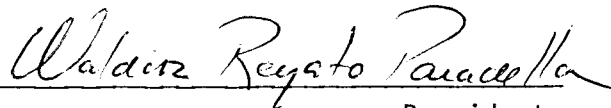


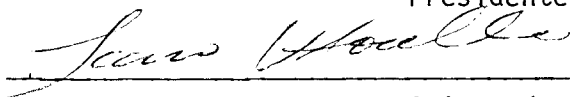
1. Publicação nº <i>INPE-3964-TDL/231</i>	2. Versão	3. Data <i>Julho, 1986</i>	5. Distribuição ☐ Interna ☒ Externa ☐ Restrita
4. Origem <i>DRH-DSR</i>	Programa <i>FRH/SER</i>		
6. Palavras chaves - selecionadas pelo(s) autor(es) <i>INFRATERMELHO TERMAL - FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE MODULAÇÃO - RESOLUÇÃO GEOMÉTRICA</i>			
7. C.D.U.: <i>528.711.7</i>			
8. Título <i>INPE-3964-TDL/231</i> <i>FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE MODULAÇÃO (MTF)</i> <i>NA RESOLUÇÃO GEOMÉTRICA DE IMAGENS NA FAIXA</i> <i>DO INFRATERMELHO TERMAL</i>		10. Páginas: <i>100</i>	
		11. Última página: <i>83</i>	
		12. Revisada por  <i>Amauri Silva Montes</i>	
9. Autoria <i>Hiromiti Yoshioka</i>		13. Autorizada por  <i>Marco Antonio Raupp</i> <i>Diretor Geral</i>	
Assinatura responsável 			
14. Resumo/Notas <i>A função de transferência de modulação (MTF) de um sistema imageador é formada pelas MTFs dos subsistemas que a compõem. A MTF do sistema contribui para a formação do EIFOV (Campo instantâneo de visada efetivo). Calculou-se, neste trabalho, a MTF de um sistema imageador na faixa do infravermelho termal. Com isto foi possível estabelecer, o EIFOV do equipamento. Paralelamente foram realizados diversos experimentos que consistem em vôos sobre alvos com temperaturas e dimensões controladas (alvos simulados). As imagens foram analisadas em um microdensitômetro, e as curvas obtidas foram comparadas com as previstas teoricamente. Verificou-se que o EIFOV real é pior do que o EIFOV calculado, principalmente pelo movimento de rolamento da aeronave. Uma plataforma estabilizada pode solucionar este problema.</i>			
15. Observações <i>Dissertação de Mestrado em Sensoriamento Remoto, aprovada em dezembro de 1985.</i>			

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento a requisito exigido
para a obtenção do Título de Mestre
em Sensoriamento Remoto

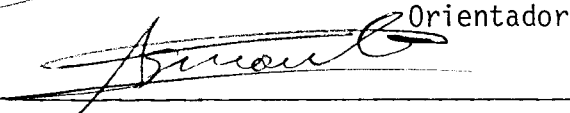
Dr. Waldir Renato Paradella


Presidente

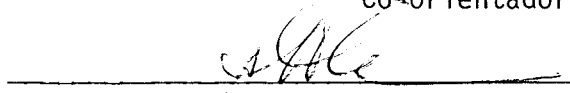
Dr. Ícaro Vitorello


Orientador

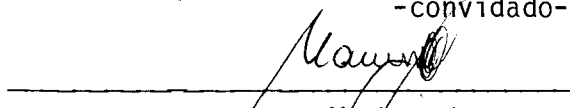
Engº Amauri Silva Montes, Mestre


Co-Orientador

Dr. Ing. Antonio Hugo Pereira Chaves


Membro da Banca
-convidado-

Dr. Ing. Mario Luis Selingardi


Membro da Banca

Candidato: Hiromiti Yoshioka

São José dos Campos, 19 de dezembro de 1985

À minha esposa Magdalena e aos
meus filhos Hugo e Danièle
dedico este trabalho.

RESUMO

A função de transferência de modulação (MTF) de um sistema imageador é formada pelas MTFs dos subsistemas que a compõem. A MTF do sistema contribui para a formação do EIFOV (Campo instantâneo de visão efetivo). Calculou-se, neste trabalho, a MTF de um sistema imageador na faixa do infravermelho termal. Com isto foi possível estabelecer, teoricamente, o EIFOV do equipamento. Paralelamente foram realizados diversos experimentos que consistem em vôos sobre alvos com temperaturas e dimensões controladas (alvos simulados). As imagens foram analisadas em um microdensitômetro, e as curvas obtidas foram comparadas com as previstas teoricamente. Verificou-se que o EIFOV real é pior do que o EIFOV calculado, principalmente pelo movimento de rolamento da aeronave. Uma plataforma estabilizada pode solucionar este problema.

ABSTRACT

The modulation transfer function (MTF) of an imaging system is composed by the MTF's of its subsystems. The MTF of the system contributes to the formation of the EIFOV (Effective Instantaneous Field of View). In this work the MTF of an imaging system operating in a thermal infrared band was calculated. In this way, it was possible to theoretically establish the EIFOV of the equipment. Then, several experiments consisting of flights over targets with well-known temperature and dimensions were made. The images were analyzed using a microdensitometer and the resultant curves compared to those estimated in theory. Degradations in the EIFOV due to roll movements of the airborne platform were observed. A stabilized platform can solve this problem.

AGRADECIMENTOS

Ao Doutor Ícaro Vitorello pela orientação, e, em, espe_ cial, ao Engenheiro Amauri Silva Montes pela orientação, pelos ensina_ mentos, pelo incentivo e pela colaboração na realização dos experimen_ tos.

À Técnica Horacina Silva Montes pela colaboração na rea_ lização dos experimentos e pelos trabalhos de laboratório fotográfico.

Aos Engenheiros Elvio Demori e Júlio da Conceição Araújo e aos Técnicos Paulo Silva Mello e Nelson Goulart da Silva pela colabo_ ração na realização dos experimentos e pela manutenção do equipamento.

Ao Centro Técnico Aeroespacial pelo apoio ã realização dos experimentos.

Ao Instituto de Proteção ao Vôo pela ajuda prestada na elaboração preliminar e final deste trabalho.

Ao Instituto de Atividades Espaciais pelo apoio de labo_ ratório fotográfico e de confecção da matriz para publicação desta Dis_ sertação.

A todos os outros pesquisadores e técnicos do INPE que, direta ou indiretamente, contribuíram para a realização deste trabalho.

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
LISTA DE FIGURAS	xi
LISTA DE TABELAS	xiii
LISTA DE SÍMBOLOS	xv
 <u>CAPÍTULO 1 - FUNDAMENTOS BÁSICOS</u>	 1
1.1 - Introdução	1
1.2 - Radiometria	3
1.3 - Efeitos atmosféricos	8
1.4 - Função de transferência de modulação (MTF)	9
1.4.1 - O espectro angular de ondas planas	9
1.4.2 - Função de transferência óptica (OTF)	11
 <u>CAPÍTULO 2 - SISTEMA IMAGEADOR</u>	 15
2.1 - Fator V/H_V	18
2.2 - Ruídos	20
2.3 - Distorções na imagem	21
2.4 - Especificações do imageador utilizado	22
2.5 - Função de transferência de modulação do imageador	24
2.5.1 - MTF do subsistema óptico	32
2.5.2 - MTF do subsistema detector	33
2.5.3 - MTF do subsistema eletrônico	35
2.5.4 - MTF do filme	39
2.5.5 - MTF da lâmpada moduladora (Glow Tube)	40
2.5.6 - MTF do sistema	41
2.6 - Campo instantâneo de visada efetivo (EIFOV)	43
2.7 - Filtro passa-alta	46
 <u>CAPÍTULO 3 - EXPERIMENTOS: DISCUSSÃO E ANÁLISE</u>	 53
3.1 - Introdução	53
3.2 - Cálculo do EIFOV através dos experimentos	55
3.3 - Curva teórica do sinal	57
3.4 - Comparação entre as curvas previstas pela teoria e curvas obtidas através dos experimentos	62

	<u>Pág.</u>
3.5 - Resolução geométrica versus tamanho do alvo	72
3.6 - Alvos com temperaturas superiores às temperaturas de radiação de fundo	74
3.7 - Alvos naturais e artificiais	76
<u>CAPÍTULO 4 - CONCLUSÃO</u>	81
<u>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</u>	83

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Transferência de radiação entre dois elementos de área	4
1.2 - Exitância espectral do corpo negro em várias temperaturas ..	6
1.3 - Bandas de absorção de H_2O , CO_2 , O_3	9
2.1 - Esquema do sistema imageador infravermelho	16
2.2 - Composição de imagens por varredura de faixas perpendiculares à direção de deslocamento da plataforma	17
2.3 - Campo instantâneo de visada (IFOV)	19
2.4 - Imageador infravermelho com espelho de quatro faces e uma re- de de três detectores	20
2.5 - Efeitos de distorções de imagem	22
2.6 - Relação entre a distância lateral percorrida no chão e a per- corrida no filme	23
2.7 - Projeção do detector sobre o alvo	24
2.8 - Formação do sinal no processo de convolução	25
2.9 - Dois exemplos de formação da imagem no sentido de deslocamen- to da plataforma	27
2.10 - Função de transferência	28
2.11 - Uma rotação completa do espelho	29
2.12 - Esquema do sistema de gravação em filme	30
2.13 - Função descritiva do detector retangular	34
2.14 - Filtro R'C'	36
2.15 - Curva da MTF do filme	39
2.16 - MTF da lâmpada moduladora	40
2.17 - Gráfico das MTFs dos subsistemas e a MTF total do imageador	44
2.18 - Campo instantâneo de visada efetivo (EIFOV)	44
2.19 - Filtro passa-alta	46
2.20 - Curva do filtro passa-alta	49
2.21 - Comportamento do sinal na formação da imagem	50
2.22 - Comportamento do sinal de alvo com um ponto quente	51
2.23 - O ponto branco apresentado na imagem é uma fogueira	52
3.1 - Aeronave com o imageador instalado	53
3.2 - Alvos simulados	54
3.3 - Representação gráfica da reta	58

	<u>Pág.</u>
3.4 - Projeção do detector sobre o alvo (alvo < EIFOV)	59
3.5 - Projeção do detector sobre o alvo (alvo > EIFOV)	60
3.6 - Comportamento de curvas das imagens em relação ao tamanho do alvo	61
3.7 - Comportamento teórico de curvas dos alvos utilizados	62
3.8 - Disposição dos alvos do experimento 1	63
3.9 - Imagem referente aos alvos da Figura 3.8	63
3.10 - Comparação entre a curva prevista pela teoria e a obtida em um experimento	64
3.11 - Disposição dos alvos no experimento 2	64
3.12 - Imagem dos alvos da Figura 3.11	65
3.13 - Curva referente à imagem da Figura 3.12	65
3.14 - Comparação entre a curva prevista pela teoria e a obtida no experimento	66
3.15 - Disposição dos alvos do experimento 3	67
3.16 - Imagem referente a Figura 3.15a	68
3.17 - Gráfico da imagem correspondente aos alvos constantes na Fi- gura 3.15	68
3.18 - Disposição dos alvos do experimento 4	70
3.19 - Gráficos das imagens correspondentes aos alvos da Figura 3.18	71
3.20 - Disposição dos alvos do experimento 5	73
3.21 - Gráfico da imagem do alvo da Figura 3.20	73
3.22 - Disposição do alvo do experimento 6	73
3.23 - Gráfico da imagem do alvo da Figura 3.22	74
3.24 - Disposição dos alvos do experimento 7	75
3.25 - Imagem do alvo da Figura 3.24	75
3.26 - Gráfico obtido no microdensitômetro da imagem constante na Figura 3.25	76
3.27 - Imagem obtida às 15:30 horas	76
3.28 - Imagem obtida às 20:30 horas	77
3.29 - Imagem obtida às 12:00 horas, logo após uma chuva	78
3.30 - Imagem obtida às 16:00 horas	79
3.31 - Imagem obtida às 18:00 horas, dentro dos limites da relação V/H_V	79
3.32 - Imagem obtida às 18:00 horas, fora dos limites da relação V/H_V	80

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
1.1 - Emissividade de algumas substâncias	7
2.1 - MTF do subsistema óptico	33
2.2 - MTF do subsistema detector	35
2.3 - MTF do subsistema eletrônico	38
2.4 - MTF do filme	40
2.5 - MTF da lâmpada moduladora (Glow Tube)	41
2.6 - MTFs dos subsistemas que compõem o sistema imageador	42
2.7 - MTF do sistema imageador	43
2.8 - Dados da curva do filtro passa-alta	48
3.1 - Dimensões do alvo e da imagem correspondente	57

LISTA DE SÍMBOLOS

A'	- Área do receptor, m^2
A	- Área da fonte, m^2
c	- Velocidade da luz, m/s
E	- Irradiância, W/m^2
f	- Frequência
f_0	- Distância focal, mm
F	- Amplitude do sinal
h e h'	- Deslocamento relativo de projeção do detector em relação ao alvo
H	- Função de transferência
H_v	- Altura de vôo, m
I	- Intensidade radiante, W/sr
ℓ	- Dimensão lateral do alvo na imagem, m
L	- Dimensão lateral total do alvo na imagem ($\ell + EIFOV$), m
M	- Exitância radiante, W/m^2
r'	- Distância entre a fonte e o receptor, m
R	- Radiância, W/m^2sr
S	- Largura de faixa de varredura no solo, m
T	- Período de rotação, s
V	- Velocidade da plataforma, m/s
V_e	- Sinal de entrada
V_s	- Sinal de saída
α	- Ângulo de abertura instantâneo, mrd
Ω	- Ângulo sólido, sr
ϵ	- Emissividade
ϕ	- Fluxo radiante, W

- λ - Comprimento de onda, μm
- Θ - Ângulo de elevação, rad
- τ' - Tempo de integração de cada elemento de imagem, s

CAPÍTULO 1

FUNDAMENTOS BÁSICOS

1.1 - INTRODUÇÃO

Inicialmente, desde a sua descoberta pelo astrônomo inglês William Herschel em 1800, os estudos sobre a radiação infravermelha ficaram limitados aos laboratórios. Posteriormente, os astrônomos utilizaram detectores de radiação infravermelha nos telescópios, visando obter estimativas da temperatura de estrelas e da superfície de planetas.

Aplicações da utilização da radiação infravermelha tiveram o seu grande impulso pelos militares a partir da Segunda Guerra Mundial, os quais até então não tinham dado muita atenção a esta tecnologia. Com o advento dos detectores mais sensíveis, algumas pesquisas surgiram nesta área. As aplicações militares caracterizaram-se nos sistemas de guiagem de mísseis, sistemas de controle de fogo, aparelhos de defesa contra bombardeios, sensores de reconhecimento e muitos outros equipamentos que ainda permanecem classificados.

Desenvolveram-se inúmeras aplicações da radiação infravermelha. O espectrômetro infravermelho, por exemplo, tem sido usado até hoje como ferramenta analítica em laboratórios industriais, com o propósito de determinar a natureza e a quantidade de substâncias orgânicas dos líquidos e gases.

À medida que os sensores de radiação infravermelha de reconhecimento militar foram se tornando mais sofisticados, os primeiros modelos foram sendo desclassificados para a aplicação civil.

No Brasil, mais notadamente no Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE), as primeiras pesquisas, utilizando este tipo de imagem, foram realizadas em 1969. Entretanto, estas pesquisas ficaram em tentativas restritas porque na época o imageador adquirido pelo INPE não te

ve o desempenho desejado.

A partir de novembro de 1984, as pesquisas em sensoriamento remoto que utilizavam imagens na faixa do infravermelho termal tornaram-se possíveis com o desenvolvimento de um imageador pelo proprio INPE (Demori, 1985).

Dentro deste contexto, este trabalho visa o estudo do comportamento de alguns alvos com dimensões e temperaturas controladas, através da análise do efeito da função de transferência de modulação (Modulation Transfer Function - MTF) do sistema imageador, na formação final da resolução geométrica linear.

Cabe ressaltar que o objetivo não foi o de estabelecer a MTF do sistema, o que poderia ser feito em laboratórios com resultados mais precisos.

Neste capítulo faz-se uma rápida revisão dos problemas radiométricos gerais, algumas considerações sobre efeitos atmosféricos na radiação infravermelha e considerações teóricas sobre a função de transferência de modulação (MTF).

No Capítulo 2 descrevem-se, de um modo sucinto, as partes que compõem um sistema imageador infravermelho e o seu funcionamento, dando as especificações do equipamento utilizado. Faz-se o cálculo da MTF do sistema e do campo instantâneo de visada efetivo (Effective Instantaneous Field of View - EIFOV).

No Capítulo 3 são relatados os resultados dos experimentos realizados, comparando esses dados com os teóricos esperados, como também algumas considerações das análises realizadas.

Finalmente, no Capítulo 4 apresenta-se a conclusão que ressalta a importância dos resultados obtidos neste trabalho, apesar de algumas aproximações efetuadas, cujos dados servirão de base para pesquisas futuras nesta área.

1.2 - RADIOMETRIA

Sabe-se que a obtenção da informação através da radiação infravermelha é feita tirando proveito do fato de que tudo acima de zero absoluto emite radiação, cuja grandeza depende do comprimento de onda, do tipo de material e da temperatura.

As definições das grandezas radiométricas foram estabelecidas pelo American National Standards Institute, Illuminating Engineering Society e Commission Internationale d'Éclairage (Slater, 1980).

Os alvos encontrados na natureza possuem superfícies difusas. Lambert definiu uma superfície perfeitamente difusa como aquela que possui a radiância constante para qualquer ângulo de observação. Isto tudo vem facilitar o cálculo desses parâmetros, uma vez que muitos corpos reais se comportam desta maneira. Em consequência, a radiância e a exitância estão relacionadas por um fator π :

$$M = \pi R .$$

A radiância e a irradiância podem se relacionar deste modo:

$$dI = R A \cos \Theta . \quad (1.1)$$

Observando a Figura 1.1 tem-se:

$$d^2\phi = R A \cos \Theta \frac{dA' \cos \Theta'}{r^2} . \quad (1.2)$$

Pode-se observar que o fluxo radiante depende única e exclusivamente da radiância da fonte, e o restante é um fator geométrico.

Simplificando a Relação 1.2 tem-se:

$$dE = R d\Omega' \cos \Theta' . \quad (1.3)$$

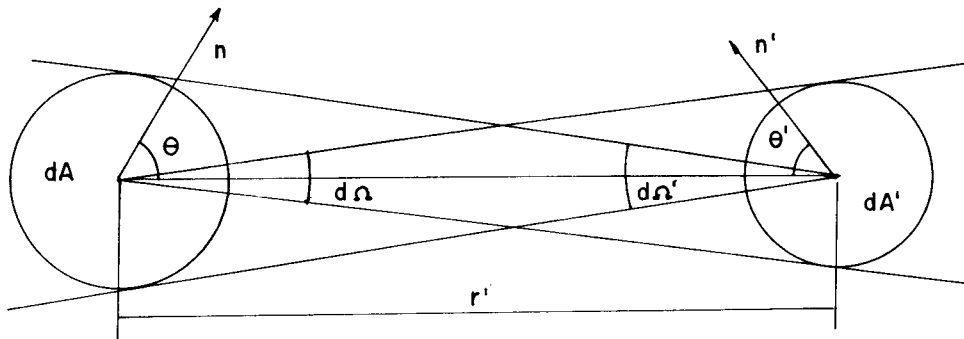


Fig. 1.1 - Transferência de radiação entre dois elementos de área.
FONTE: Montes (1982), p. 6 .

Demonstra-se deste modo a relação existente entre a radiação e a irradiância; sendo que o único fator que os relaciona é o ângulo sólido em que o receptor vê a fonte.

Consequentemente, torna-se necessário conhecer a radiação e a sua dependência com outros parâmetros, como a temperatura. Para isto, o corpo negro é tomado como base para estudar o comportamento dos corpos reais.

O corpo negro é um emissor perfeito. O processo de absorção deve, do mesmo modo, ser máximo para absorver e converter toda a energia radiante incidente em calor, independente da faixa espectral.

Planck deduziu a fórmula para calcular a emitância espectral de um corpo negro:

$$M = \frac{2\pi h_p c^2}{\lambda^5 [\exp(ch_p/KT-1)]} \quad (1.4)$$

onde:

$$h_p \text{ (constante de Planck)} = 6,6256 \times 10^{-34} \text{ Js}^2,$$

$$K \text{ (constante de Boltzmann)} = 1,38054 \times 10^{-23} \text{ Js/K},$$

c (velocidade da luz) = $2,997925 \times 10^8$ m/s,

T (Temperatura absoluta) = K,

λ (comprimento de onda) = m .

Integrando a Equação 1.4 para todos os comprimentos de on
da entre zero e infinito, tem-se a Lei de Stefan-Boltzmann:

$$M = \sigma T^4,$$

onde

$$\sigma \text{ (constante de Stefan-Boltzmann)} = 5,67 \times 10^{-8} \text{ Wm}^{-2} \text{ K}^{-4} .$$

Esta relação de quarta potência da temperatura propicia aos sistemas de sensoriamento remoto na faixa do infravermelho termal distinguir pequenas diferenças de temperatura.

Sabe-se que a exitância de um corpo negro a uma dada tem
peratura não é a mesma em todos os comprimentos de onda. Dependendo da temperatura, a exitância atinge o seu valor máximo em um determinado comprimento de onda. O comprimento de onda, cuja exitância espectral atinge o valor máximo, é dado pela Lei de deslocamento de Wien:

$$\lambda_m = \frac{C}{T} ,$$

onde:

$$C = 2898 \text{ } \mu\text{m K},$$

T = temperatura em K .

Como os corpos na natureza se encontram a uma temperatu
ra aproximada de 300 K, o comprimento de onda em que se pode obter a exi
tância máxima está em torno de 10 μm (Figura 1.2).

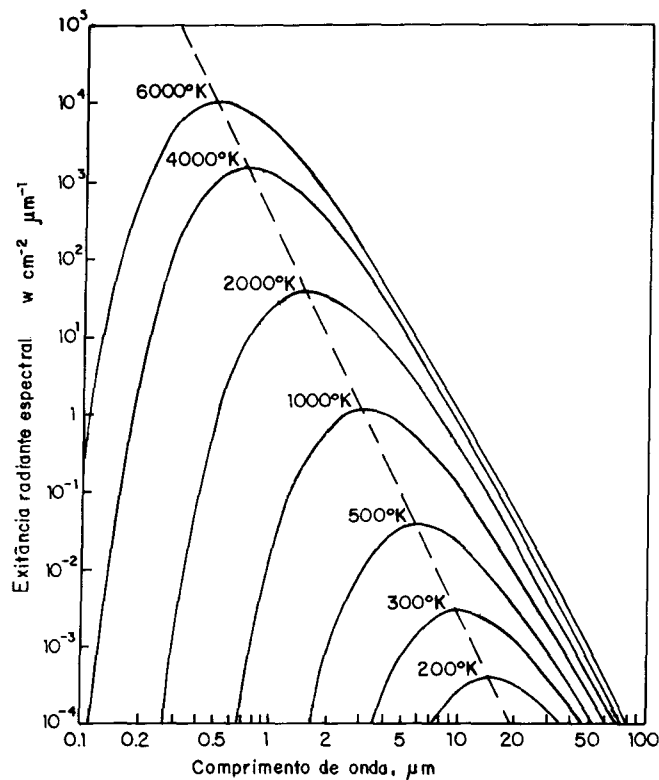


Fig. 1.2 - Exitância espectral do corpo negro em várias temperaturas.
FONTE: Jamieson et alii (1963), p. 20 .

Um corpo real, a uma temperatura específica, emite radiação de acordo com o tipo de material deste corpo. É conveniente expressar a capacidade de emitir radiação devido à conversão em energia térmica a uma razão entre a exitância espectral do material e a do corpo negro, ambos na mesma temperatura. Trata-se de emissividade espectral do material:

$$\epsilon_{\lambda} = \frac{M_{\lambda}}{M_{bb_{\lambda}}}$$

Como se sabe, a emissividade varia normalmente com o comprimento de onda, temperatura e direção. Por causa destas variações, o recurso existente é efetuar uma aproximação de corpo cinza, ou seja, uma emissividade constante e menor que uma unidade. Uma aproximação mu

to utilizada é a da emissividade média da faixa espectral considerada. A Tabela 1.1 ilustra a emissividade de alguns corpos.

TABELA 1.1

EMISSIVIDADE DE ALGUMAS SUBSTÂNCIAS

MATERIAL	ϵ
Alumínio polido	0,02
Cobre polido	0,05
Cobre oxidado	0,78
Ferro polido	0,21
Tungstênio	0,032
Água	0,92
Vidro	0,94
Corpo negro	1,00

O desconhecimento da emissividade torna-se um fator limitante no cálculo da temperatura das superfícies. Sabe-se, também, que a temperatura de radiação (T_r) é aquela na qual um corpo negro teria uma radiância integrada na faixa espectral considerada igual à do dado corpo na sua temperatura (T).

