulo 4).

Cada amplificador possui suas próprias figuras de ruído, que devem ser determinadas experimentalmente. As Figuras B.1 e B.2 mostram figuras de ruído para o PAR 124 A com pré-amplificador 116, no qual é possível acoplamento direto é acoplamento através de um transformador com razão de transformação de 1:100 (A ampliação proporcionada por este transformador depende também da frequência e da carga; no presente caso, esta ampliação é de aproximadamente 100).

Das Equações B.1 e 4.15 vê-se que o ruído equivalente total na entrada do amplificador é dado por:

$$V_{N_{ET}} = (4k_B TR \Delta f)^{1/2} 10^{NF/20}. \quad (B.3)$$

Isto mostra que quanto maior a figura de ruído de um amplificador, pior será seu desempenho. Em outras palavras, deve-se procurar operar o amplificador em condições tais que propiciem a menor figura de ruído possível.

Viu-se na seção anterior que o ruído teoricamente esperado para o circuito de polarização usado com o detetor FC-11 era de $3,3 \times 10^{-10} \text{ V.Hz}^{-1/2}$. Isto é equivalente a uma carga de aproximadamente 7 ohms para temperatura ambiente. Para operação a 900 Hz, com transformador, vê-se na Figura B.2 que NF é da ordem de 2 dB, o que resulta em um ruído total de

$$V_{N_{ET}} = 3,3 \times 10^{-10} \times 10^{2/20} \times 100 \text{ (razão de transformação)}$$

ou seja,

$$V_{N_{ET}} = 4,2 \times 10^{-8} \text{ V.Hz}^{-1/2} \quad \text{para } \Delta f = 1 \text{ Hz.}$$

Se o amplificador fosse sem ruído (NF = 0), o ruído total seria de $3,3 \times 10^{-8} \text{ V.Hz}^{-1/2}$. Isto mostra a impossibilidade de medir experimentalmente o ruído nos presentes detetores, conduzindo a um problema para o cálculo das detetividades. Entretanto, baseado na Equação B.3 o ruído do detetor, ou melhor, do conjunto detetor mais circuito de polarização, pode ser inferido a partir do conhecimento da carga aplicada ao amplificador e de suas figuras de ruído. Da Expressão B.3, obtêm-se:

$$V_{N_D} = \frac{V_{N_{ET}}}{10^{NF/20}}, \quad (B.4)$$

onde V_{ND} é o ruído da carga e V_{NET} é o ruído total medido experimentalmente.

Adotando este procedimento, obtém-se para o detetor FC-11 um ruído de aproximadamente $4 \times 10^{-10} \text{ V.Hz}^{-1/2}$, que é basicamente o ruído térmico calculado teoricamente. Do mesmo modo obteve-se o espectro de ruído do detetor FC-11 mostrado na Figura B.3 (no modo direto do pré-amplificador).