Para um corpo com a emissividade de 0,9, a mudança de temperatura de $\pm 1\%$ fornece uma mudança na exitância equivalente a uma mudança de $\pm 3,6\%$ na emissividade.

Além da emissividade, a inércia térmica dos alvos é outro fator importante a ser considerado no estudo do mapeamento térmico. A inércia térmica está relacionada com o calor específico dos alvos, a densidade e a condutividade térmica dos materiais que os envolvem. Isto explica a variação da temperatura das diferentes superfícies em diferen

tes horários do dia e da noite.

1.3 - EFEITOS ATMOSFÉRICOS

A atmosfera é um fator de grande importância e que deve ser observado no estudo da radiometria.

A radiação eletromagnética sofre efeitos de absorção e espalhamento, causando conseqüentemente uma atenuação que depende da faixa do espectro eletromagnético, da concentração dos gases e das partículas que compõem a atmosfera. A transmitância atmosférica da radiação infravermelha depende das condições meteorológicas e da altitude. Através de dados coletados de várias medidas em diversas condições, fórmulas empíricas e modelos matemáticos podem ser estabelecidos para dar uma boa aproximação da transmitância atmosférica nas várias massas de ar.

Dos gases que compõem a atmosfera, os que mais influem na transmitância atmosférica são o vapor-d'água, dióxido de carbono e ozônio. Estes gases influem na transmitância da radiação eletromagnética por processos de absorção e espalhamento. Processos estes que são maiores ou menores, dependendo do comprimento da onda. Entretanto, existe uma faixa entre 7 μm e 14 μm em que a atmosfera é praticamente "transparente" à radiação infravermelha. Estas faixas são denominadas "janelas atmosféricas" (Figura 1.3).

Para a elaboração deste trabalho não foram consideradas as interferências atmosféricas, uma vez que os vôos foram realizados a baixa altura. Os cálculos não justificariam as ínfimas alterações. Todavia, para vôos em grandes altitudes, estes efeitos têm de ser observados.

Além desses fatores, há outros a considerar como a névoa seca e nevoeiros, cuja interferência depende da altitude e da intensidade desses fenômenos; nuvens e chuvas em cujas ocorrências o sensor de radiação infravermelha é limitado.

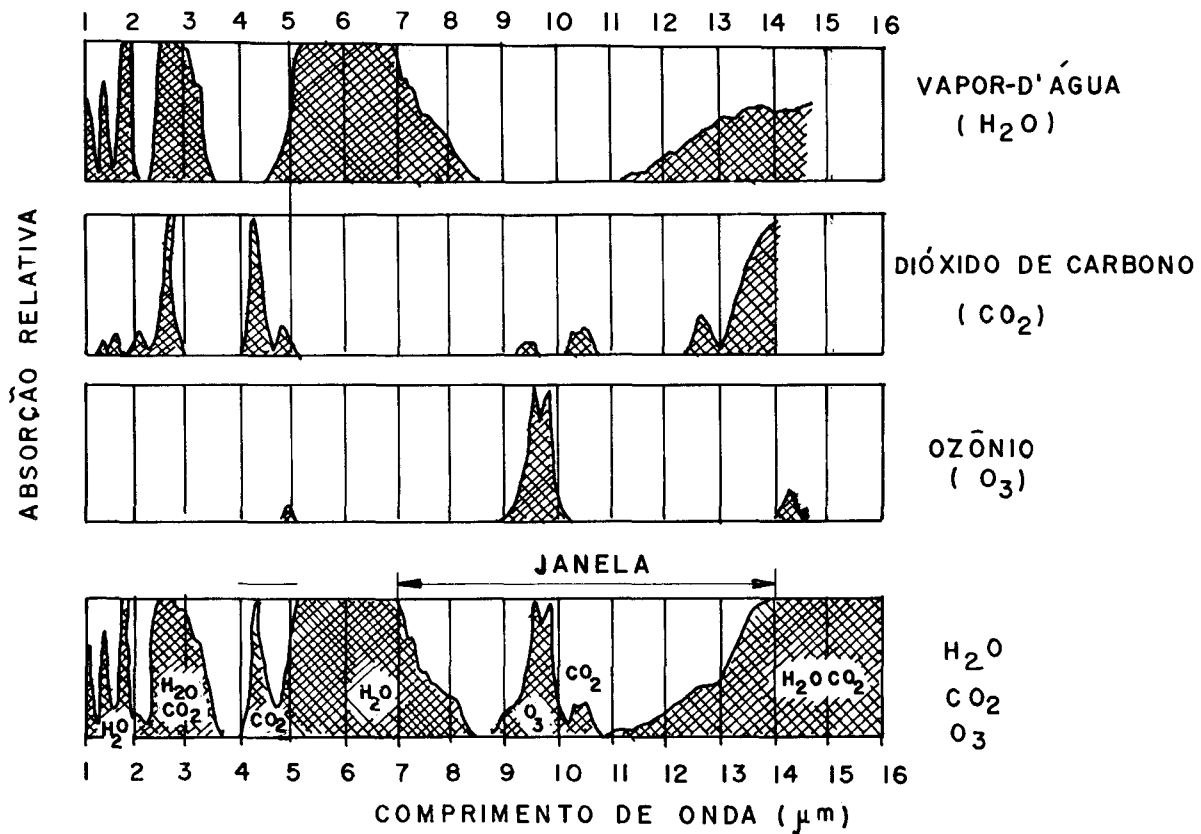


Fig. 1.3 - Bandas de absorção de H₂O, CO₂ e O₃.

FONTE: Hackforth (1960), p. 48.

1.4 - FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE MODULAÇÃO (MTF)

1.4.1 - O ESPECTRO ANGULAR DE ONDAS PLANAS

Suponha-se que o campo de uma onda eletromagnética genérica possa ser representado pela função $E(x, y, z)$. Sobre um plano xy situado em $z = 0$, a função $E(x, y, z)$ passa a ser $E(x, y, 0)$ e possui uma transformada de Fourier em duas dimensões dada por (Goodman, 1968):

$$F(f_x, f_y) = \iint_{-\infty}^{\infty} E(x, y, 0) \exp [-j2\pi (f_x x + f_y y)] dx dy. \quad (1.5)$$

Consequentemente, pode-se escrever a função $E(x, y, 0)$ em

termos da transformada inversa:

$$E(x, y, 0) = \iint_{-\infty}^{\infty} F(f_x, f_y) \exp \left[j 2\pi (f_x x + f_y y) \right] df_x df_y . \quad (1.6)$$

Por outro lado, a equação de uma onda plana com amplitude unitária e com co-senos diretores a, b, c é dada por:

$$B(x, y, z) = \exp \left[j \frac{2\pi}{\lambda} (ax + by + cz) \right]. \quad (1.7)$$

Sobre o plano $z = 0$, a função exponencial

$\exp \left[j 2\pi (f_x x + f_y y) \right]$ da Equação 1.6 pode ser interpretada como uma onda plana com co-senos diretores:

$$a = \lambda f_x ;$$

$$b = \lambda f_y ;$$

$$c = \sqrt{1 - (\lambda f_x)^2 - (\lambda f_y)^2} .$$

A amplitude dessa onda plana é $F(f_x, f_y) df_x df_y$ para as frequências $f_x = \frac{a}{\lambda}$ e $f_y = \frac{b}{\lambda}$.

Por esta razão, a função $F(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda})$ da Equação 1.5 é chamada Espectro Angular da Perturbação $E(x, y, 0)$.

Suponha-se, agora que uma tela opaca, com apenas uma abertura Σ , é colocada no plano $z = 0$. Esta abertura pode ser representada pela seguinte função de transmitância:

$$t(x, y) = \begin{cases} 1 & \text{p/ } (x, y) \text{ em } \Sigma, \\ 0 & \text{fora de } \Sigma. \end{cases}$$

Aplicam-se as condições de Kirchhoff para a perturbação $E(x, y, 0)$ incidente no plano da tela ($z = 0$):

- A tela não altera o campo E sobre a abertura Σ .
- O campo E sobre a tela é identicamente nulo.

Assim, o campo imediatamente após a tela pode ser escrito como:

$$E_t(x, y, 0) = E_i(x, y, 0) \cdot t(x, y).$$

Aplicando o teorema da convolução da Análise de Fourier, pode-se escrever o espectro angular $F_t(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda})$ para a onda transmitida como:

$$F_t(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda}) = F_i(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda}) * (\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda}),$$

onde:

$$T(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda}) \triangleq \iint_{-\infty}^{\infty} t(x, y) \exp \left[-j2\pi \left(\frac{ax}{\lambda} + \frac{by}{\lambda} \right) \right] dx dy.$$

Para o caso particular de uma onda plana que ilumina a abertura Σ tem-se:

$$F_i(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda}) = \delta(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda}) \quad \text{e}$$

$$F_t(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda}) = \delta(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda}) * T(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda}) = T(\frac{a}{\lambda}, \frac{b}{\lambda})$$

Então, o espectro angular resultante da incidência de uma onda plana sobre a abertura Σ é calculado como a Transformada de Fourier da função de transmitância.

1.4.2 - FUNÇÃO DA TRANSFERÊNCIA ÓPTICA - (OTF)

Da Seção anterior verificou-se que uma onda eletromagnética incidente sobre um plano pode ser interpretada como uma superposi

ção de ondas planas, de acordo com a Análise de Fourier. Este fato induz, naturalmente, a que se trate um conjunto óptico através da Teoria de Sistemas Lineares, segundo a qual um determinado Sistema Linear é caracterizado por sua função de transferência.

Para o caso de um Sistema Óptico, esse tipo de tratamento já é bem estabelecido, tanto para radiação coerente como incoerente (Goodman, 1968). Para ambos os casos, um sistema óptico, limitado apenas por difração, terá a função de transferência determinada pela pupila de entrada do sistema.

Na situação analisada na seção anterior em que a radiação eletromagnética é coerente, o tratamento é feito em termos da amplitude dos campos eletromagnéticos envolvidos. Para a situação de interesse deste trabalho, em que a radiação é incoerente, o tratamento é feito em termos de exitância e irradiância. Para este caso, a função de transferência é denominada Função de Transferência Óptica (Optical Transfer Function - OTF).

A OTF é genericamente escrita como:

$$OTF = Ae^{j\theta}.$$

As funções $A(f_x, f_y)$ e $\theta(f_x, f_y)$ são funções denominadas respectivamente Função de Transferência de Modulação (Modulation Transfer Function - MTF) e Função de Transferência de Fase (Phase Transfer Function-PTF).

Assim, a OTF pode ser escrita como:

$$OTF(f_x, f_y) = MTF e^{jPTF}.$$

Duas propriedades importantes devem ser mencionadas:

$$OTF(0,0) = 1,$$

$$MTF = |OTF| \leq |OTF(0,0)|.$$

Para o caso de um sistema óptico com abertura circular, limitado apenas por difração, a OTF é dada por:

$$OTF = \frac{2}{\pi} \left\{ \cos^{-1}\left(\frac{f}{f_c}\right) - \left(\frac{f}{f_c}\right) \left[1 - \left(\frac{f}{f_c}\right)^2\right]^{1/2} \right\}, \text{ para } \frac{f}{f_c} \leq 1 ,$$

onde $f_c = \frac{D_0}{\lambda}$

Verifica-se a partir da expressão anterior que a $OTF = |OTF| = MTF$ e que $PTF \equiv 0$.

CAPÍTULO 2

SISTEMA IMAGEADOR

O imageador infravermelho é um equipamento eletro-óptico-mecânico constituído de um coletor móvel (espelho de varredura mecânica), um sistema óptico, um (ou mais) detector(es) e um sistema de registro de dados (Figura 2.1).

Esses imageadores possuem um espelho móvel (giratório) que recebe a energia radiante dos alvos em linhas perpendiculares à trajetória da plataforma. A passagem de uma linha para outra é ditada pela velocidade da plataforma, conseqüentemente a velocidade de rotação do espelho deve ser regulável. Esta passagem depende ainda da altura de vôo que estabelece as dimensões do campo instantâneo de visada que determina a resolução geométrica do sistema (Figura 2.2).

A energia radiante coletada é direcionada para um sistema óptico que a focaliza sobre um detector. Este detector é normalmente constituído de um material fotossensível que produz um sinal elétrico quando exposto à energia radiante (Figura 2.1).

A composição química desses detectores varia conforme a faixa espectral que se deseja operar. No caso da faixa espectral do sistema de 8 a 14 μm , o detector é composto de PbSnTe ou HgCdTe, o qual deverá ser resfriado a temperaturas entre -196°C e -270°C (com N_2 e He, respectivamente).

Os sinais provenientes do detector são sincronizados, permitindo uma análise das características espectrais dos alvos imageados.

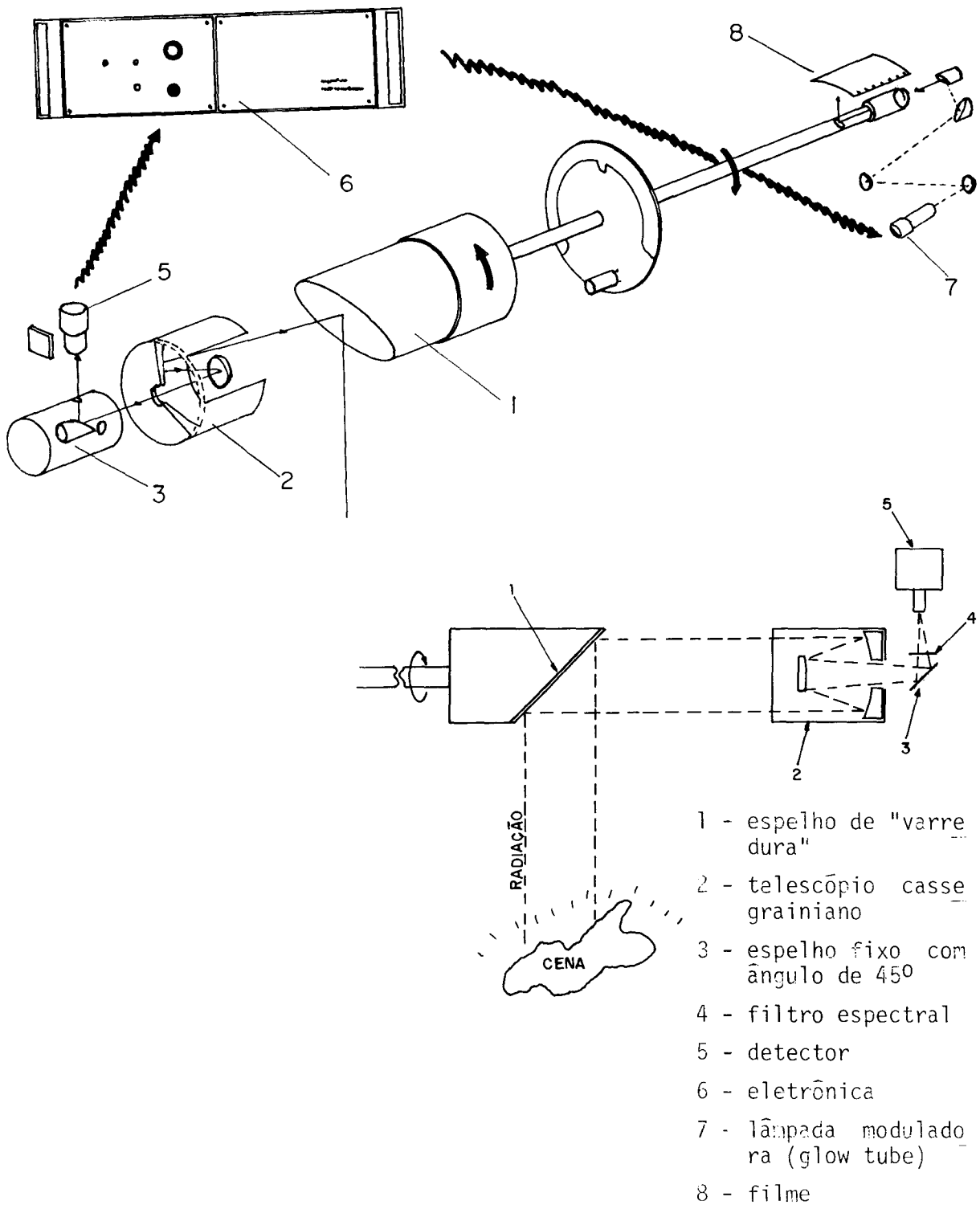


Fig. 2.1 Esquema do sistema imageador infravermelho.

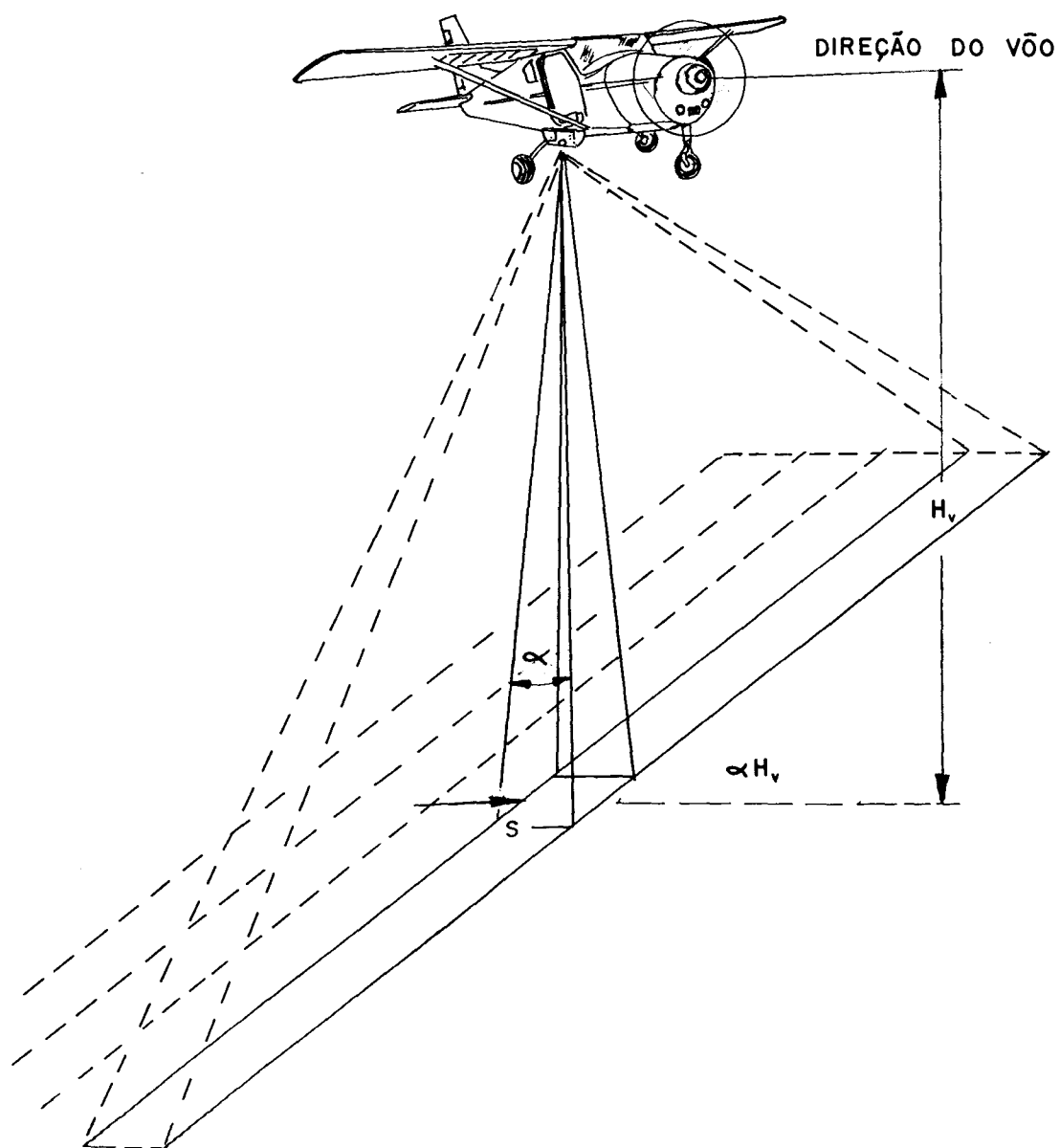


Fig. 2.2 - Composição de imagens por varredura de faixas perpendiculares à direção de deslocamento da plataforma.

O sinal elétrico procedente do detector, depois de ampliado, modula a cintilação de uma lâmpada (glow tube), cujo feixe de luz impressiona um filme fotográfico transversalmente. A intensidade da lâmpada é modulada proporcionalmente ao sinal elétrico proveniente do detector, e o movimento do filme deve ser proporcional à velocidade da plataforma (Figura 2.1). Obtém-se deste modo, uma imagem similar a de uma fotografia convencional. Esta imagem representa a distribuição da energia emitida pela superfície do terreno na região do espectro para a qual o detector foi construído.

A seleção da faixa espectral faz-se através de um filtro que permite a passagem somente da porção do espectro eletromagnético desejado.

Existem outros sistemas em que os sinais elétricos provenientes do detector são gravados em fitas magnéticas, ou são transmitidos para uma estação, sendo possível a visualização da imagem através de um monitor de TV no momento em que se está imageando.

A resolução geométrica dos sensores imageadores infravermelhos fica condicionada ao campo instantâneo de visada (Instantaneous Field of View - IFOV), que é o campo de visada do detector em um dado instante. O IFOV é uma grandeza que pode ser medida tanto em valor angular como em valor linear. Valores angulares independem da altura de vôo (Figura 2.3).

2.1 - FATOR V/H_V

A velocidade da plataforma está relacionada com a velocidade de rotação do espelho e da altura de vôo:

$$V = f H_V \alpha , \quad (2.1)$$

onde:

V = velocidade da plataforma ,
 f = frequência de rotação do espelho ,
 H_V = altura de vôo ,
 α = ângulo do campo instantâneo de visada (IFOV) .

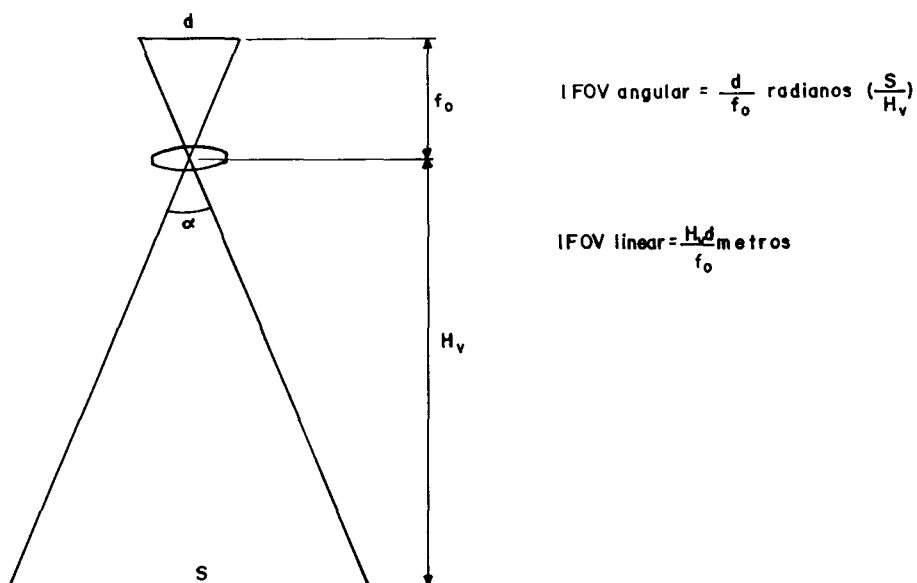


Fig. 2.3 - Campo instantâneo de visada (IFOV).

A fim de obter uma imagem com a correta superposição, o filme deve alcançar uma velocidade proporcional à da plataforma. Isto é expresso por:

$$\omega = V/H_V \quad (2.2)$$

Para melhorar o desempenho dos sensores com a finalidade de obter imagens em vôos a baixa altura e em altas velocidades, isto é, aumentar a relação V/H_V , constroem-se equipamentos com espelhos multi-facetados e com uma rede de dois ou mais detectores (Figura 2.4):

$$V/H_V = \alpha f n_1 n_2 , \quad (2.3)$$

onde:

n_1 = número de faces do espelho ,

n_2 = número de detectores .