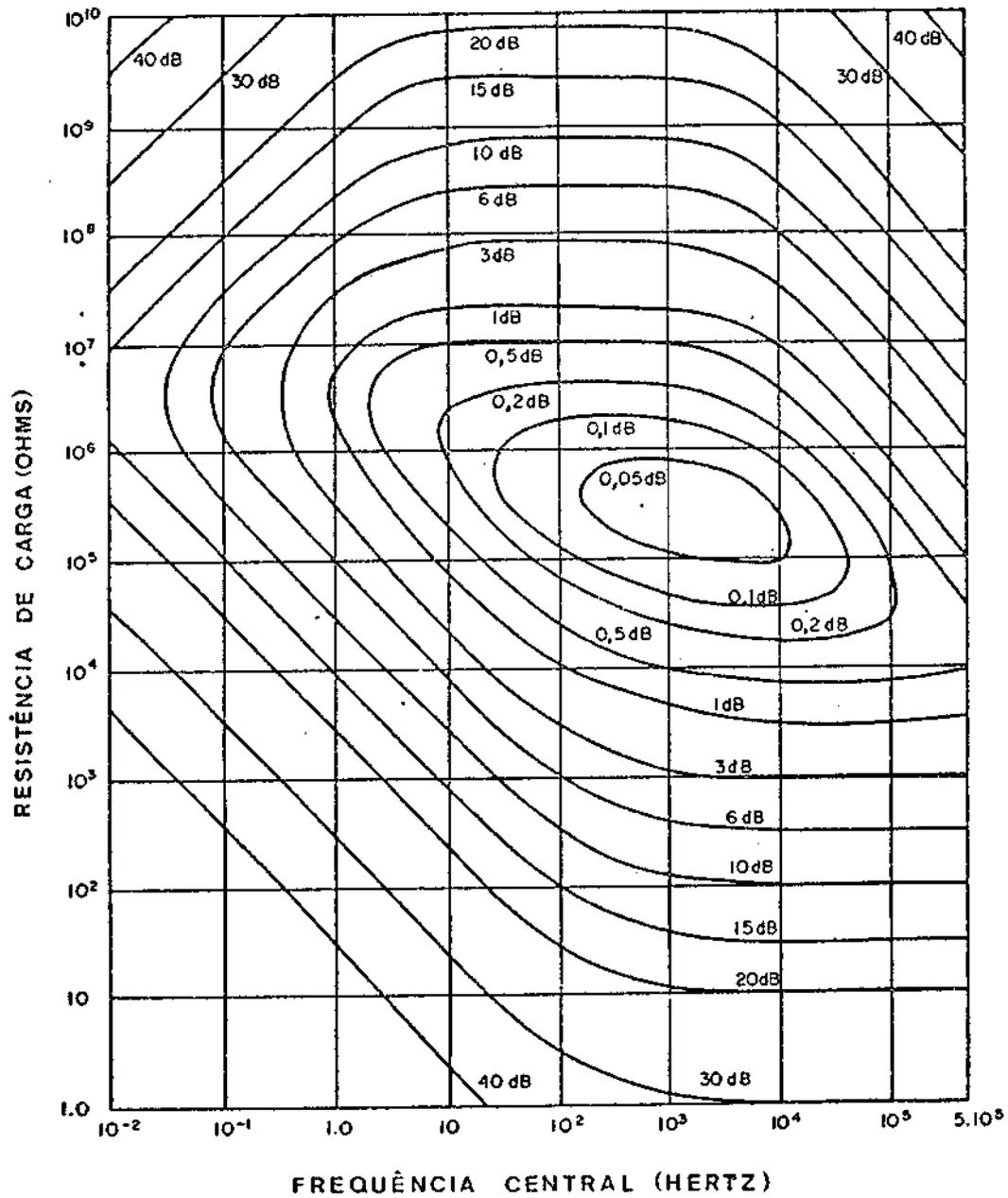


Fig. B.1 - Figuras de ruído do PAR 124A e pré-amplificador 116, modo direto.

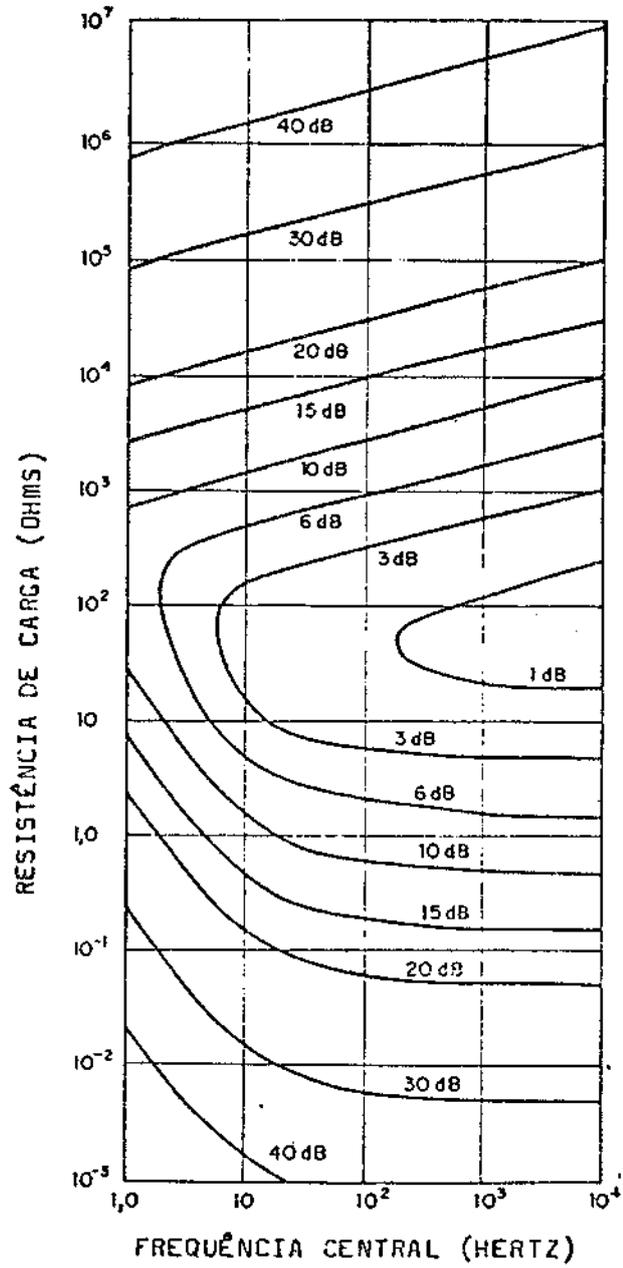


Fig. B.2 - Figuras de ruído do PAR 124A e pré-amplificador 116, modo transformador.

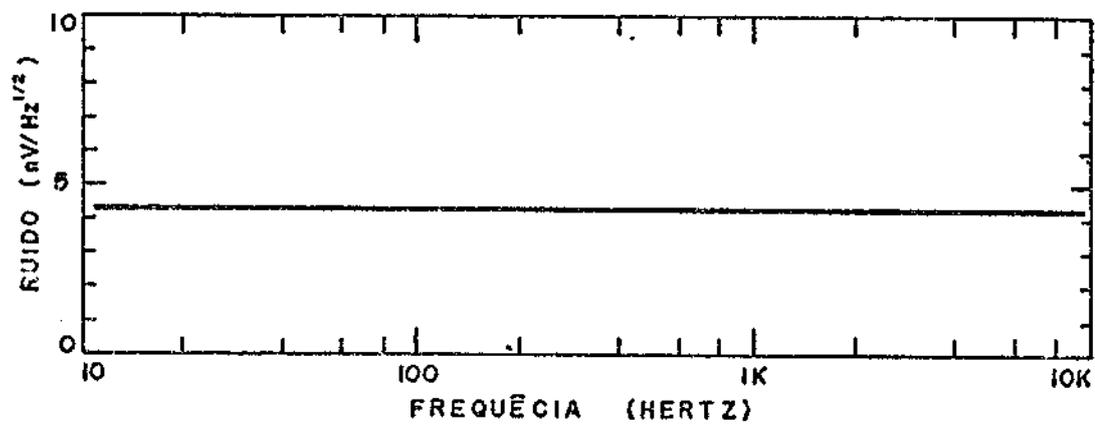


Fig. B.3 - Espectro de ruído do detetor FC-11.