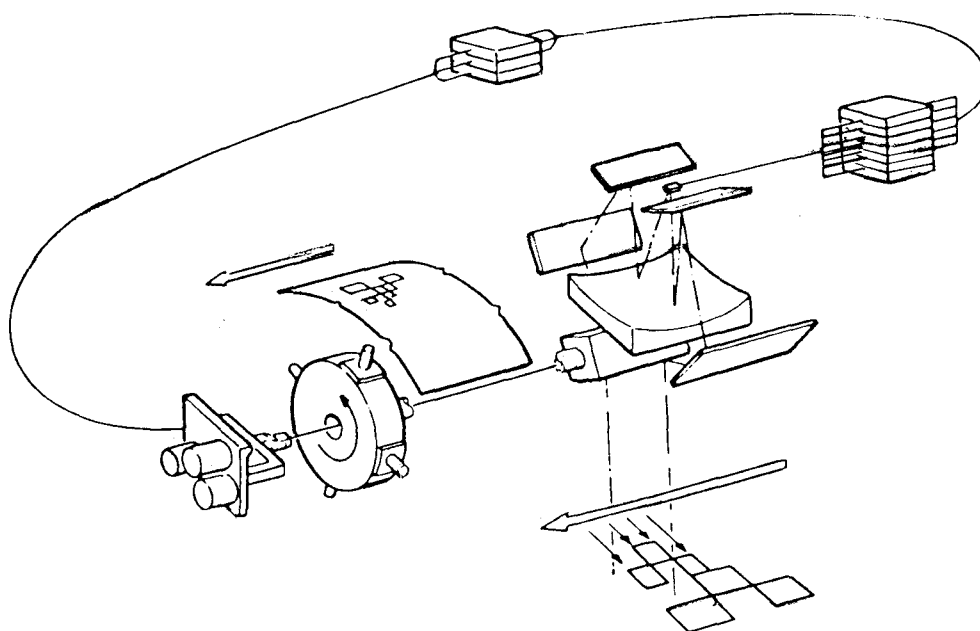


Fig. 2.4 - Imageador infravermelho com espelho de quatro faces e uma rede de três detectores.

2.2 - RUÍDOS

A capacidade efetiva de detecção de qualquer detector é limitada por flutuações de natureza aleatória chamadas de "ruídos". O ruído de um sistema infravermelho pode surgir de uma variedade de fontes que pode ser dividida em três categorias: (1) ruídos dos detectores , (2) dos amplificadores e (3) da radiação de fundo.

Como já foi visto anteriormente, o detector produz um sinal elétrico proporcional à energia eletromagnética incidente sobre ele. Deste modo, o sinal proveniente do alvo só será detectado se for maior do que o ruído gerado pelo próprio sistema. O nível de ruído inerente ao próprio sistema torna-se o fator limitante à mínima quantidade de energia radiante a ser detectada; em outras palavras, determina a m

nima diferença de temperatura que pode ser medida. A potência equivalente a essa diferença mínima denomina-se NEP (Noise Equivalent Power). Evidentemente, quanto menor a NEP maior será a sensibilidade do detector. O inverso da NEP ou $1/NEP$ é chamado detectividade. Desde que a NEP é diretamente proporcional à raiz quadrada da área do detector, existe uma forma de expressar a detectividade independente desta área. Esta detectividade é referida na literatura como D^* e é igual ao D multiplicado pela raiz quadrada da área do detector e pela raiz quadrada da faixa de frequência eletrônica pela qual esse detector vai operar (Kruse et alii, 1963).

O sistema imageador também é limitado pelo sinal de ruído do equivalente que determina a mínima diferença de emissividade (Noise Equivalent Emissivity).

2.3 - DISTORÇÕES DA IMAGEM

Além das possíveis distorções da imagem, causadas pelos movimentos de rolamento, arfagem e derrapagem da plataforma, existe uma distorção causada pelo próprio sistema de imageamento. Este efeito se evidencia na medida que o alvo se afasta da linha nadir.

Na Figura 2.5, as rodovias A e C são reproduzidas sem distorções, mas a rodovia B é reproduzida em curva com formato de "S".

Considerando o eixo de sensor em P na Figura 2.6, tem-se $L' = H_V \tan \beta$ onde H_V é a altura de vôo e o ϕ é o ângulo de varredura a partir do nadir.

Da mesma forma tem-se:

$$\ell' = r' \beta ,$$

onde r' é a distância do eixo até o plano focal (filme).

Fazendo $\frac{L'}{\ell'} = \frac{H_V}{r'} \frac{\tan \beta}{\beta}$, pode-se observar que a razão en

tre a distância lateral ao longo do filme é proporcional a $\tan \beta$.

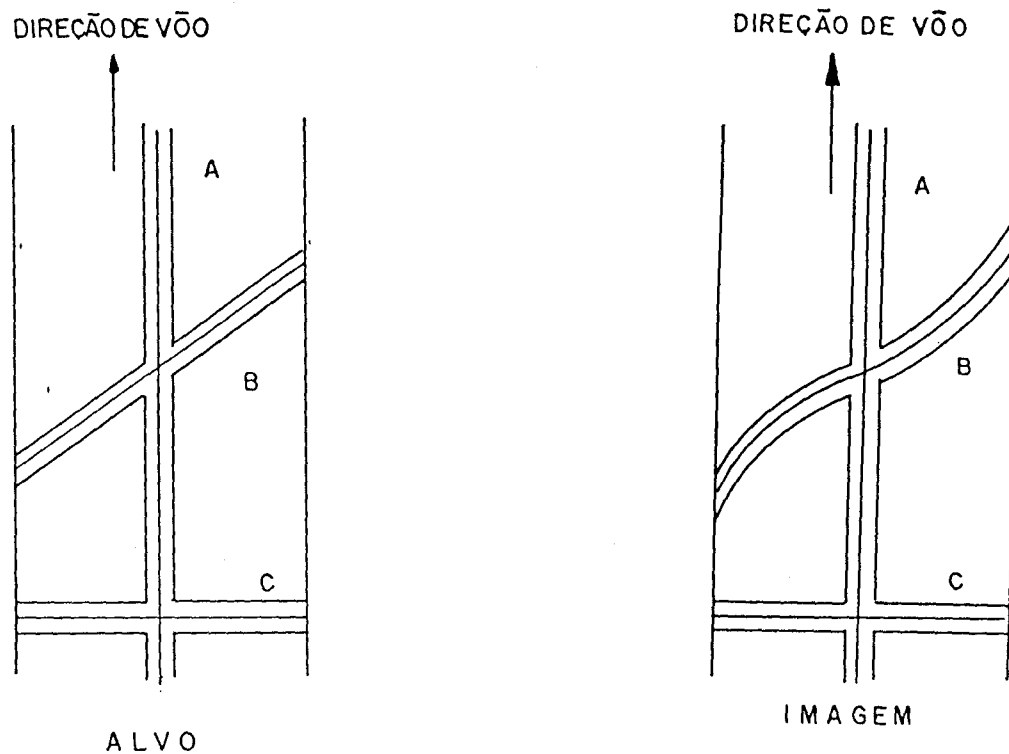


Fig. 2.5 - Efeitos de distorções na imagem.

Desse modo, se se fizer $\beta = 60^\circ$, pode-se notar que próximo às bordas do filme a imagem é comprimida por um fator aproximado de 2.

2.4 - ESPECIFICAÇÕES DO IMAGEADOR UTILIZADO

α = 2,5 mrd
 V/H_V = 0,25 rd/s
Filme = KODAK 2498 RAR 70 mm
FOV = 120°
Diâmetro do feixe da lâmpada (glow tube)

= $2,8 \times 10^{-3}$ pol ($7,11 \times 10^{-2}$ mm)

Refrigeração: a nitrogênio (-196°C)

Detector: PbSnTe

Responsividade: 64 v/W

Detectividade normalizada: $D^* =$

$$= 7,65 \times 10 \frac{\text{cm (Hz)}^{1/2}}{\text{W}}$$

$$\text{Área: } 7,85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$$

Sistema óptico: Área = 44,18 cm²

Ângulo de abertura = 2,5 mrd

Eficiência = 0,5

Nº f = 5,33

Filtro espectral = 8 a 14 µm

NEΔT = 0,81 K

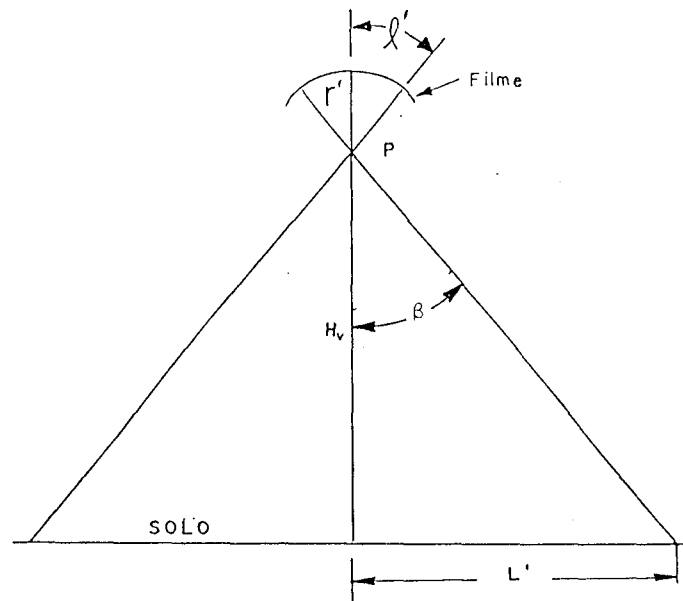


Fig. 2.6 - Relação entre a distância lateral percorrida no chão e a percorrida no filme.

2.5 - FUNÇÃO DE TRANSFERÊNCIA DE MODULAÇÃO DO IMAGEADOR

Nos imageadores de varredura mecânica, a imagem é obtida por dois processos diferentes: (1) pela varredura do espelho no sentido perpendicular da plataforma e (2) pelo próprio deslocamento longitudinal da plataforma (Figura 2.7).

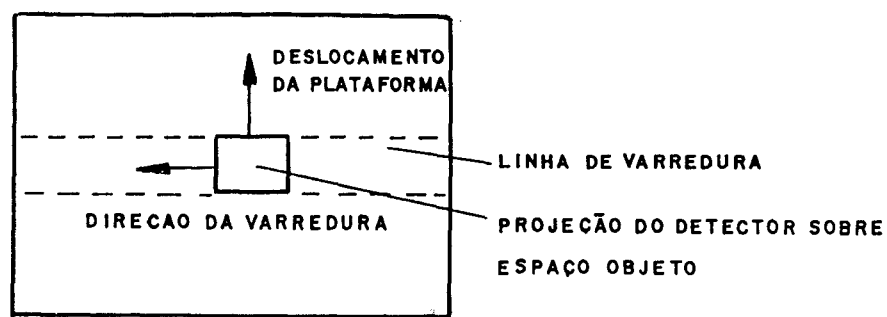


Fig. 2.7 - Projeção do detector sobre o alvo.

No deslocamento lateral da projeção do detector, o sinal é formado por um processo de convolução. A amplitude deste sinal depende da diferença de temperatura em relação ao fundo, e ao tamanho do alvo. A dimensão lateral da imagem neste sentido corresponde, no solo, à soma da projeção do detector com a dimensão do alvo (Figura 2.8).

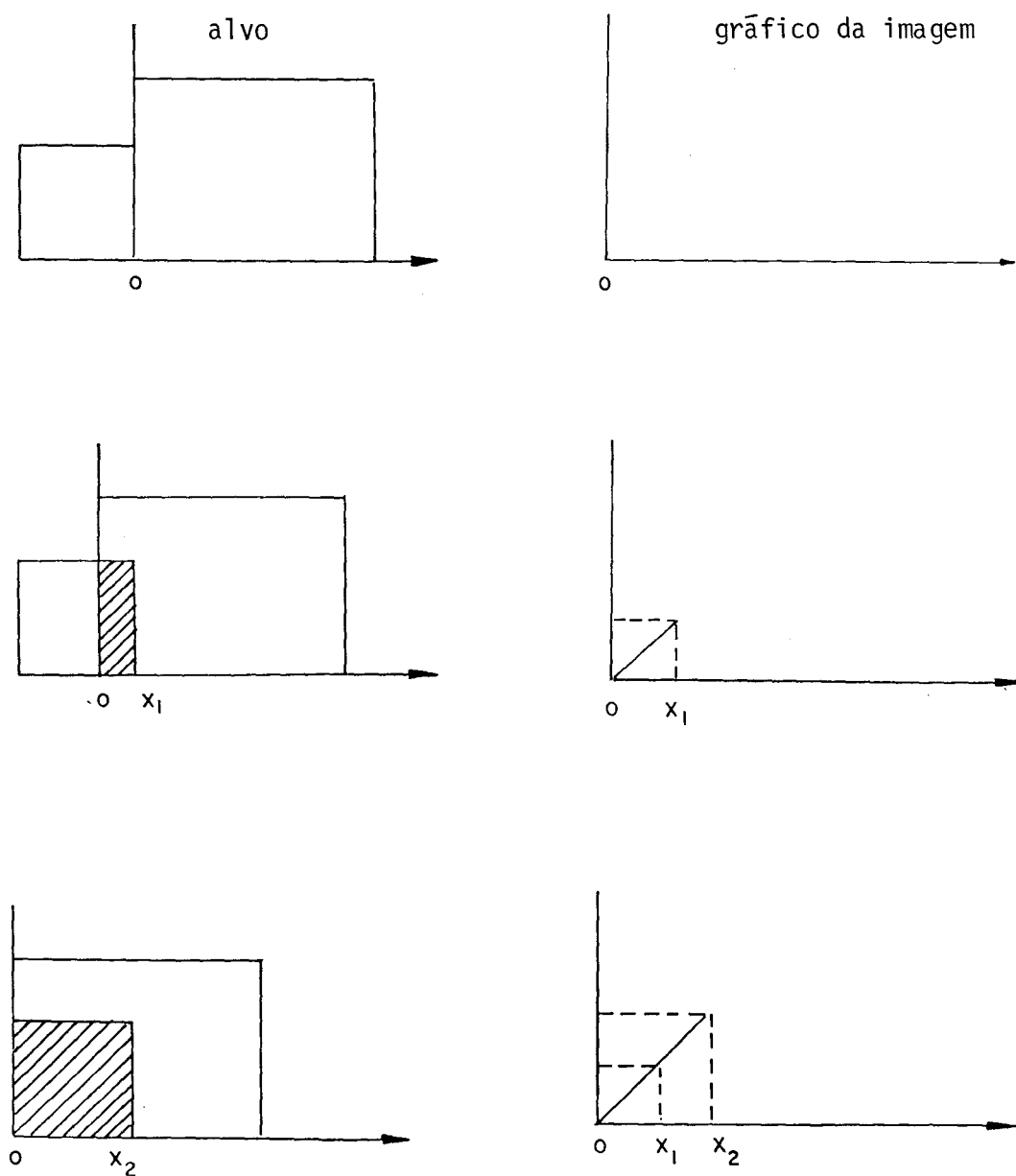
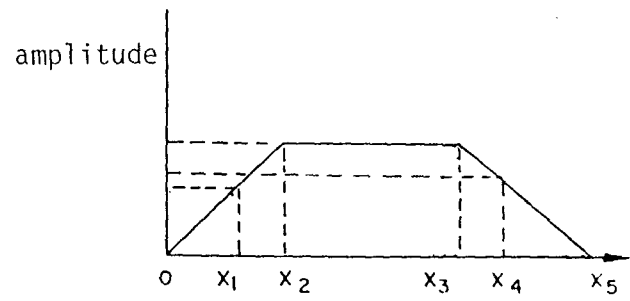
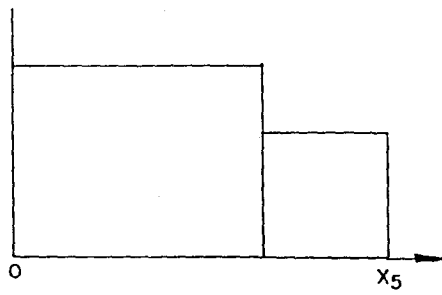
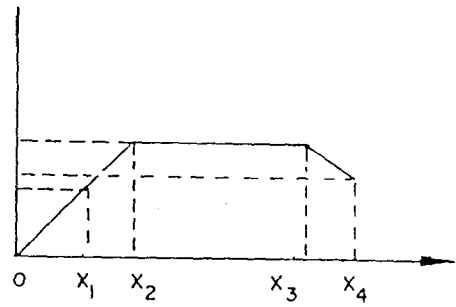
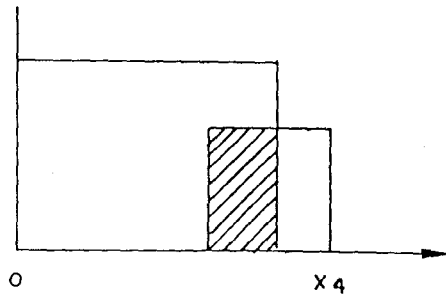
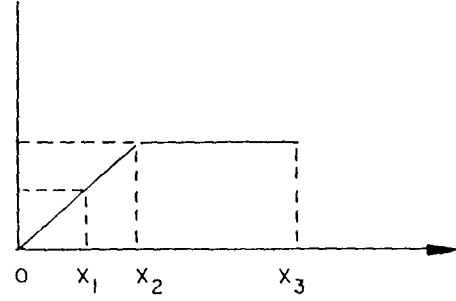
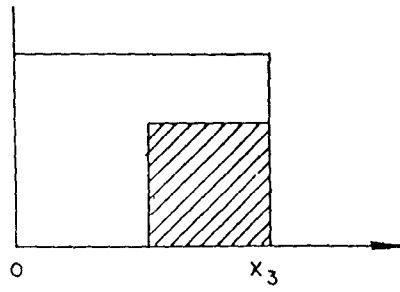


Fig. 2.8 - Formação do sinal no processo de convolução.
(continua)



deslocamento da projeção
do detector

Fig. 2.8 - Conclusão

No deslocamento longitudinal da plataforma, o sinal é formado por um processo não-linear. A formação da imagem é aleatória e depende do local onde a projeção do detector vai varrer o alvo. A Figura 2.9 ilustra a formação do sinal neste processo. A amplitude máxima é a mesma em ambos os casos, entretanto a dimensão do alvo neste sentido será diferente.

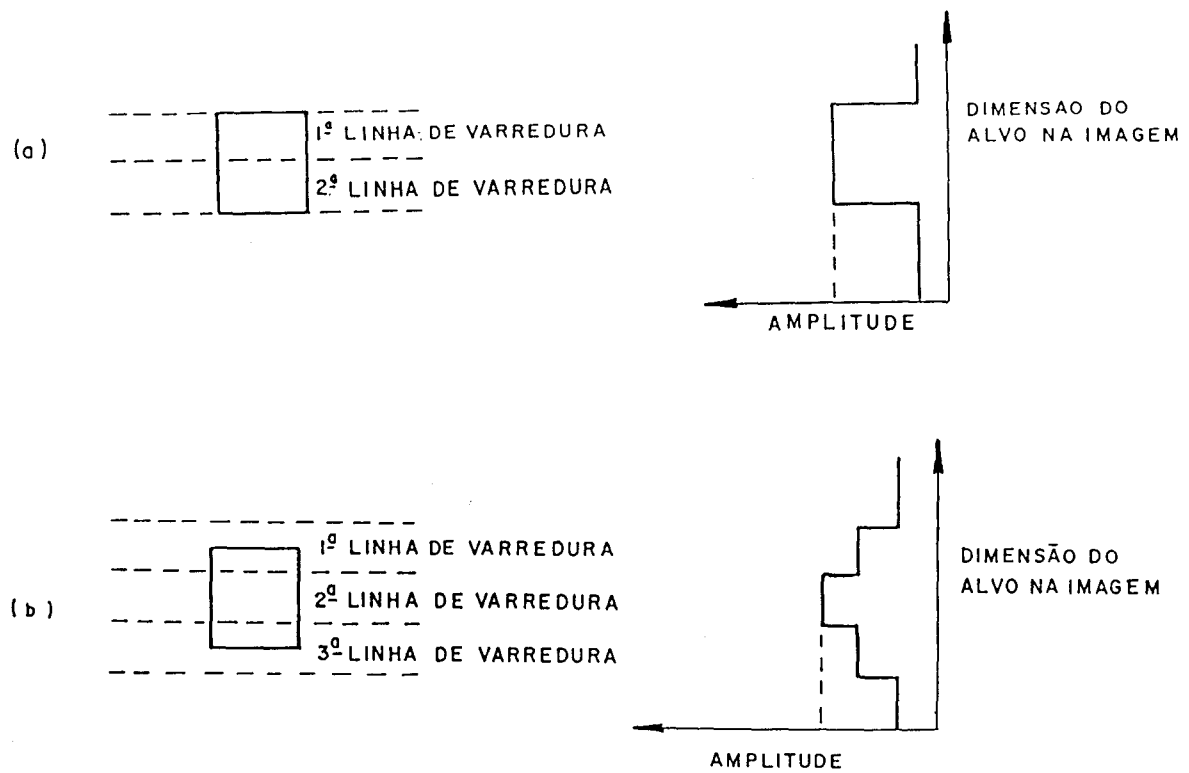


Fig. 2.9 - Dois exemplos de formação da imagem no sentido do deslocamento da plataforma.

Desse modo pode-se tratar o sistema imageador como um sistema linear, uma vez que a formação da imagem no sentido de varredura do espelho é realizada por um processo de convolução.

Todo o sistema linear pode ser caracterizado por uma função de transferência (Figura 2.10).

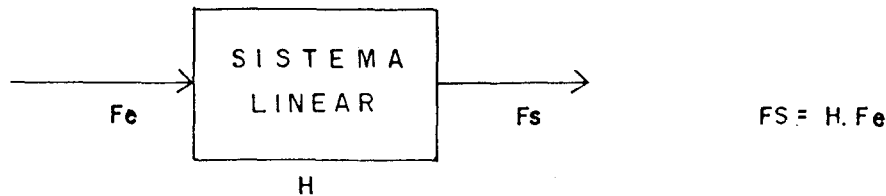


Fig. 2.10 - Função de transferência.

Como visto anteriormente (Seção 4.1.2), um sistema óptico possui então a sua função de transferência denominada OTF (Optical Transfer Function).

A OTF é uma função complexa que pode ser escrita na forma:

$$OTF = Ae^{i\theta} ,$$

onde A é uma função real, tal que $|OTF| = A$. Esta função A é denominada Função de Transferência de Modulação (Modulation Transfer Function - MTF).

Um sistema imageador de varredura mecânica possui uma função de transferência que será formada pelas funções de transferência de todos os subsistemas (óptico, eletrônico, detector, filme e lâmpada moduladora (glow tube)) que o constituem.

A imagem é formada por um processo de convolução no sentido de varredura do espelho, e como a MTF é uma função que está no domínio da frequência, a MTF total do sistema é produto de todas as MTFs dos subsistemas:

$$MTF(sist) = MTF(\bar{o}pt) \times MTF(det) \times MTF(ele) \times MTF(glow) \times MTF(fil) .$$

Pode-se, então, calcular a MTF do sistema imageador avaliando as MTFs de seus subsistemas.

Uma vez conhecida a MTF do sistema, pode-se prever a sua resposta para diferentes "entradas" estabelecendo relações entre seus parâmetros como, por exemplo, a resolução espacial.

Esses subsistemas possuem variáveis de "entrada" e "saída" de diferentes naturezas (radiação de luz ou calor para o subsistema óptico e tensão ou corrente para o subsistema eletrônico). Consequentemente suas respectivas funções de transferência possuirão diferentes argumentos (por exemplo, ciclo por milímetro ou ciclo por miliradiano para o subsistema óptico, e hertz para o subsistema eletrônico). Em outras palavras, o subsistema óptico trabalha com uma composição de frequências espaciais, enquanto o subsistema eletrônico trabalha com uma composição de frequências temporais.

Naturalmente, há uma relação direta entre essas frequências. Considere-se no círculo da Figura 2.11 uma rotação completa do espelho num tempo T. Ou seja:

$$\begin{aligned} 2\pi \text{ rd} &= T \text{ seg} \\ \alpha \text{ rd} &= \tau' \text{ seg} \end{aligned} \quad (2.4)$$

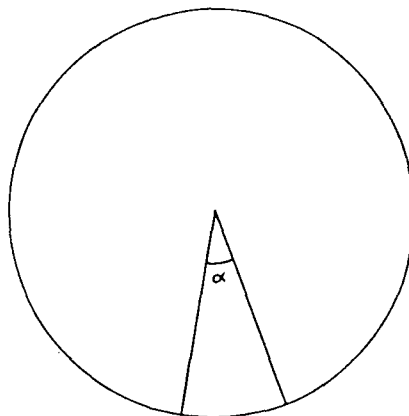


Fig. 2.11 - Uma rotação completa do espelho.

A frequência espacial significa:

$$1 \text{ mrd} - f \text{ (ciclos) ,}$$

$$\alpha - x \text{ (ciclos) ,}$$

$$x \text{ (ciclos)} = \alpha f \text{ (ciclos/mrd)}.$$

Todos esses ciclos espaciais se transformam em ciclos temporais:

$$x \text{ ciclos em um tempo } \tau'$$

A frequência temporal será:

$$f \text{ (hertz)} = \frac{x}{\tau'} \left(\frac{\text{ciclos}}{\text{seg}} \right) ,$$

$$f \text{ (hertz)} = \frac{\alpha f}{\tau'} \text{ (cy/mrd)} . \quad (2.5)$$

Da mesma forma há necessidade de relacionar a frequência espacial (cy/mm) sobre o filme com a frequência espacial sobre o plano focal da óptica coletora. Para tanto, primeiramente relaciona-se a frequência espacial sobre o filme com a frequência temporal em hertz (Figura 2.12).

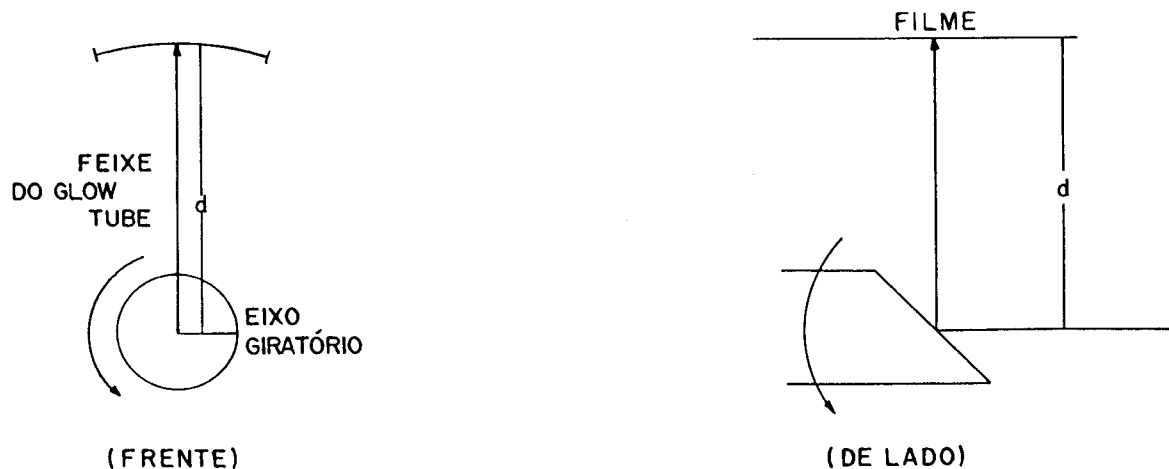


Fig. 2.12 - Esquema do sistema de gravação em filme.

A frequência f em hertz significa:

1 seg — f ciclos.

Através da Figura 2.12 tem-se que:

$$v = \frac{2\pi d}{T} .$$

Em um segundo o feixe percorre uma distância L :

$$L = v \times 1 \text{ seg (mm)} .$$

Os ciclos temporais se transformam em ciclos espaciais (linhas) sobre o filme:

Em 1 seg $y = f$ (hertz). 1 seg ,

$$L = \frac{2\pi d}{T} . 1 \text{ seg} .$$

Então ter-se-ã y ciclos em L milímetros. Daí a frequência será:

$$f \text{ (cy/mm)} = \frac{y}{L} \frac{\text{ciclos}}{\text{mm}} ,$$

$$f \text{ (cy/mm)} = \frac{f \text{ (hertz)} \cdot 1 \text{ seg}}{\frac{2\pi d}{T} \cdot 1 \text{ seg}}$$

$$f \text{ (cy/mm)} = f \text{ (hertz)} \frac{T}{2\pi d} \quad (2.6)$$

Jã foi visto que:

$$f \text{ (hertz)} = \frac{\alpha}{T} f \text{ (cy/mrd)} .$$

Então tem-se:

$$\frac{\alpha}{\tau'} f \text{ (cy/mrd)} = \frac{2\pi d}{T} = f \text{ (cy/mm)} ,$$

$$f \text{ (cy/mm)} = \frac{\alpha}{\tau'} \frac{T}{2\pi d} f \text{ (cy/mrd)} .$$

Através da Relação 2.4 tem-se:

$$\tau' = \frac{\alpha T}{2\pi}$$

Daí tem-se:

$$f \text{ (cy/mm)} = \frac{1}{d} f \text{ (cy/mrd)} . \quad (2.7)$$

Para o cálculo da MTF total do sistema imageador, calculam-se as MTFs dos subsistemas em função da frequência em ciclos por miliradiano.

2.5.1 - MTF DO SUBSISTEMA ÓPTICO

Considerando o subsistema óptico como uma abertura circular livre de aberração, a MTF é estabelecida pela relação (Goodman, 1968):

$$H = \frac{2}{\pi} \left\{ \cos^{-1} \left(\frac{f}{f_c} \right) - \frac{f}{f_c} \sqrt{1 - \left(\frac{f}{f_c} \right)^2} \right\} \text{ para } \frac{f}{f_c} \leq 1 , \quad (2.8)$$

onde: f = frequência ,

$$f_c = \frac{D}{\lambda} ,$$

D = diâmetro de abertura ,

λ = comprimento de onda .

Considerando $D = 75 \text{ mm}$ e $\lambda = 10 \text{ } \mu\text{m}$, pode-se estabelecer

a tabela da MTF do subsistema óptico (Tabela 2.1).

TABELA 2.1

MTF DO SUBSISTEMA ÓPTICO

f(cy/mrd)	MTF	f(cy/mrd)	MTF	f(cy/mrd)	MTF
0,0000	1,0000	2,6250	0,5636	5,2500	0,1882
0,1875	0,9682	2,8125	0,5340	5,4375	0,1658
0,3750	0,9364	3,0000	0,5046	5,6250	0,1443
0,5625	0,9046	3,1975	0,4756	5,8125	0,1237
0,7500	0,8729	3,3750	0,4470	6,0000	0,1041
0,9375	0,8413	3,5625	0,4188	6,1875	0,0855
1,1250	0,8097	3,7500	0,3910	6,3750	0,0681
1,3125	0,7783	3,9375	0,3638	6,5625	0,0520
1,5000	0,7471	4,1250	0,3368	6,7500	0,0374
1,6875	0,7160	4,3125	0,3105	6,9375	0,0244
1,8750	0,6850	4,5000	0,2848	7,1250	0,0133
2,0625	0,6543	4,6875	0,2696	7,3125	0,0047
2,2500	0,6238	4,8750	0,2351	7,5000	0,0000
2,4375	0,5936	5,0625	0,2112		

3.5.2 - MTF DO SUBSISTEMA DETECTOR

Considerando a projeção do detector retangular no domínio espacial tem-se a função demonstrada na Figura 2.13a . Se se considerar apenas o sentido de varredura do espelho, a MTF do detector é a transformada desta função (Figura 2.13b) em função de αf (Lloyd, 1975):

$$\alpha f = \frac{\text{sen } \pi \alpha f}{\pi \alpha f} , \quad (2.9)$$

sendo

α = ângulo de abertura da óptica ,
 f = frequência .

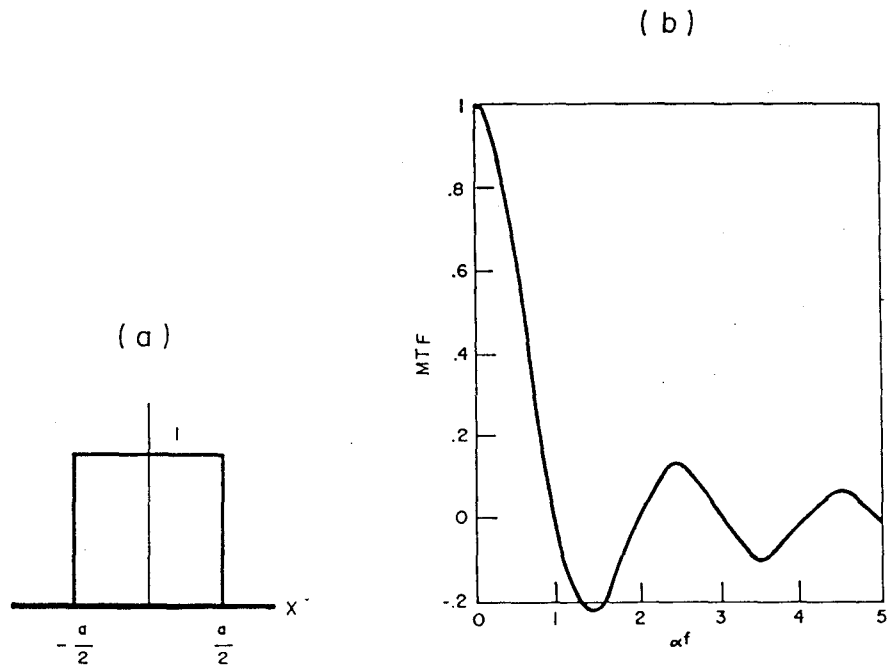


Fig. 2.13 - Função descritiva do detector retangular. Perfil do detector (a) e função MTF do detector (b).

FONTE: Lloyd (1975), pp. 90-92.

Fazendo $\alpha = 2,5$ mrd, pode-se estabelecer a MTF do sistema detector, como mostra a Tabela 2.2.

TABELA 2.2

MTF DO SUBSISTEMA DETECTOR

f(cy/mrd)	MTF
0,020	0,996
0,040	0,984
0,060	0,963
0,080	0,935
0,100	0,900
0,120	0,858
0,140	0,810
0,160	0,757
0,180	0,699
0,200	0,637
0,220	0,572
0,240	0,505
0,260	0,436
0,280	0,368
0,300	0,300
0,320	0,234
0,340	0,170
0,360	0,109
0,380	0,052
0,400	0,000

3.5.3 - MTF DO SUBSISTEMA ELETRÔNICO

O subsistema eletrônico pode ser modelado como um filtro R'C' (Figura 2.14).

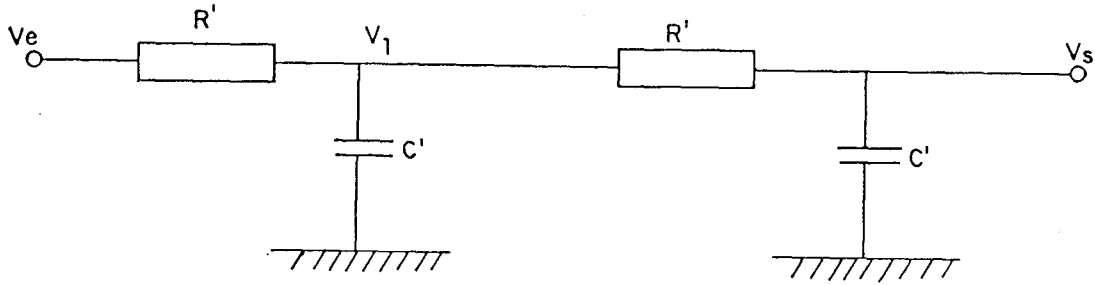


Fig. 2.14 - Filtro R'C'.

A partir da Figura 2.14 tem-se:

$$V_s = \frac{V_1}{R'} = \frac{1}{j\omega C'} \cdot \frac{1}{j\omega C'} ,$$

$$V_s = \frac{1}{j\omega R' C' + 1} \cdot V_1 , \quad (2.10)$$

$$\frac{V_e - V_1}{R'} = \frac{V_1}{\frac{1}{j\omega C'}} + \frac{V_1}{R' + \frac{1}{j\omega C'}} ,$$

$$\frac{V_e}{R'} = V_1 \left(\frac{1}{R'} + j\omega C' + \frac{j\omega C'}{j\omega R' C' + 1} \right) ,$$

$$V_1 = \frac{1}{R' \left(\frac{1}{R'} + j\omega C' + \frac{j\omega C'}{j\omega R' C' + 1} \right)} \cdot V_e , \quad (2.11)$$

$$V_s = \frac{1}{j\omega R' C' + 1} \cdot \frac{1}{1 + j\omega R' C' + \frac{j\omega R' C'}{j\omega R' C' + 1}} \cdot V_e ,$$

$$H(\omega) = \frac{V_s}{V_e} ,$$

$$H(\omega) = \frac{1}{j\omega R' C' + 1 - \omega^2 R'^2 C'^2 + j\omega R' C' + j\omega R' C'} , \quad (2.12)$$

$$H(\omega) = \frac{1}{j3\omega R'C' + 1 - \omega^2 R'^2 C'^2} ,$$

$$|H(\omega)| = \frac{1}{\left[(1 - \omega^2 R'^2 C'^2)^2 + 9\omega^2 R'^2 C'^2 \right]^{1/2}} ,$$

$$|H(\omega)| = \frac{1}{(1 - 2\omega^2 R'^2 C'^2 + \omega^4 R'^4 C'^4 + 9\omega^2 R'^2 C'^2)^{1/2}} ,$$

$$|H(\omega)| = \frac{1}{(1 + 7\omega^2 R'^2 C'^2 + \omega^4 R'^4 C'^4)^{1/2}} , \quad (2.13)$$

$$\omega = 2\pi f .$$

Neste caso tem-se:

$$R' = 10\Omega$$

$$C' = 68 \text{ KpF} = 69 \cdot 10^{-9} \text{ F} .$$

A Relação 2.13 determina o valor de $H(\omega)$ em função da frequência em hertz.

Através da Relação 2.5:

$$f(\text{hertz}) = \frac{\alpha}{\tau'} f(\text{cy/mrd})$$

faz-se a transformação em ciclos/milirradiano.

No caso $\alpha = 2,5 \text{ mrd}$, e o espelho gira a 6000 rpm (100 rps). Portanto, o período T é igual a 1/100s.

Então:

$$2\pi \text{rd} \quad \text{---} \quad 1/100 \text{ s}$$

$$2,5 \times 10^{-3} \text{rd} \quad \text{---} \quad \tau'$$

$$\tau' = 0,4 \mu s ,$$

$$f(\text{hertz}) = \frac{2,5 \text{ mrd}}{4 \times 10^{-6}} f(\text{cy/mrd}) ,$$

$$f(\text{hertz}) = 6,25 \times 10^5 f(\text{cy/mrd}) . \quad (2.14)$$

Desse modo, introduzindo os valores de R' e C' de acordo com as especificações do equipamento, valores de f em hertz na Relação 2.13 e efetuando a transformação através da Relação 2.14, obtêm-se a tabela da MTF do subsistema eletrônico (Tabela 2.3).

TABELA 2.3

MTF DO SUBSISTEMA ELETRÔNICO

$f(\text{hertz})$	$f(\text{cy/mrd})$	MTF
10^3	0,0016	0,9999
$5 \cdot 10^3$	0,0080	0,9984
10^4	0,0160	0,9937
$5 \cdot 10^4$	0,0800	0,8699
$7 \cdot 10^4$	0,1120	0,7823
10^5	0,1600	0,6578
$2 \cdot 10^5$	0,3200	0,3879
$4 \cdot 10^5$	0,6400	0,1826
$5 \cdot 10^5$	0,8000	0,1364
$6 \cdot 10^5$	0,9600	0,1053
$7 \cdot 10^5$	1,1200	0,0837
$8 \cdot 10^5$	1,2800	0,0675
10^6	1,6000	0,0465
$2 \cdot 10^6$	3,2000	0,6131
$5 \cdot 10^6$	8,0000	0,0020

2.5.4 - MTF DO FILME

A Figura 2.15 mostra a MTF do filme fornecida pelo fabricante.

Com o dado do fabricante, a frequência espacial está em ciclos por milímetro, utilizando a Relação 2.7 faz-se a transformação em ciclos por milirradiano:

$$f(\text{cy/mrd}) = d f(\text{cy/mm}) .$$

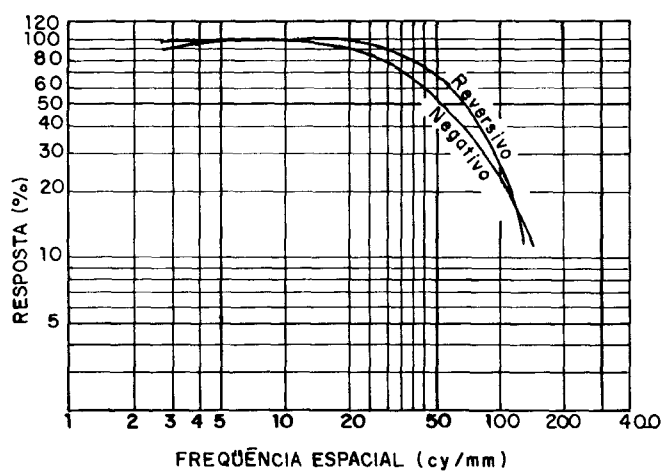


Fig. 2.15 - Curva da MTF do filme.

FONTE: KODAK (1972), p. 2

Fazendo $d = 30$ mm (distância entre o centro do eixo giratório e o filme, obtém-se a tabela da MTF do filme (Tabela 2.4).

TABELA 2.4

MTF DO FILME

f (cy/mm)	f (cy/mrd)	MTF
10	300	0,98
20	600	0,90
50	1500	0,50
100	3000	0,25

2.5.5 - MTF DA LÂMPADA MODULADORA (GLOW TUBE)

A Figura 2.16 representa a curva da MTF da lâmpada moduladora fornecida pelo fabricante.

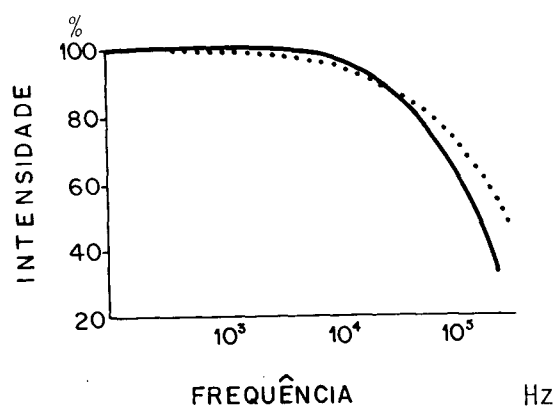


Fig. 2.16 - MTF da lâmpada moduladora.

FONTE: English Electric Valve (1982).

Com os dados fornecidos pela curva e a Relação 2.5, pode-se obter a MTF da lâmpada (Tabela 2.5).

TABELA 2.5

MTF DA LÂMPADA MODULADORA (GLOW TUBE)

f(Hz)	f(cy/mrd)	MTF
10^4	0,0160	0,975
$5 \cdot 10^4$	0,0800	0,850
10^5	0,1600	0,650
$2 \cdot 10^5$	0,3200	0,470
$4 \cdot 10^5$	0,6400	0,270

2.5.6 - MTF DO SUBSISTEMA

Como já foi visto anteriormente, obtêm-se a MTF total do sistema multiplicando todas as MTFs dos subsistemas, processo denominado "cascateamento".

A MTF da lâmpada moduladora (glow tube) é formada pela MTF da eletrônica da lâmpada (fabricação) e pela MTF do deslocamento do feixe de luz no instante da varredura. Esta MTF tem os mesmos valores numéricos da MTF do detector (Tabela 2.6).

Através da operação:

$$\begin{aligned} \text{MTF}(\text{sist}) &= \text{MTF}(\text{opt}) \times \text{MTF}(\text{det}) \times \text{MTF}(\text{ele}) \times \text{MTF}(\text{glow}) \times \text{MTF}(\text{desl. feixe}) \times \\ &\times \text{MTF}(\text{fil}) \end{aligned}$$

obtêm-se a MTF do sistema (Tabela 2.7).

TABELA 2.6

MTFs DOS SUBSISTEMAS QUE COMPÕEM O SISTEMA IMAGEADOR

f(cy/mrd)	ÓPTICA	DETECTOR	ELETRÔNICA	LÂMPADA (GLOW TUBE)		FILME
				ELETRÔNICA	DESLOCAMENTO DE FEIXE	
0,02	0,995	0,998	0,985	0,965	0,998	1
0,04	0,994	0,980	0,970	0,925	0,980	1
0,06	0,990	0,965	0,935	0,885	0,965	1
0,08	0,985	0,935	0,900	0,835	0,935	1
0,10	0,980	0,900	0,825	0,785	0,900	1
0,12	0,980	0,860	0,735	0,720	0,860	1
0,14	0,975	0,810	0,685	0,670	0,810	1
0,16	0,970	0,755	0,658	0,650	0,755	1
0,18	0,967	0,677	0,620	0,630	0,677	1
0,20	0,965	0,635	0,592	0,615	0,635	1
0,22	0,962	0,575	0,562	0,590	0,575	1
0,24	0,960	0,510	0,530	0,565	0,510	1
0,26	0,955	0,465	0,498	0,545	0,465	1
0,28	0,952	0,370	0,468	0,521	0,370	1
0,30	0,950	0,300	0,446	0,485	0,300	1
0,32	0,946	0,235	0,388	0,470	0,235	1

TABELA 2.7

MTF DO SISTEMA IMAGEADOR

$f(\text{cy/mrd})$	$\text{MTF}(\text{sistema})$
0,02	0,9420
0,04	0,8565
0,06	0,7551
0,08	0,6471
0,10	0,5141
0,12	0,3836
0,14	0,2936
0,16	0,2365
0,18	0,1731
0,20	0,1417
0,22	0,1055
0,24	0,0748
0,26	0,0513
0,28	0,0318
0,30	0,0185
0,32	0,0095

Utilizando os dados das Tabelas 2.6 e 2.7 podem-se traçar as curvas da MTF dos subsistemas e de MTF total do sistema imageador (Figura 2.17).

2.6 - CAMPO INSTANTÂNEO DE VISADA EFETIVO (EIFOV)

O IFOV determina a resolução geométrica do equipamento. Entretanto, este valor está somente condicionado ao ângulo de abertura óptica. Com a contribuição da MTF em todo o sistema, na prática, o que vai determinar a resolução geométrica é o EIFOV (Effective Instantaneous Field of View - campo instantâneo de visada efetivo), (Figura 2.18a).

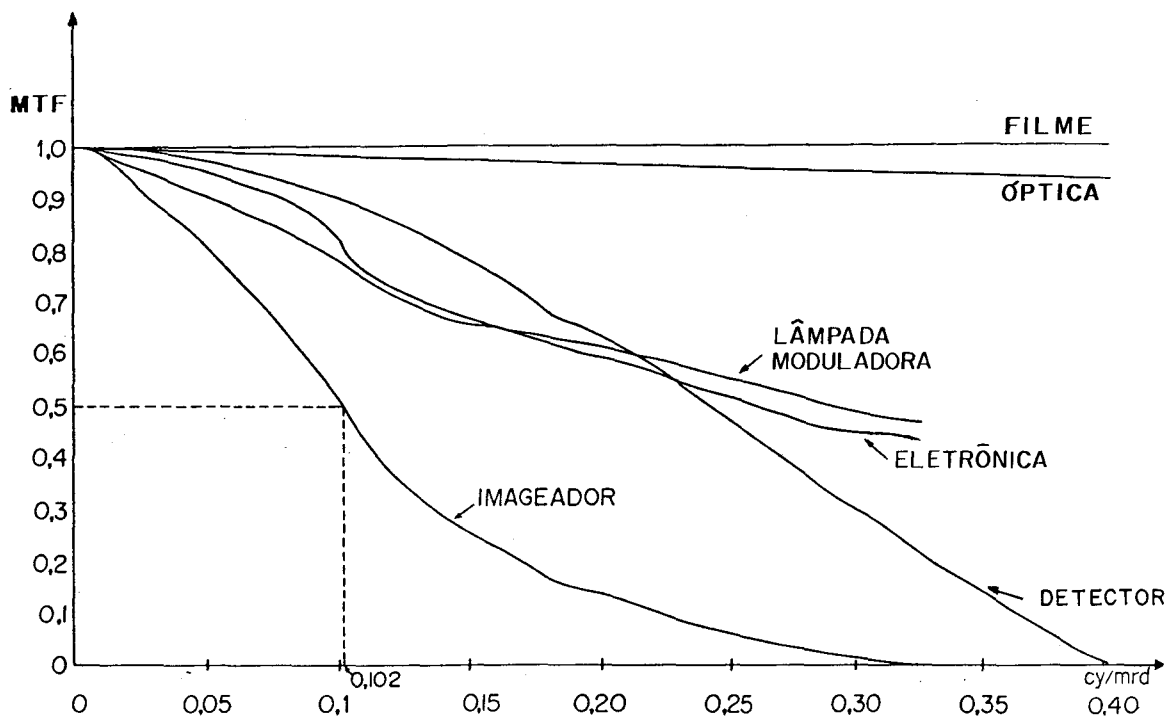


Fig. 2.17 - Gráfico das MTFs dos subsistemas e da MTF total do imageador.

O campo instantâneo de visada efetivo (EIFOV) é definido pela NASA para uma distribuição senoidal de radiância, como a frequência espacial que reduz a intensidade de modulação pela metade, devido à MTF do sistema (Figura 2.18b) (Slater, 1980).

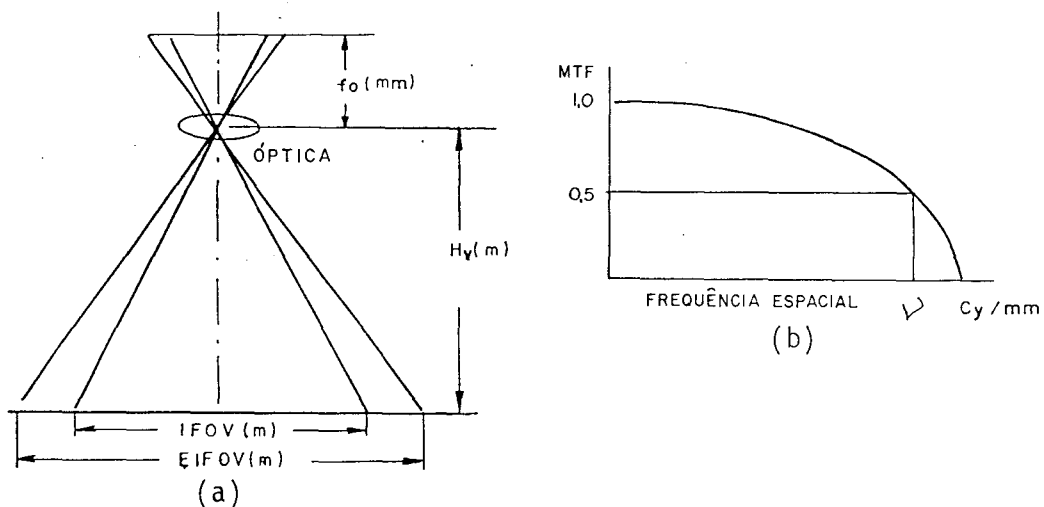


Fig. 2.18 - Campo instantâneo de visada efetivo (EIFOV).

FONTE: Slater (1980), p. 518.

Pode-se calcular o EIFOV através da relação (Slater, 1980):

$$f(\text{mm}) = \frac{H_V(\text{m})}{2\nu(\text{cy/mm}) f_0(\text{mm}) \text{ EIFOV}} ,$$

$$\text{EIFOV (mm)} = \frac{H_V(\text{m})}{2\nu(\text{cy/mm}) f_0(\text{mm})} .$$

Como $f(\text{cy/mrd}) = d f(\text{cy/mm})$,

$$\text{EIFOV} = \frac{H_V(\text{m})}{2\nu(\text{cy/mrd})}$$

sendo ν = frequência espacial correspondente e $\text{MTF} = 0,5$.

Voltando à curva do sistema imageador (Figura 2.17), determina-se o valor de $\nu = 0,102$. Como os vôos foram realizados a 167 metros de altura, tem-se:

$$\text{EIFOV} = \frac{167}{2 \times 0,102} = 825 \text{ mm} ,$$

$$\text{IFOV} = H_V \cdot \alpha = 167 \times 2,5 \times 10^{-3} = 0,416 \text{ m} .$$

Portanto:

$$\text{IFOV} \approx 0,40 \text{ m}$$

$$\text{EIFOV} \approx 0,80 \text{ m} .$$

Analisando a Figura 2.17, pode-se observar que as MTFs do subsistema eletrônico, do detector e da lâmpada moduladora foram os que mais contribuíram para a formação da MTF total do sistema imageador; a MTF do filme nada contribuiu e a MTF óptica pouco contribuiu. Para melhorar o EIFOV do equipamento, torna-se necessário melhorar o desem

penho dos três subsistemas que mais contribuíram para o resultado final da MTF do equipamento. O detector e a lâmpada "glow tube" teriam de ser substituídos por outros cujas MTFs tenham os seus pontos de corte em frequências mais altas. O subsistema eletrônico tem como recurso para melhorar a MTF a ampliação da largura de faixa eletrônica. Este recurso, por outro lado, apresenta uma desvantagem que é o aumento do nível de ruído.

Cabe ressaltar aqui que, no cálculo da MTF do subsistema óptico, este foi considerado uma óptica sem obstrução. Todavia, o telescópio do tipo Cassegrain utilizado no imageador apresenta obstrução (Figura 2.1).

O detector utilizado tem uma forma circular; mas para o cálculo da MTF foi considerado de forma retangular.

Entretanto, a aproximação feita é válida, uma vez que a MTF da óptica com obstrução e a MTF do detector circular pouco alterariam a MTF total encontrada.

2.7 - FILTRO PASSA-ALTA

Na construção do imageador utilizado, foi colocado um filtro passa-alta após o detector que bloqueia a passagem dos sinais de baixa frequência próxima a zero (Figura 2.19).

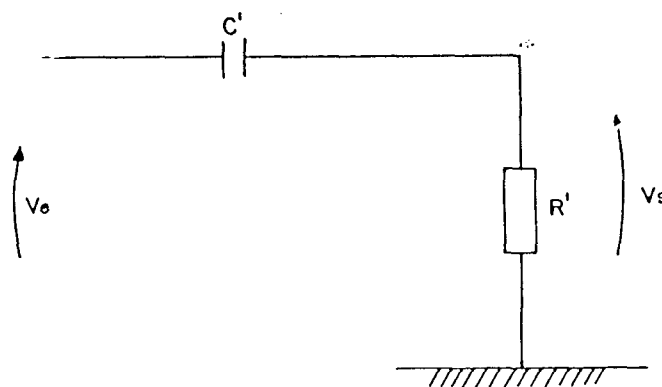


Fig. 2.19 - Filtro passa-alta.

Através da Figura 2.19 tem-se:

$$I = \frac{V_e}{R' + \frac{j}{\omega C'}} ,$$

$$V_S = R' I ,$$

$$V_S = R' \frac{V_e}{R' + \frac{j}{\omega C'}} ,$$

$$\frac{V_S}{V_e} = \frac{j\omega R' C'}{j\omega R' C' + 1} ,$$

$$\left| \frac{V_S}{V_e} \right| = \frac{\omega R' C'}{\sqrt{\omega^2 R'^2 C'^2 + 1}} ,$$

$$\omega = 2\pi f ,$$

$$|H| = \frac{2\pi f R' C'}{\sqrt{4\pi^2 f^2 R'^2 C'^2 + 1}} . \quad (2.14)$$

Fazendo $C = 10^{-2}F$ e $R = 30\Omega$ na Relação 2.14 obtêm-se os dados da curva do filtro (Tabela 2.8).

Utilizando os dados da Tabela 2.8, pode-se traçar a curva do filtro (Figura 2.20). Este filtro elimina a amplitude média do sinal com o objetivo de realçar as diferenças de temperaturas (Figura 2.21b). A este sinal, depois de ampliado antes da gravação, é adicionado um sinal artificial que representa um nível médio de cinza (Figura 2.21c).

TABELA 2.8

DADOS DA CURVA DO FILTRO PASSA-ALTA

f(Hz)	f(cy/mrd)	H
20	$3,20 \times 10^{-5}$	0,35
30	$4,80 \times 10^{-5}$	0,48
40	$6,40 \times 10^{-5}$	0,59
50	$8,00 \times 10^{-5}$	0,66
60	$9,60 \times 10^{-5}$	0,72
70	$1,12 \times 10^{-4}$	0,76
80	$1,28 \times 10^{-4}$	0,79
100	$1,60 \times 10^{-4}$	0,84
120	$1,92 \times 10^{-4}$	0,87
160	$2,56 \times 10^{-4}$	0,89
200	$3,20 \times 10^{-4}$	0,91
260	$4,16 \times 10^{-4}$	0,92
320	$5,12 \times 10^{-4}$	0,93
10^3	$1,60 \times 10^{-3}$	0,9486

A finalidade desse filtro é destacar as diferenças de temperaturas, fazendo com que as imagens fiquem em torno de um nível médio de cinza. Como resultado tem-se a imagem de uma região fria e outra de uma região quente com tonalidades de cinza parecidas, realçando as diferenças de temperaturas contidas em cada uma das imagens.

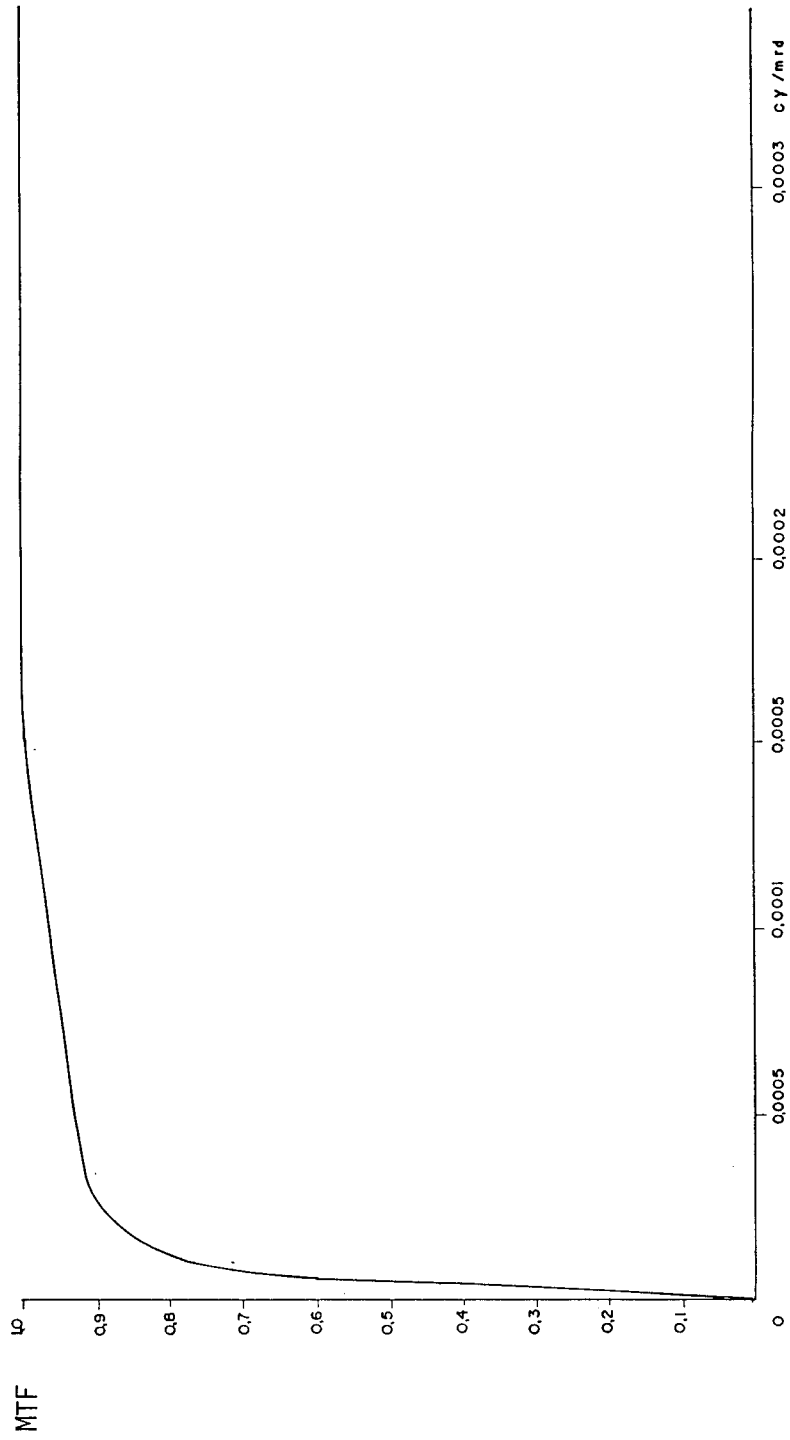


Fig. 2.20 - Curva do filtro passa-alta.

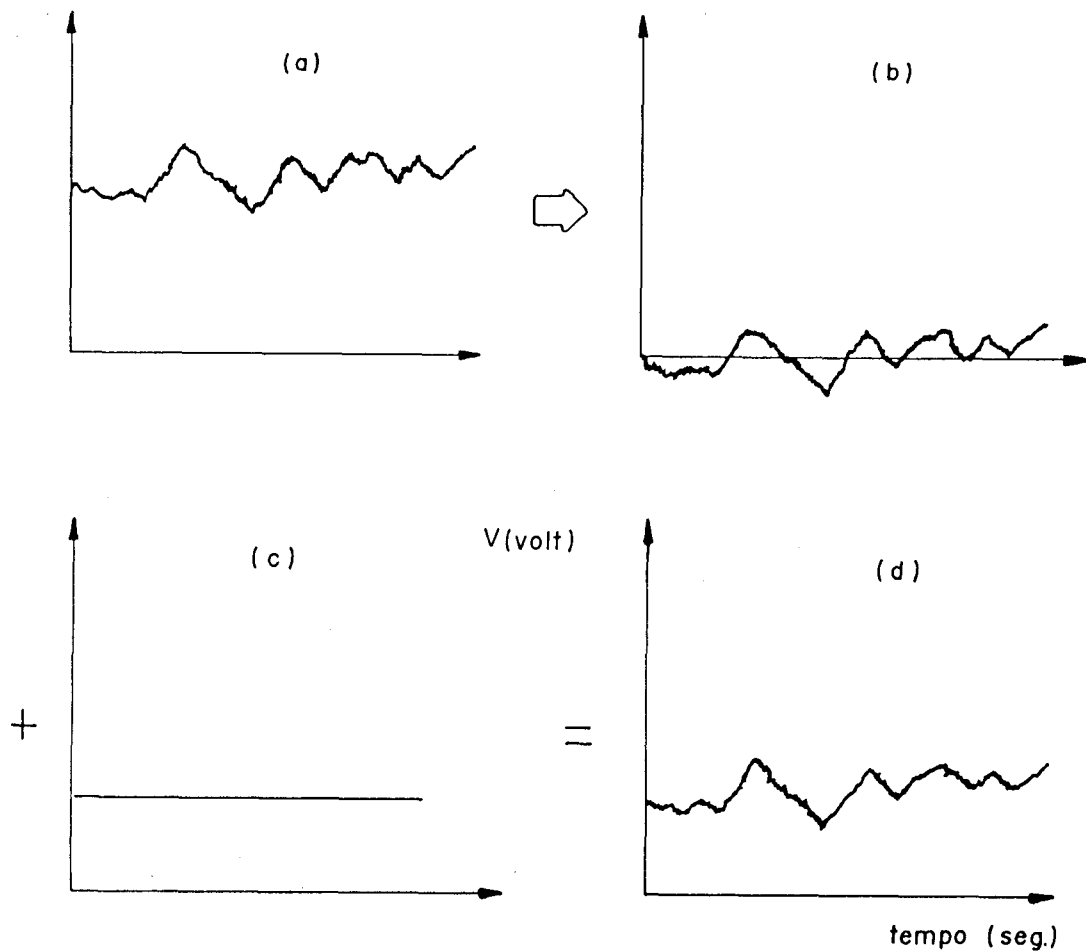


Fig. 2.21 - Comportamento do sinal na formação da imagem. Sinal original (a), valor médio igualado a zero (b), sinal artificial a ser acrescentado (c) e sinal resultante (d).

Contudo, esse artifício causa certos efeitos que prejudicam a formação da imagem. Se se tiver no alvo um ponto que destoa de seus vizinhos (muito quente ou muito frio), o sinal comportar-se-á como demonstrado na Figura 2.22 (exemplo com um ponto quente).

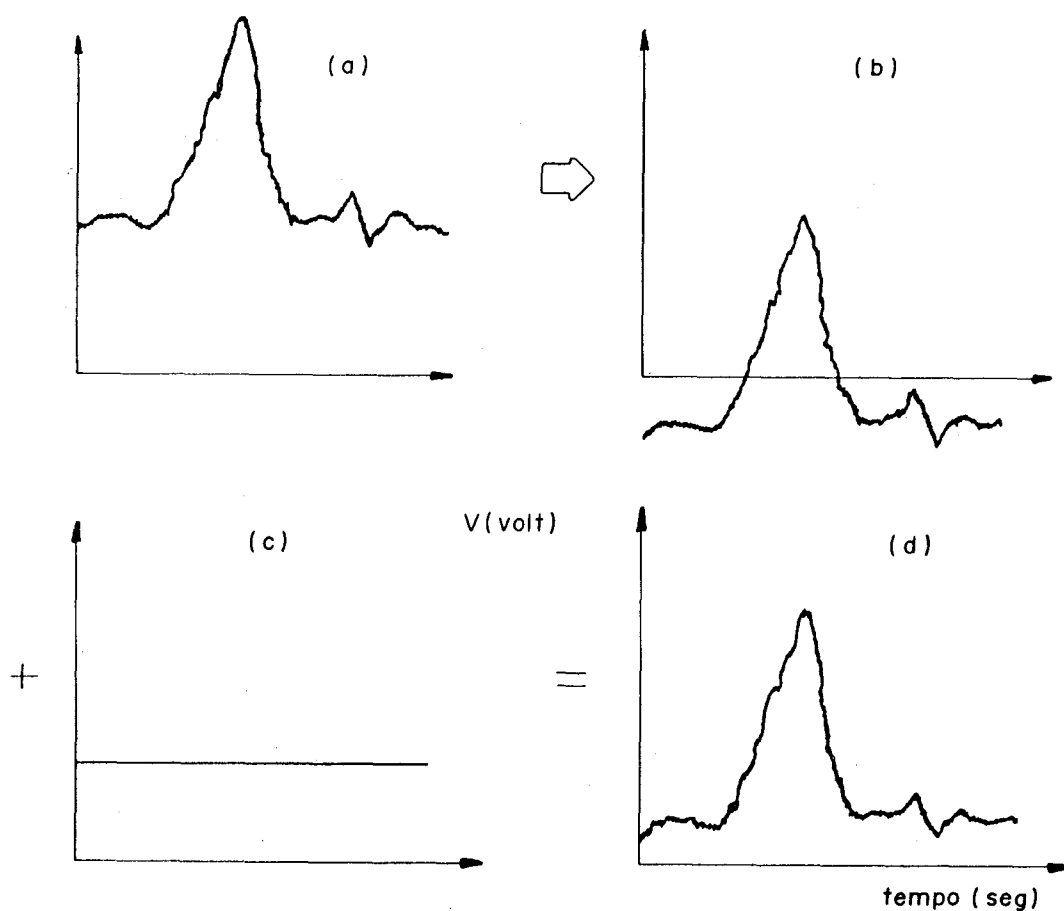


Fig. 2.22 - Comportamento do sinal de alvo com um ponto quente.

Como consequência ocorrem uns "riscos" na imagem. O "risco" será preto se o ponto que se destaca for quente, será branco se for frio. A Figura 2.23 apresenta esse efeito. O ponto quente é uma fogueira.



Fig. 2.23 - O ponto branco apresentado na imagem é uma fogueira.

CAPÍTULO 3

EXPERIMENTOS: DISCUSSÃO E ANÁLISE

3.1 - INTRODUÇÃO

Os vôos para obtenção das imagens foram realizados por uma aeronave de pequeno porte, monomotor de asa alta. Para a fixação do sensor foram retiradas a cadeira e a porta direita e foi colocado um suporte externo como mostra a Figura 3.1.

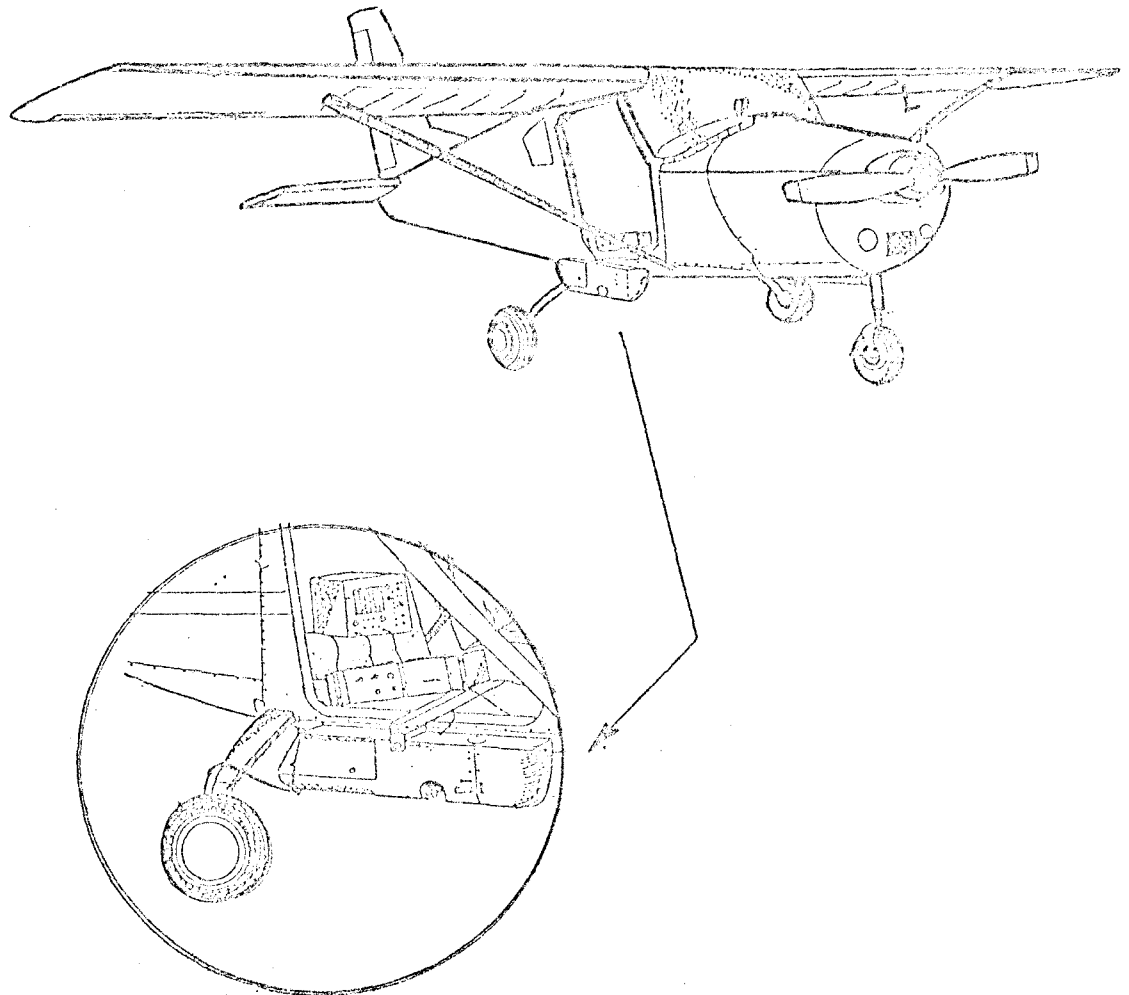


Fig. 3.1 - Aeronave com o imageador instalado.

A escolha da aeronave foi devido a sua capacidade de voar a baixas velocidades. Deste modo pôde-se obter uma resolução geométrica linear melhor, explorando a relação V/H do equipamento. Os vôos foram realizados a uma velocidade de 150 km/h e a uma altura aproximada de 167 m.

Foram obtidas imagens de alvos existentes no terreno (naturais e artificiais) e de alvos simulados. Como alvos simulados, foram utilizadas caixas de placas de PVC, com as dimensões laterais de 0,20 x 0,20m, 0,40 x 0,40m e 1,00 x 1,00m, e uma altura de 0,10m, podendo ser posicionadas para fornecer alvos de dimensões variáveis.

Dentro dessas caixas foi colocada água com temperaturas controladas (Figura 3.2). A água foi o elemento escolhido em virtude da sua alta emissividade.

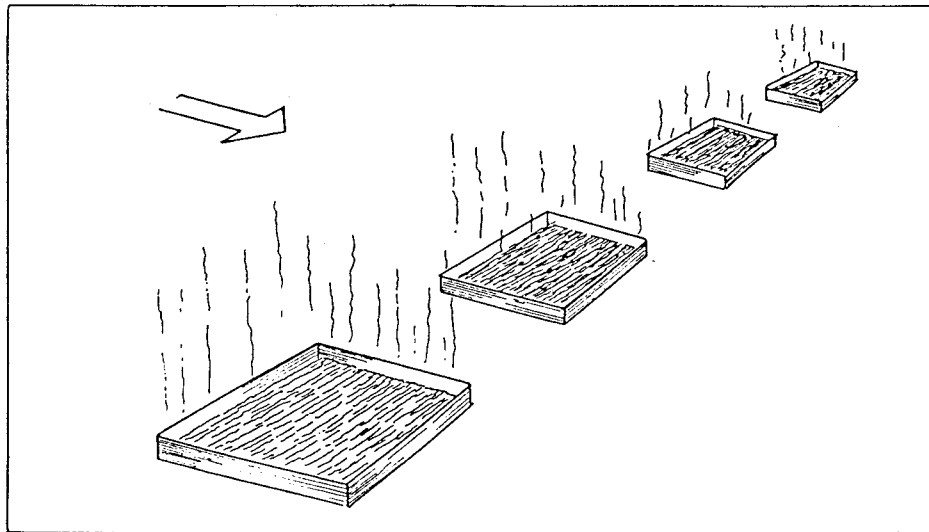


Fig. 3.2 - Alvos simulados.

Simultaneamente aos vôos, foram medidas temperaturas de radiação dos alvos, utilizando o radiômetro PRT-5 e temperaturas de contacto através de um termômetro eletrônico digital (OMEGA 2168A).

O objetivo inicial do experimento era realizar um estudo de detecção de alvos com dimensões comparadas com a de um elemento de resolução. De posse das especificações do equipamento, a uma altura de 167m, ter-se-ia uma resolução geométrica linear no solo de 0,40m, razão pela qual os alvos foram construídos com as dimensões já mencionadas.

Foram realizados 27 experimentos no total. Os primeiros foram realizados colocando os alvos sobre uma superfície gramada aparentemente homogênea. Entretanto, esta superfície, analisada na imagem, apresentou vários pontos de diferentes temperaturas. Consequentemente, os alvos ficaram "camuflados" no terreno. Posteriormente os experimentos foram realizados com os alvos sobre uma velha quadra esportiva os quais não foram novamente bem sucedidos porque, a exemplo do terreno gramado, os alvos se confundiram com alguns pontos de diferentes temperaturas. Finalmente, os experimentos foram realizados colocando os alvos simulados sobre um pátio de estacionamento de aeronaves. Embora todos estes experimentos tenham contribuído para as conclusões e resultados, serão discutidos somente aqueles pertinentes às próximas seções.

3.2 - CÁLCULO DO EIFOV ATRAVÉS DOS EXPERIMENTOS

Como já foi visto no capítulo anterior, a imagem é formada, no sentido de varredura do espelho, pelo processo de convolução. Vê-se também que a dimensão da imagem de um alvo nesta direção é proporcional à dimensão do alvo mais o EIFOV.

Assim tem-se:

$$L = [\ell(\text{alvo}) + \text{EIFOV}] K ,$$

onde:

L = dimensão da imagem (sentido de varredura) ,

$\ell(\text{alvo})$ = dimensão do alvo ,

K = fator de escala ,

$$\begin{array}{ccccccc} L & = & K & & \ell(\text{alvo}) & + & K \cdot \text{EIFOV} , \\ \downarrow & & \downarrow & & \downarrow & & \downarrow \\ y & = & a & & x & & b , \\ y & = & ax & + & b . & & \end{array} \quad (3.1)$$

Fazendo $y = 0$ tem-se:

$$x = -\frac{b}{a} = \frac{-K \cdot \text{EIFOV}}{K} = -\text{EIFOV} .$$

Através dos experimentos realizados, pode-se estabelecer a Tabela 3.1, que é representada pela dimensão do alvo (ℓ) e pela sua respectiva dimensão da imagem L. Esta dimensão da imagem foi medida no gráfico obtido no microdensitômetro.

Aplicando o modelo de regressão simples com os dados constantes na Tabela 3.1, tem-se a equação da reta:

$$y = 0,009x + 0,018$$

Fazendo $y = 0$

tem-se $x = -2 \rightarrow \text{EIFOV} \simeq 2\text{m} .$

Desse modo, verificou-se que o EIFOV médio encontrado foi de 2 metros. Na Figura 3.3 pode-se visualizar o gráfico dessa reta de regressão.

TABELA 3.1

DIMENSÕES DO ALVO E DA IMAGEM CORRESPONDENTE

Tamanho do Alvo $\ell(m)$	Tamanho da Imagem $L(m)$	Tamanho do Alvo $\ell(m)$	Tamanho da Imagem $L(m)$
7,00	0,093	2,70	0,037
1,40	0,020	3,00	0,038
7,00	0,090	7,00	0,068
7,00	0,087	4,00	0,048
6,40	0,081	7,00	0,070
7,00	0,083	4,20	0,057
7,00	0,086	7,00	0,073
7,00	0,071	1,40	0,026
4,00	0,046	2,80	0,035
1,00	0,034	0,20	0,018
1,00	0,031	1,00	0,030
1,00	0,027	0,40	0,028
1,00	0,024	0,20	0,027
1,00	0,025	0,40	0,026
1,00	0,031	1,00	0,030
2,00	0,034	1,00	0,034
2,35	0,028		

3.3 - CURVA TEÓRICA DO SINAL

Na formação da imagem pelo processo de convolução, a projeção do detector no solo, na realidade, tem uma forma circular (Figura 3.4).

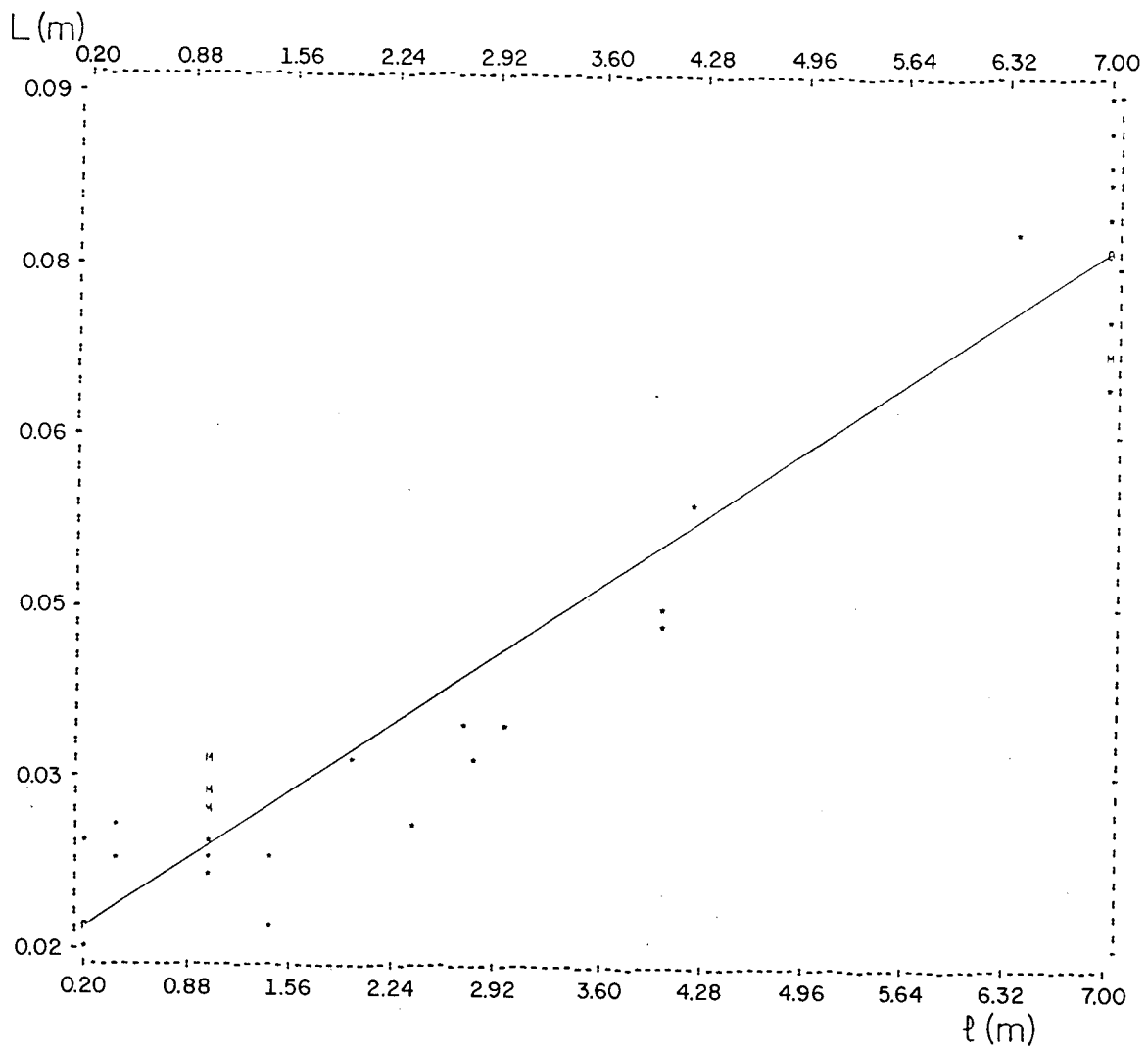
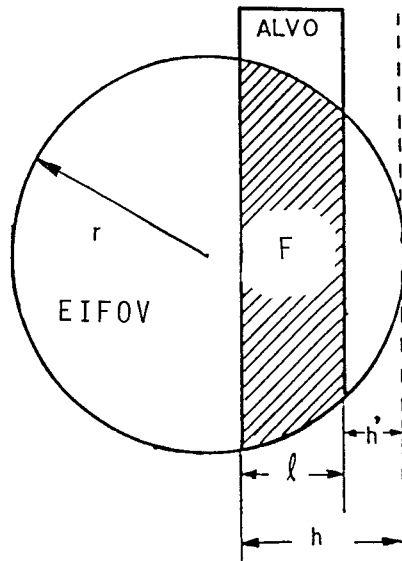


Fig. 3.3 - Representação gráfica da reta.



r = raio do círculo $\rightarrow$ EIFOV = $2r$

F = área envolvida pela convolução (amplitude)

ℓ = dimensão do alvo

Fig. 3.4 - Projeção do detector sobre o alvo
(Alvo < EIFOV).

A amplitude do sinal é representada pela área envolvida pela convolução num dado ponto h e é determinada pela relação (Selby, 1974):

$$F = r^2 \cos^{-1}\left(\frac{r-h}{r}\right) - (r-h) \sqrt{2rh-h^2} - \left[r^2 \cos^{-1}\left(\frac{r-h'}{r}\right) - (r-h') \sqrt{2rh'-h'^2} \right],$$

$$\sqrt{2rh'-h'^2} \quad , \quad \ell(\text{alvo}) = (h-h') \quad ,$$

$$F = r^2 \cos^{-1}\left(\frac{r-h}{r}\right) - \cos^{-1}\left(\frac{r-h+\ell}{r}\right) - (r-h) \sqrt{2rh-h^2} + (r-h+\ell) \sqrt{2r(h+\ell)-h^2-2r\ell+2h\ell-\ell^2} \quad , \quad \text{para } \ell \leq h \leq r \quad .$$

(3.2)

Quando a dimensão do alvo $\tilde{e}$ maior que o EIFOV, a amplitude do sinal $\tilde{e}$ representada pela Relação 3.3 e pela Figura 3.5 (Selby, 1974):

$$F = r^2 \cos^{-1}\left(\frac{r-h}{r}\right) - (r-h) \sqrt{2rh - h^2} . \quad (3.3)$$

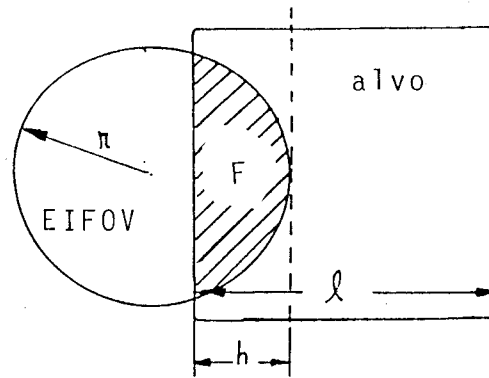


Fig. 3.5 - Projeção do detector sobre o alvo (alvo > EIFOV).

Para determinar a amplitude máxima da curva faz-se:

$$\frac{\partial F}{\partial h} = 0 \quad \text{e} \quad \text{EIFOV} = 2r ,$$

$$F(\text{max}) = \frac{\pi(\text{EIFOV})^2}{4} \left[1 - \frac{2}{\pi} \cos^{-1}\left(\frac{\ell}{\text{EIFOV}}\right) + \frac{\ell}{\pi} \sqrt{(\text{EIFOV})^2 - \ell^2} \right], \quad (3.4)$$

para $\ell \leq \text{EIFOV}$.

$$F(\text{max}) = \frac{\pi(\text{EIFOV})^2}{4} , \quad \text{para } \ell \geq \text{EIFOV} . \quad (3.5)$$

Na Figura 3.6 pode-se visualizar o comportamento das curvas em relação ao tamanho do alvo. Quando $\ell \geq \text{EIFOV}$, tem-se a amplitude máxima F_2 que $\tilde{e}$ representada pela Equação 3.5, e quando $\ell < \text{EIFOV}$, tem-se a amplitude máxima F_1 que $\tilde{e}$ representada pela Equação 3.4. Pode-se observar também que, quando $\ell > \text{EIFOV}$, o ponto em que a amplitude atin

ge o seu valor máximo representa no eixo das abscissas, a dimensão do EIFOV.

Substituindo o valor de " ℓ " pelas dimensões dos alvos utilizados, e fazendo $R = 1m$ ($2R=EIFOV=2,0m$) nas Equações 3.2 e 3.3, pode-se esboçar o comportamento teórico das curvas (Figura 3.7).

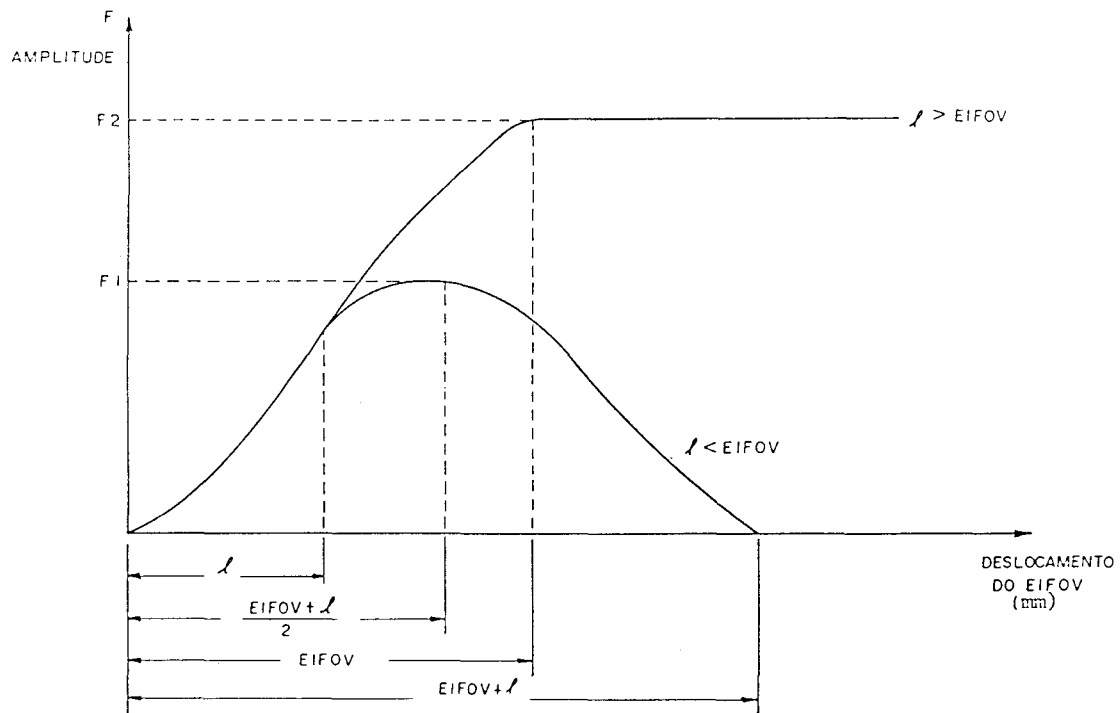


Fig. 3.6 - Comportamento das curvas das imagens em relação ao tamanho do alvo.

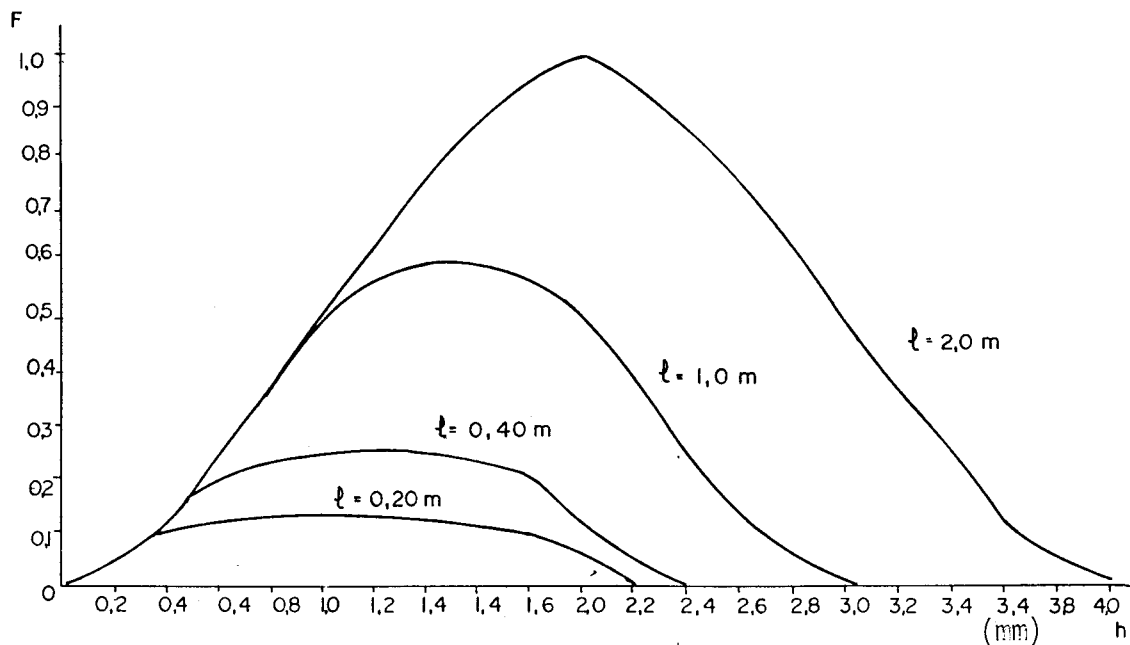


Fig. 3.7 - Comportamento teórico das curvas dos alvos utilizados.

3.4 - COMPARAÇÃO ENTRE AS CURVAS PREVISTAS PELA TEORIA E CURVAS OBTIDAS ATRAVÉS DOS EXPERIMENTOS

De posse das curvas previstas pela teoria e apresentadas na Figura 3.7, pode-se compará-las com as curvas das imagens obtidas através dos experimentos.

As curvas das imagens foram obtidas utilizando um microdensitômetro. No processo de comparação usou-se o artifício de normalização das curvas, isto é, igualou-se a amplitude máxima e o deslocamento lateral da curva prevista pela teoria com a curva obtida pelo experimento.

Para realização desse experimento os alvos foram dispostos como ilustra a Figura 3.8.

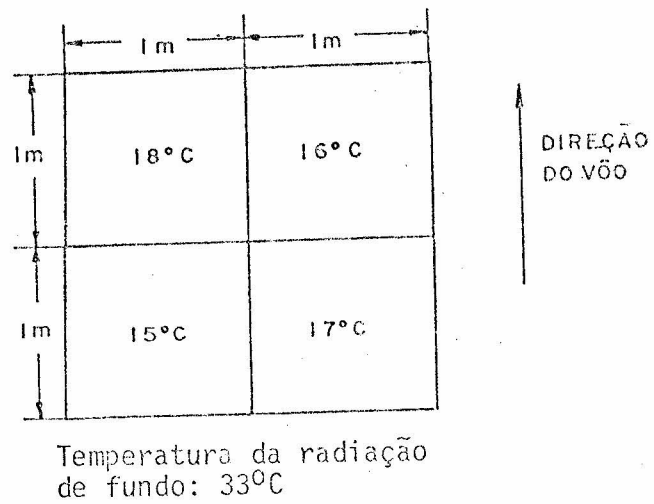
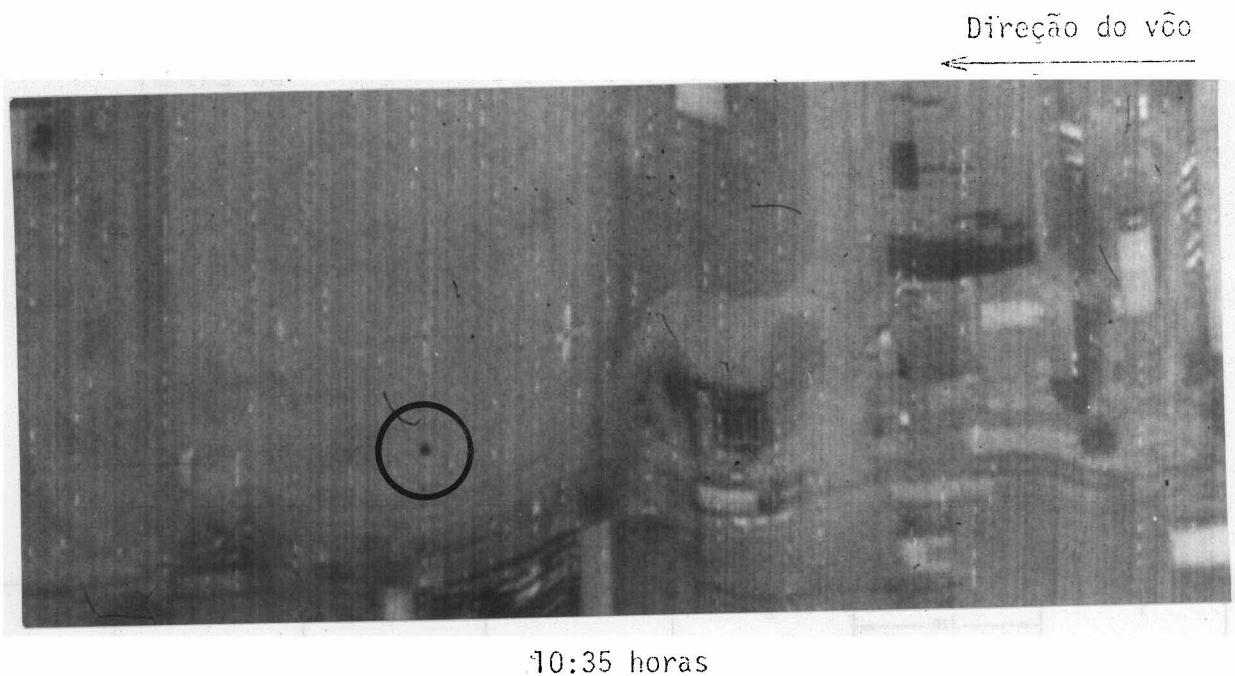


Fig. 3.8 - Disposição dos alvos do experimento 1.

A imagem obtida neste experimento está ilustrada na Figura 3.9



10:35 horas

Fig. 3.9 - Imagem referente aos alvos da Figura 3.8.

A Figura 3.10 mostra o comportamento de ambas as curvas e pode-se observar que a curva obtida no experimento se assemelha à prevista teoricamente.

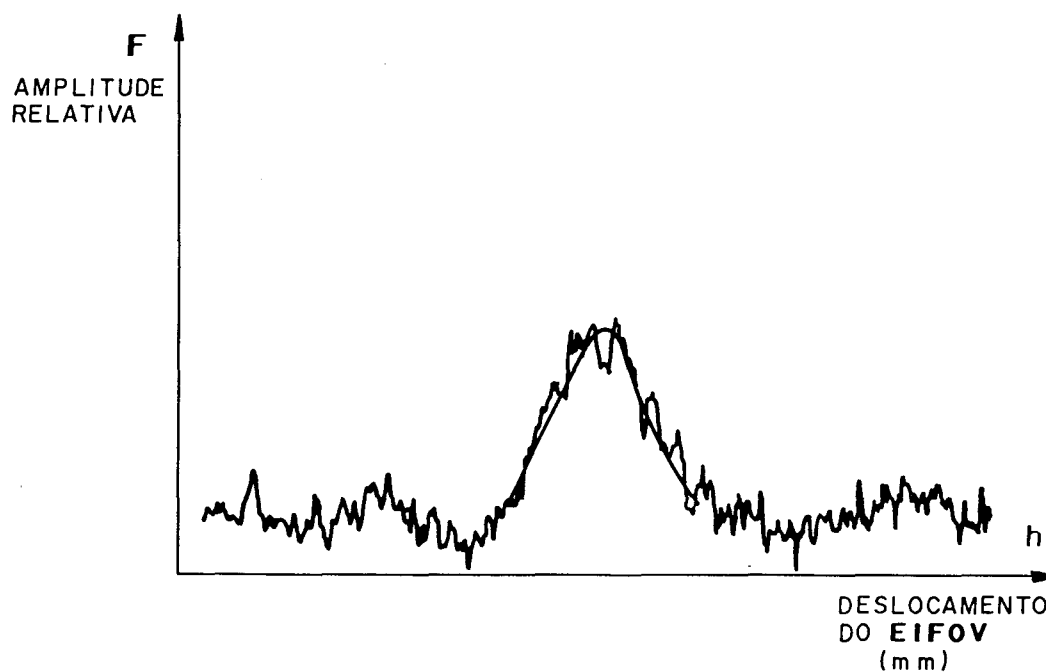
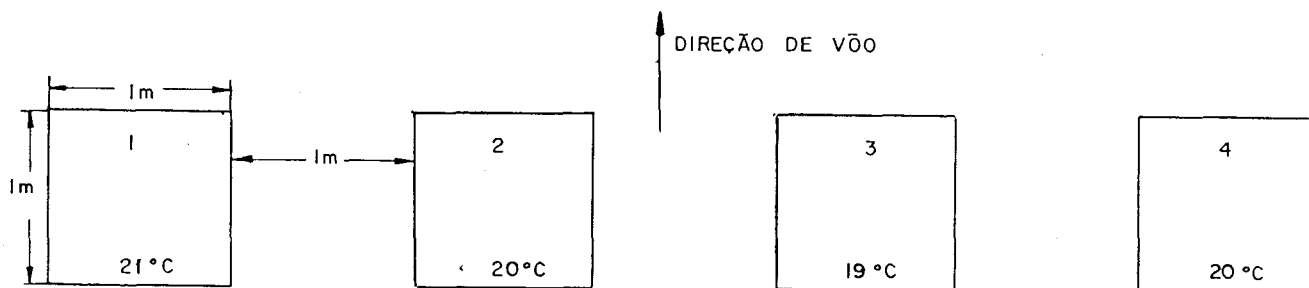


Fig. 3.10 - Comparação entre a curva prevista pela teoria e a obtida em um experimento.

Para realizar uma outra comparação seguindo o mesmo princípio, um outro experimento foi feito com a disposição dos alvos como demonstra a Figura 3.11.



Temperatura da radiação de fundo: 41°C

Fig. 3.11 - Disposição dos alvos no experimento 2.

A imagem obtida neste experimento está na Figura 3.12; e a respectiva curva obtida no microdensitômetro, na Figura 3.13.

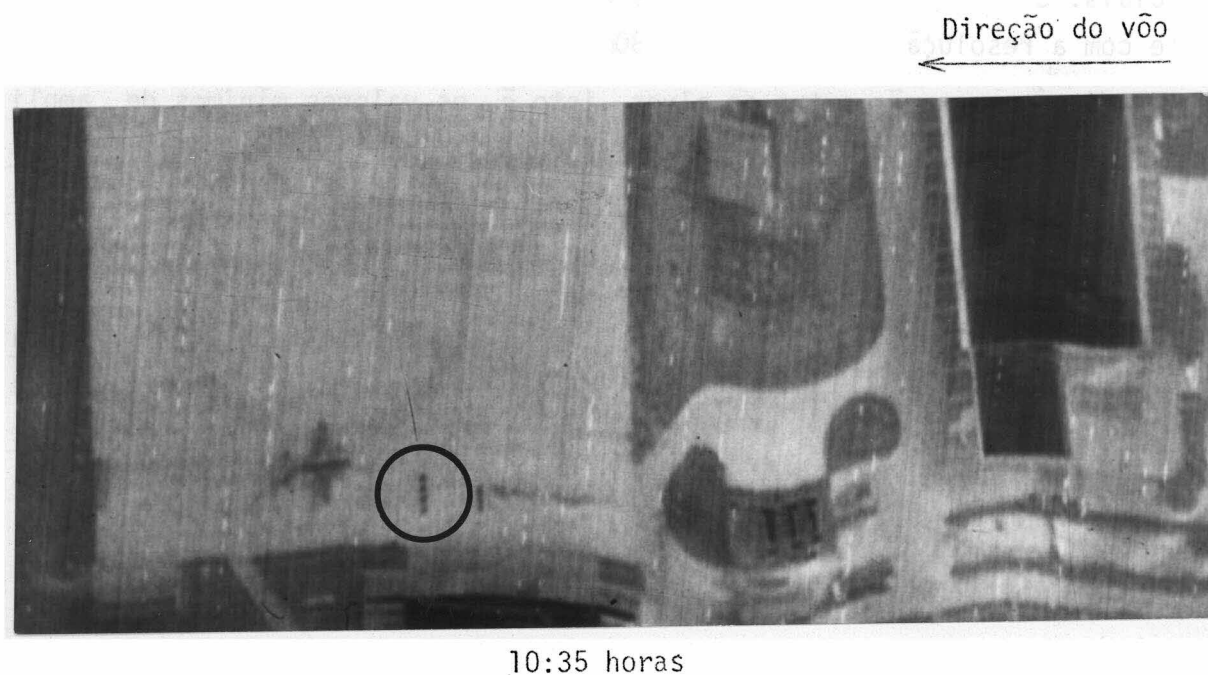


Fig. 3.12 - Imagem dos alvos na Figura 3.11.

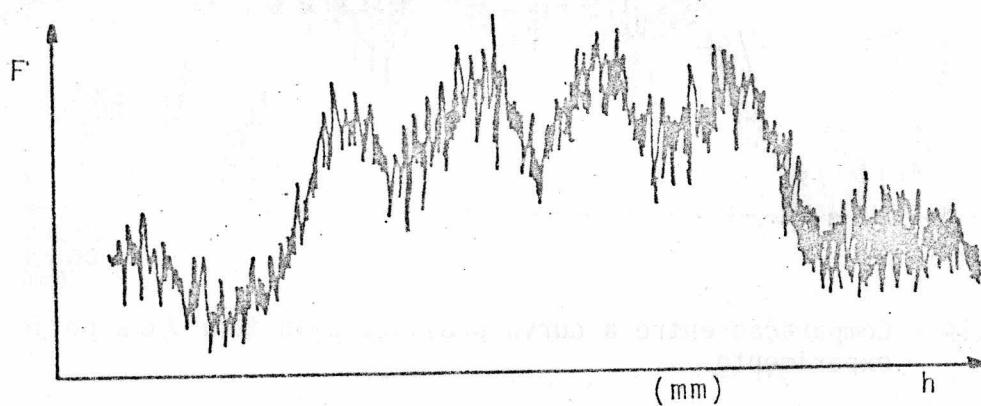


Fig. 3.13 - Curva referente à imagem da Figura 3.12.

Inicialmente a resolução geométrica linear seria de 0,40m, posteriormente com o cálculo da MTF do sistema, de 0,80m. Deste

modo o gráfico da Figura 3.13 não era compatível com esses dados iniciais. Com os alvos nas dimensões de 1,00m x 1,00m, separados de 1,00m e com a resolução de 0,40m ou 0,80m, o gráfico da Figura 3.13 deveria indicar separação entre os alvos, isto é, os valores mínimos de amplitude, entre os alvos, deveriam atingir o valor mínimo da curva. Baseado nestes dados, este experimento foi repetido por várias vezes. Entretanto, os resultados foram os mesmos.

Calculou-se, então, a resolução geométrica linear através dos experimentos (seção 3.2), e o valor médio encontrado foi de 2,00m. Com este novo parâmetro estabeleceu-se a curva teoricamente, seguindo o mesmo princípio do alvo de 2,00 m x 2,00m, e fez-se a comparação com o gráfico constante da Figura 3.13 (Figura 3.14).

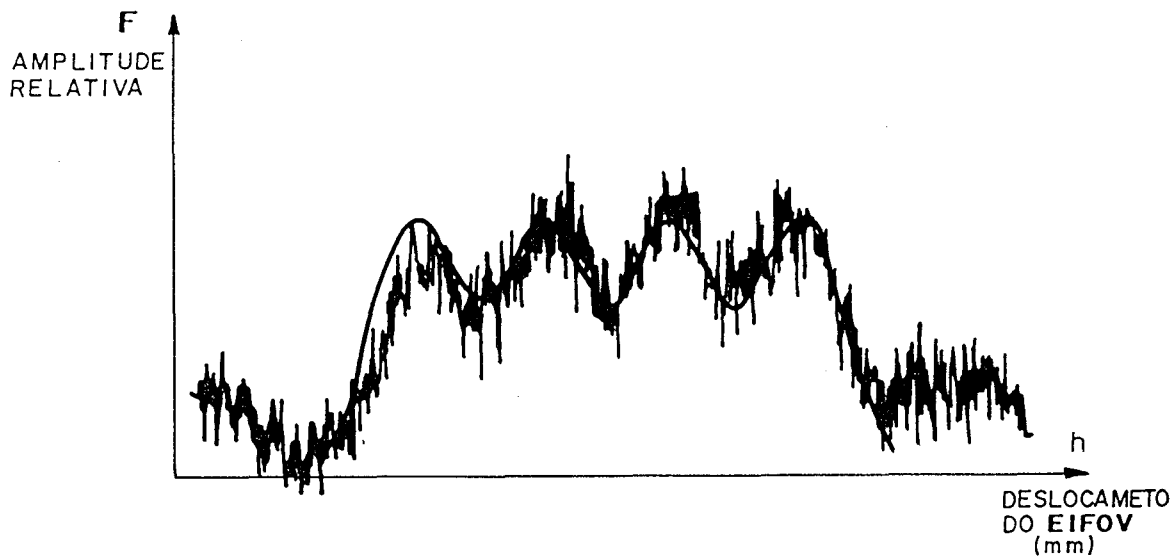


Fig. 3.14 - Comparação entre a curva prevista pela teoria e a obtida no experimento.

Na Figura 3.14 pode-se observar que a curva prevista teoricamente está muito próxima da encontrada na prática através dos experimentos. Comprova-se, deste modo, que a resolução geométrica linear oscilou em torno de 2,00m.

Pode-se confirmar mais uma vez essa resolução aproximada

de 2,00m através de um outro experimento. Os alvos ficaram, agora, dispostos como mostra a Figura 3.15; a imagem obtida está ilustrada na Figura 3.16 e os gráficos na Figura 3.17.

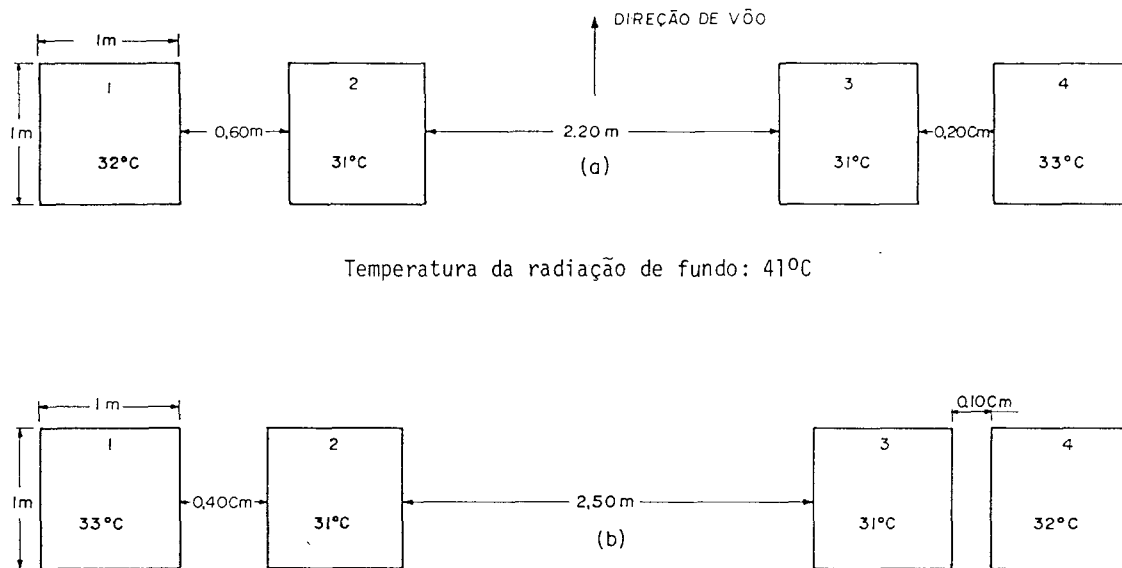


Fig. 3.15 - Disposição dos alvos do experimento 3.

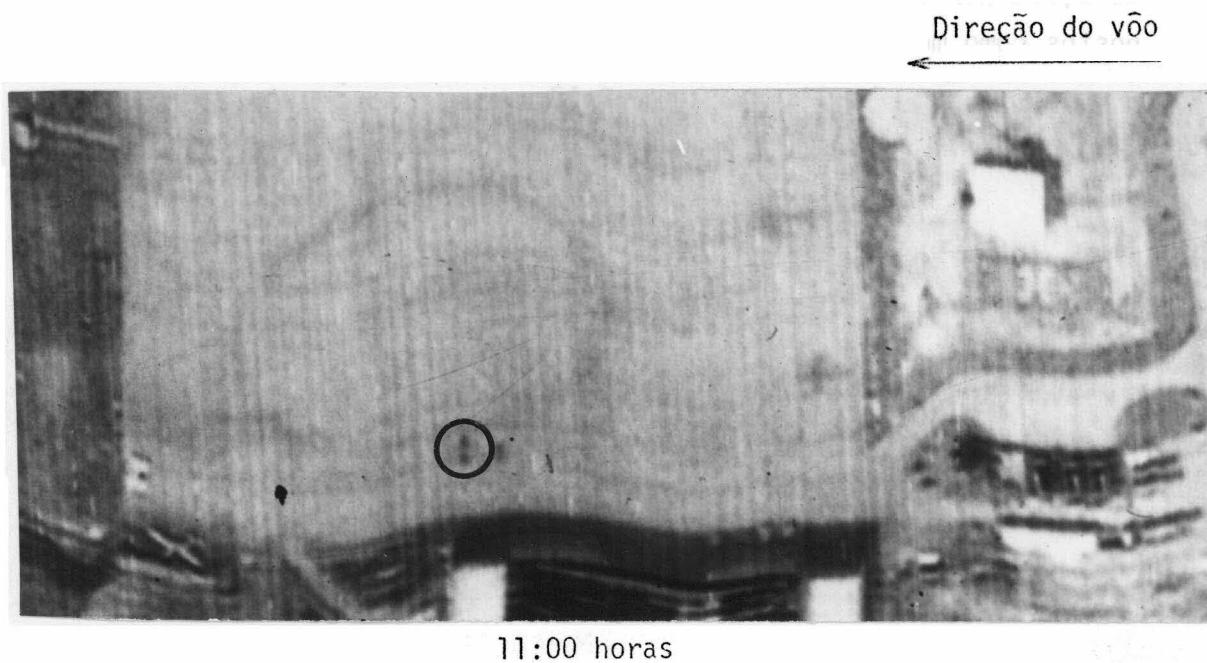


Fig. 3.16 - Imagem referente à Figura 3.15a.

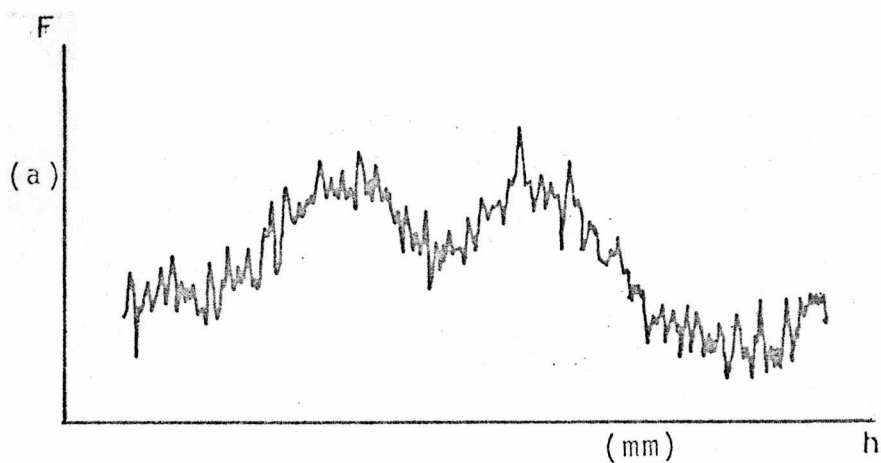


Fig. 3.17 - Gráfico da imagem correspondente aos alvos constantes na Figura 3.15.

(continua)

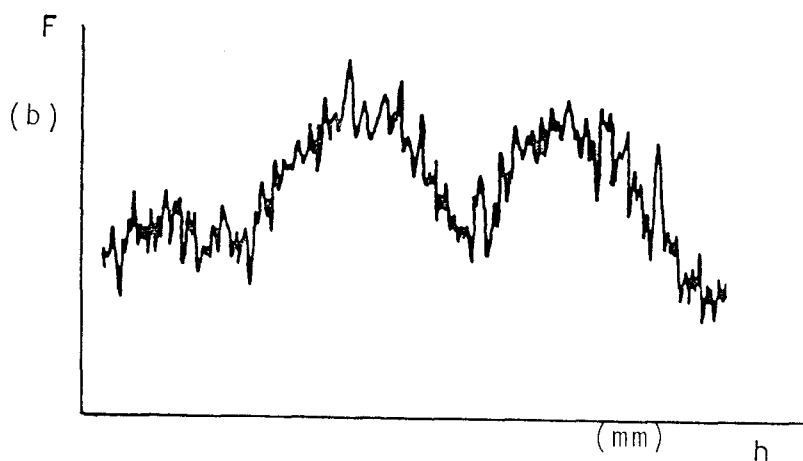


Fig. 3.17 - Conclusão.

As curvas acusam separação total entre os alvos $1/2$ e $3/4$, como pode ser observado na Figura 3.17. Estes alvos estão distanciados de 2,20m e de 2,50m, respectivamente.

A Figura 3.18 mostra as disposições de alvos com separações menores que 1,00m, e a Figura 3.19, os gráficos das imagens des ses alvos.

Pode-se notar nesses gráficos que os alvos se confundem como se fossem um sō alvo isolado.

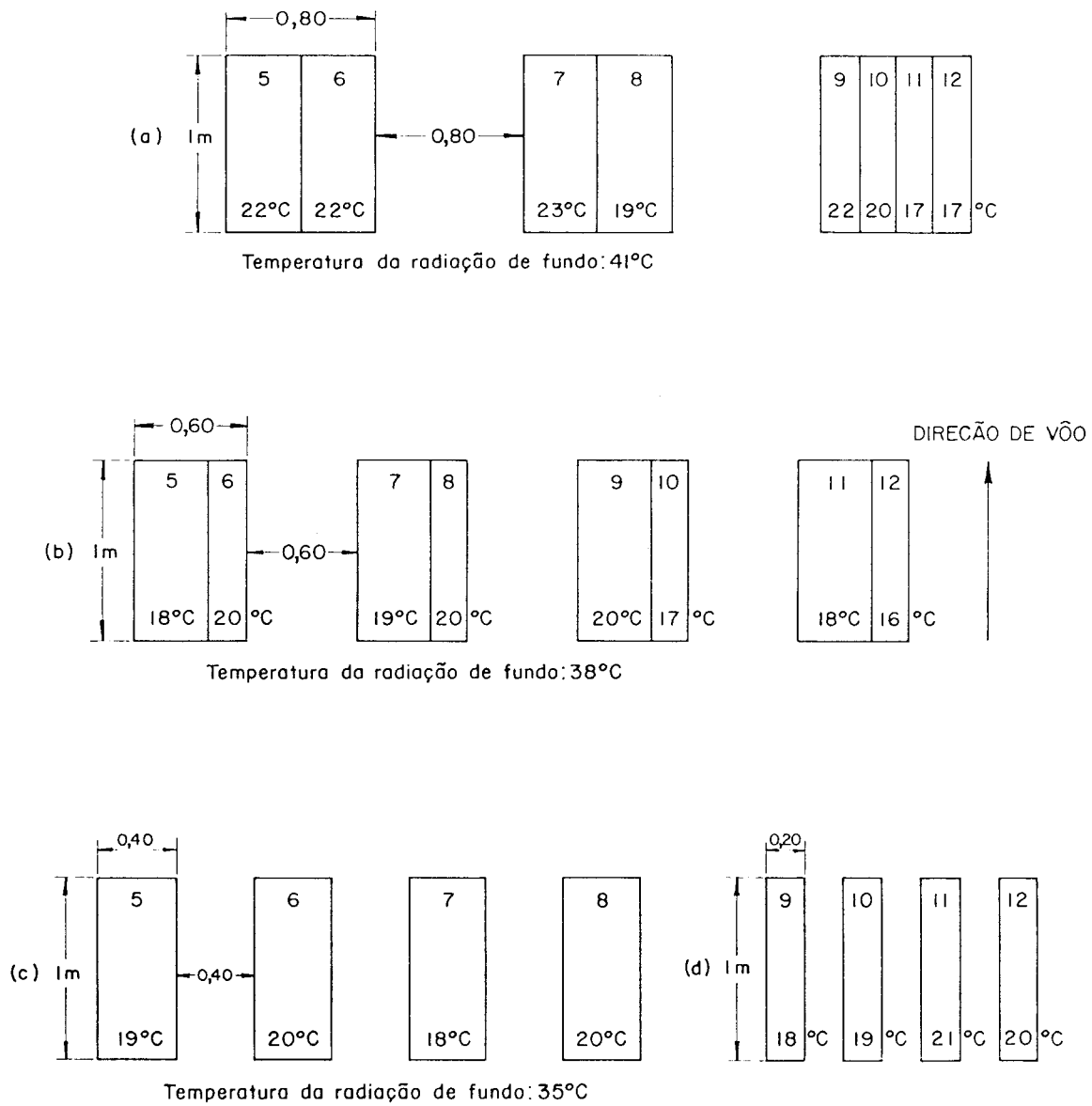


Fig. 3.18 - Disposição dos alvos do experimento 4.

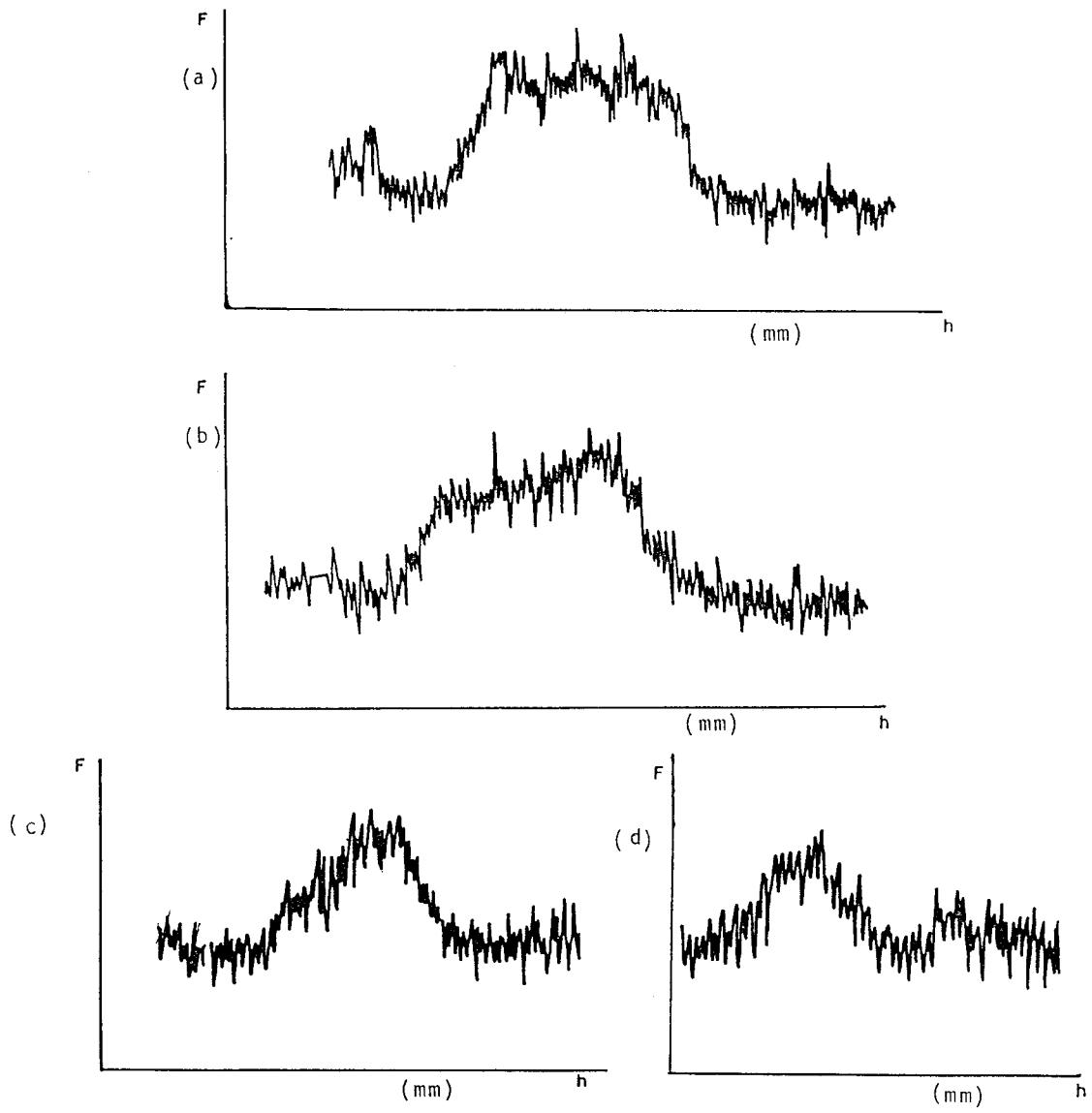


Fig. 3.19 - Gráficos das imagens correspondentes aos alvos da Figura 3.18.

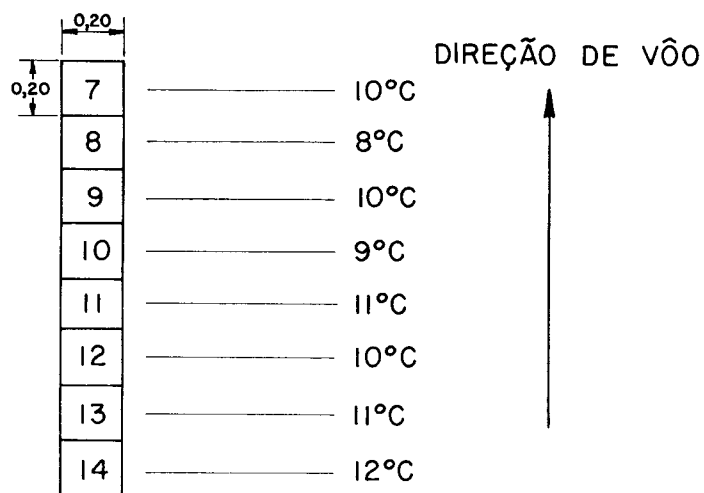
3.5 - RESOLUÇÃO GEOMÉTRICA VERSUS TAMANHO DO ALVO

Pelas especificações do equipamento utilizado, transcritas no capítulo anterior, tem-se que a resolução radiométrica é de 0,8°K. A detecção desta diferença de temperatura do alvo em relação ao fundo está relacionada ao tamanho do alvo em relação ao EIFOV.

A identificação do alvo se torna mais difícil à medida que suas dimensões diminuem. A detecção de alvos menores que o EIFOV, o que já foi afirmado ser possível anteriormente, fica prejudicada se a diferença de temperatura for pequena, ainda que dentro das especificações do equipamento. Pode-se observar este comportamento na Figura 3.6. A dimensão da imagem, como já foi visto, é proporcional ao tamanho do alvo mais o EIFOV. Deste modo, a radiação emitida pelo alvo será integrada dentro das dimensões do EIFOV. A pouca energia emitida pelo alvo menor que o EIFOV vai se diluir na imagem, confundindo-se com o fundo. Consequentemente, torna-se muito difícil a detecção.

Por outro lado, se essa diferença de temperatura for grande, esses alvos menores que o EIFOV podem ser detectados pelo sensor.

Os alvos com as mesmas dimensões no sentido da varredura do espelho, mas com dimensões diferentes no sentido do deslocamento da plataforma alteram a amplitude do gráfico, como pode ser observado nas figuras a seguir. Na Figura 3.20 tem-se a disposição do alvo de 0,20m de largura com 1,60m de comprimento e na Figura 3.21, o gráfico da imagem correspondente. Na Figura 3.22 tem-se o alvo de 0,20m por 0,20m e na Figura 3.23, o gráfico da imagem correspondente.

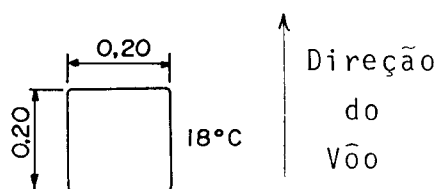


Temperatura de radiação de fundo: 43°C

Fig. 3.20 - Disposição dos alvos do experimento 5.



Fig. 3.21 - Gráfico da imagem do alvo da Figura 3.20.



Temperatura de radiação de fundo: 37°C.

Fig. 3.22 - Disposição do alvo do experimento 6.

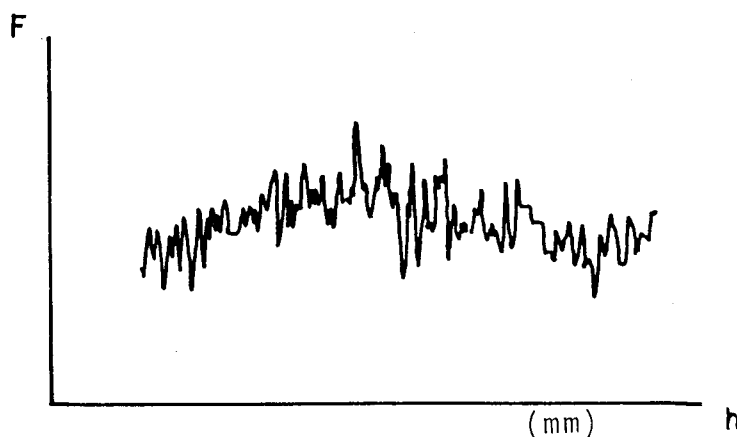


Fig. 3.23 - Gráfico da imagem do alvo da Figura 3.22.

Os alvos têm a mesma dimensão lateral e são detectados quando possuem a dimensão longitudinal de 1,60m. No entanto, quando a dimensão longitudinal é de 0,20m, eles tendem a desaparecer da imagem, confundindo-se com o fundo.

3.6 - ALVOS COM TEMPERATURAS SUPERIORES ÀS TEMPERATURAS DE RADIAÇÃO DE FUNDO

Os experimentos foram realizados com as temperaturas de radiação de fundo entre 30°C a 40°C. Os alvos quentes com as temperaturas entre 40°C a 50°C não foram detectados pelo sensor. Somente os alvos com temperaturas em torno de 70°C apareceram bem destacados na imagem, como pode-se observar nas figuras que se seguem:

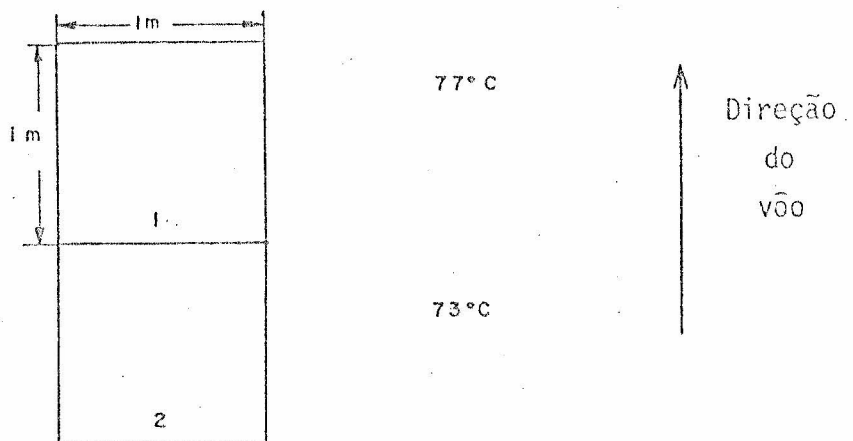
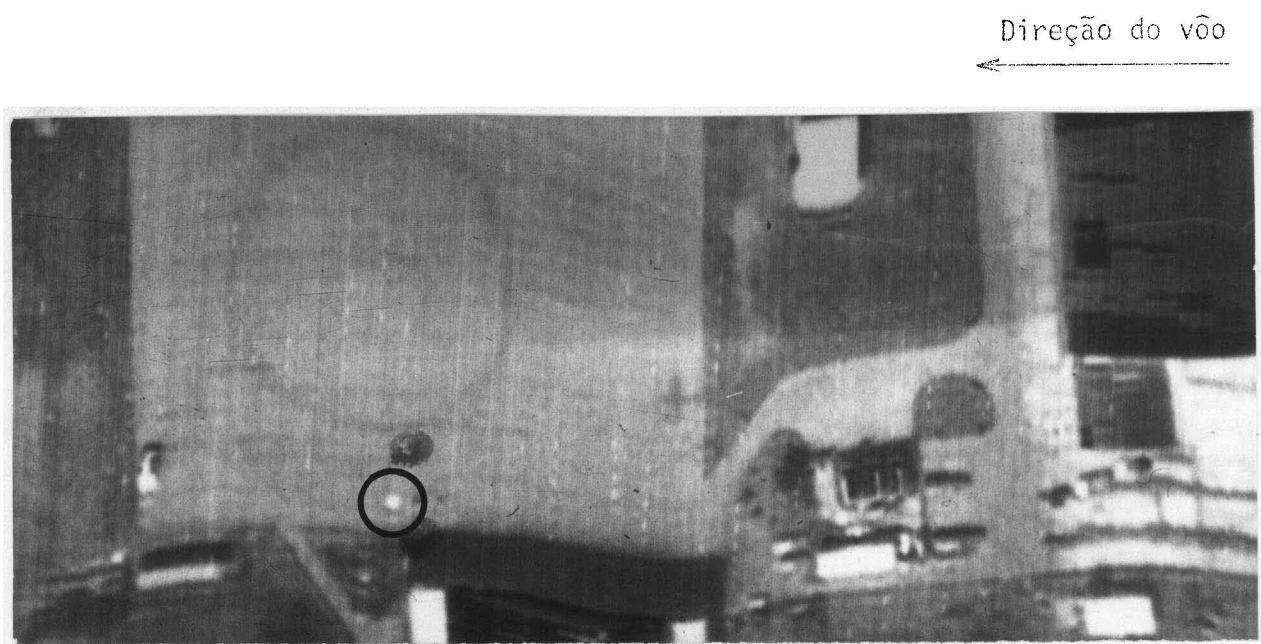


Fig. 3.24 - Disposição dos alvos do experimento 7.



10:25 horas

Fig. 3.25 - Imagem do alvo da Figura 3.24.

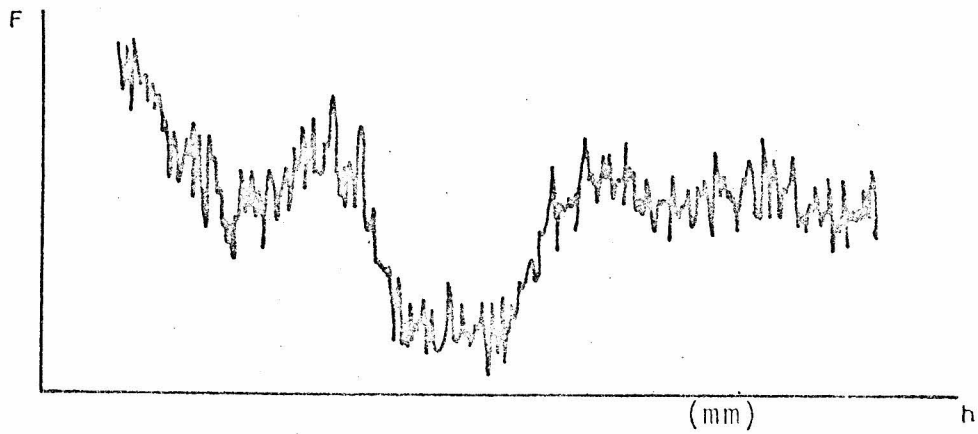


Fig. 3.26 - Gráfico obtido no microdensitômetro da imagem constante na Figura 3.25.

3.7 - ALVOS NATURAIS E ARTIFICIAIS

O sistema imageador na faixa do infravermelho termal possibilita a obtenção de imagens tanto de dia como à noite (Figuras 3.27 e 3.28).

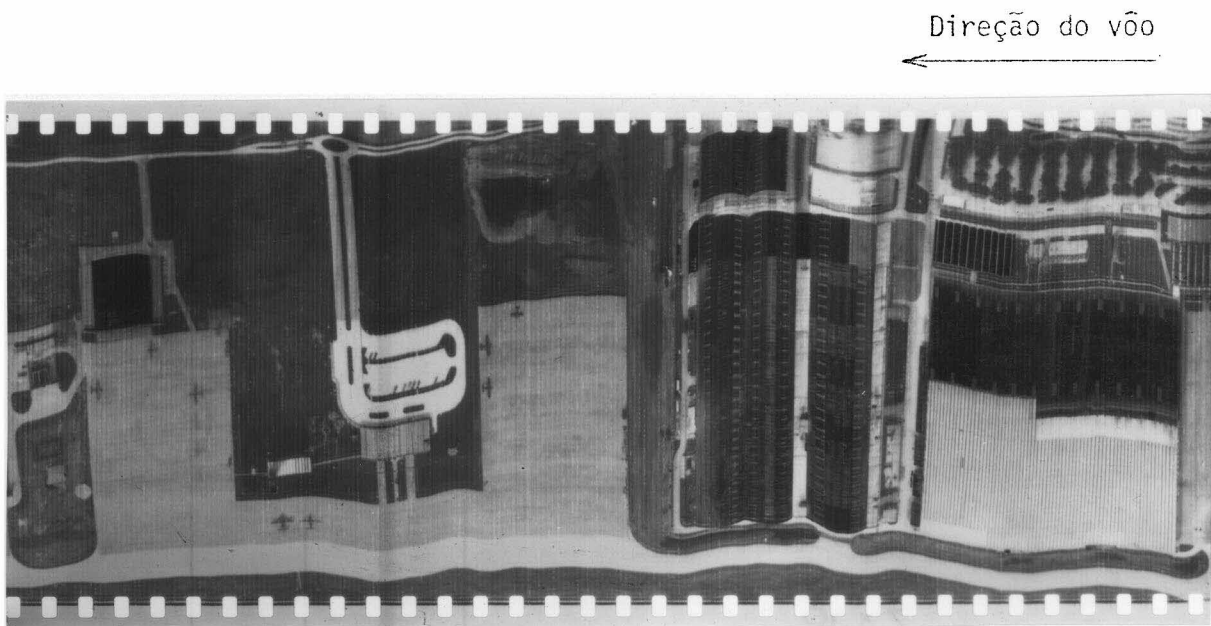


Fig. 3.27 - Imagem obtida às 15:30 horas.

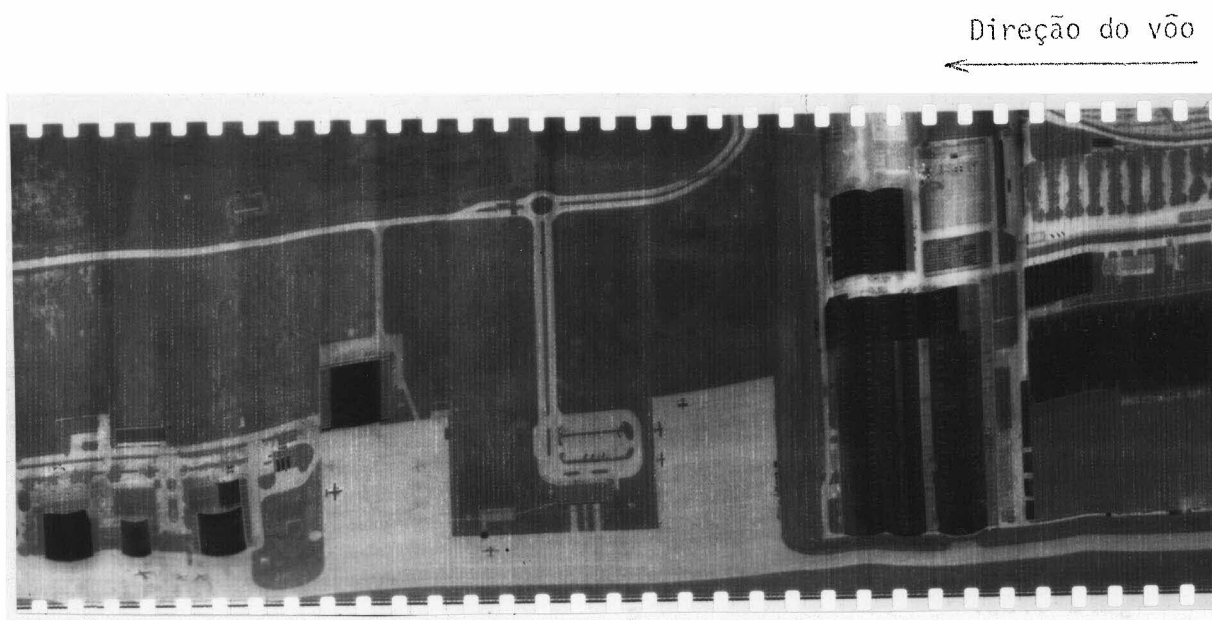


Fig. 3.28 - Imagem obtida às 20:30 horas.

As imagens adquiridas durante a noite apresentaram algumas características:

- 1) Nos terrenos com vegetação houve perda de contraste.
- 2) Entre construções com telhado de metal e pátios pavimentados houve um aumento de contraste. Esta característica se torna mais marcante à medida que as imagens são obtidas mais tarde da noite.
- 3) Entre pista de rolagem (asfalto) e o pátio de estacionamento (concreto), o contraste existente nas imagens obtidas durante o dia tende a desaparecer nas obtidas à noite, chegando a inverter as tonalidades. Concluiu-se que a inércia térmica do asfalto é menor que a do concreto.

Na Figura 3.29 tem-se uma imagem obtida logo após uma chuva. Pode-se observar que as ruas asfaltadas e o pátio de concreto ficam bastante prejudicados na imagem, o que dificulta a identificação

dos alvos contidos neles. Porém, o terreno molhado/úmido fica mais contrastado, facilitando a distinção da vegetação.

Na Figura 3.30 pode-se observar com nitidez a "sombra" de uma aeronave "Boeing 707". Esta aeronave havia decolado poucos minutos antes da obtenção da imagem. Observa-se nessa imagem que os alvos estão um pouco alongados lateralmente. Isto ocorre quando se ultrapassa o limite da relação V/H_V do equipamento. Entretanto, às vezes, quando se deseja detalhes do alvo, este recurso pode ser utilizado. Pode-se fazer uma comparação entre a Figura 3.31 (V/H_V dentro do limite) e a Figura 3.32 (V/H_V fora dos limites). O alvo envolvido pelo círculo é uma aeronave "Brasília" que pode ser observada com mais detalhes na Figura 3.32.



Fig. 3.29 - Imagem obtida às 12:00 horas, logo após uma chuva.

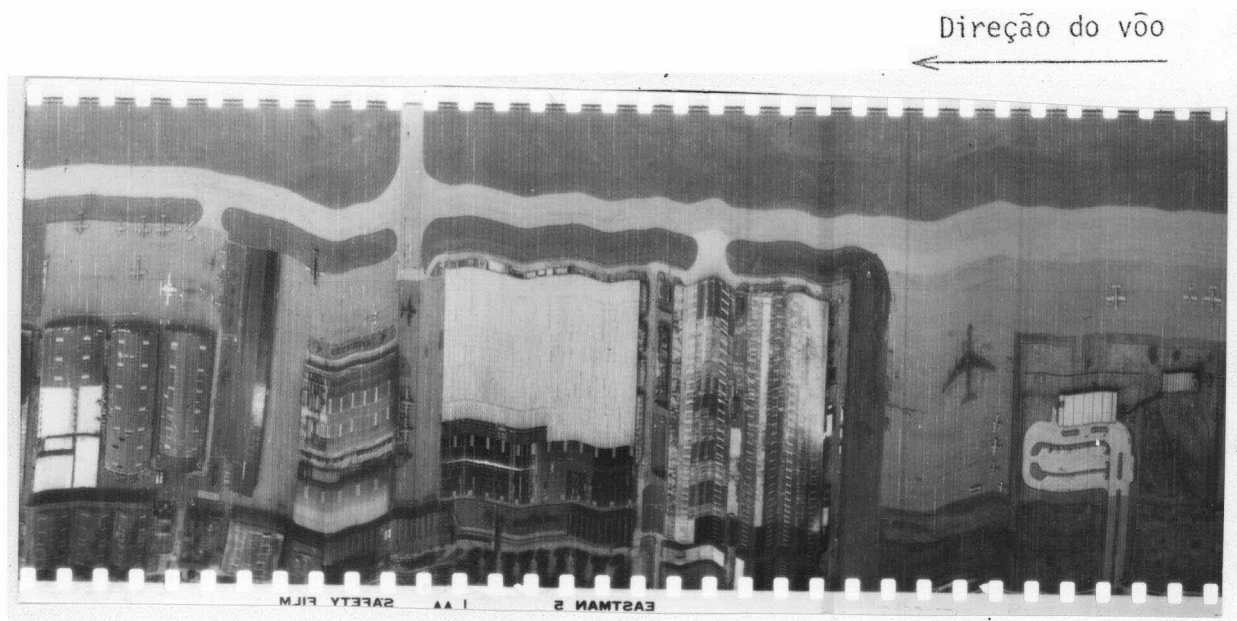


Fig. 3.30 - Imagem obtida às 16:00 horas.

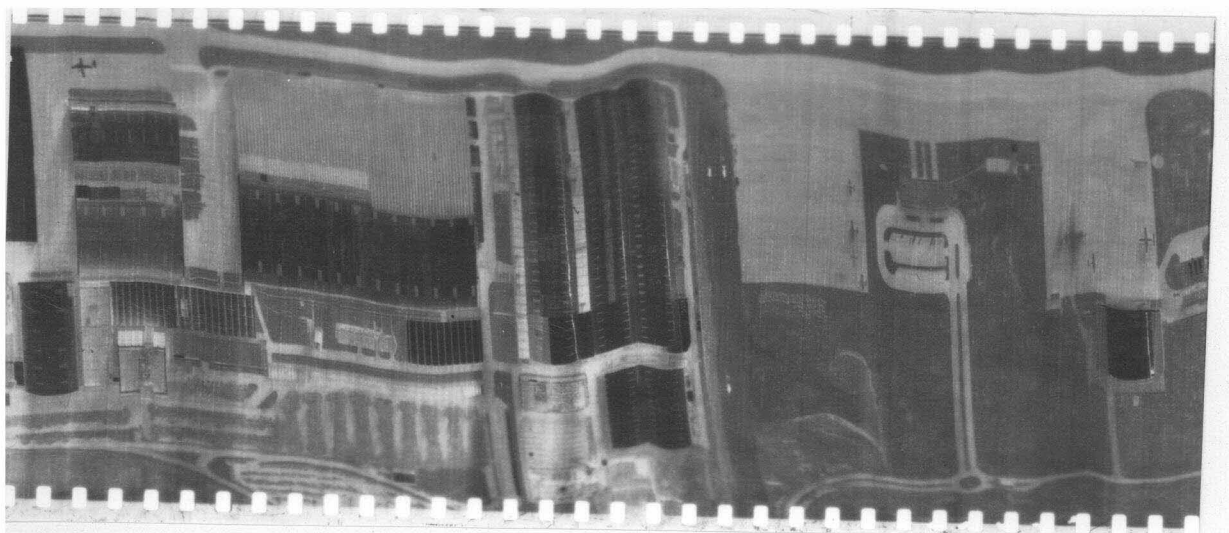


Fig. 3.31 - Imagem obtida às 18:00 horas, dentro dos limites da relação V/H_V .

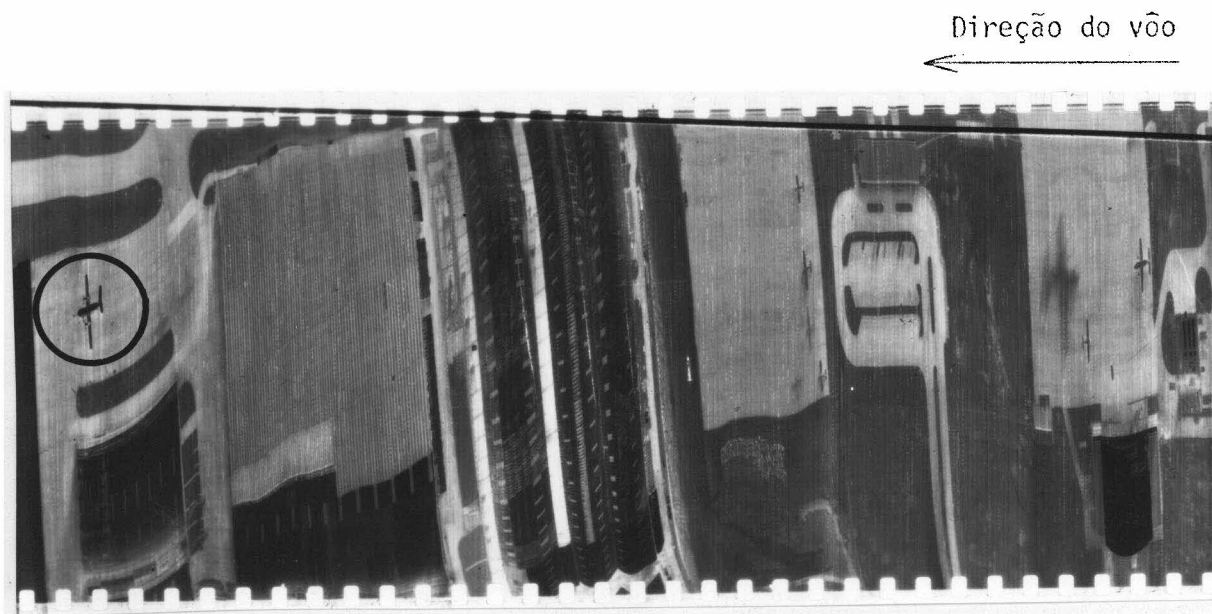


Fig. 3.32 - Imagem obtida às 18:10 horas, fora dos limites da relação V/H_V .

Essas distorções, que dão a impressão de que as pistas são sinuosas, têm como causa o movimento de rolamento da aeronave. Este movimento involuntário é causado pela turbulência do ar, o que se torna mais evidente em aeronaves leves, e quando os vôos são realizados a baixas velocidades e a baixa altura.

Tais deformações contribuíram sobremaneira para que a resolução geométrica linear atingisse a média de 2,0m. Uma plataforma estabilizada pode solucionar o problema.

CAPÍTULO 4

CONCLUSÃO

Ao utilizar um sensor imageador de varredura mecânica, não se pode antever a sua resolução geométrica, levando em consideração apenas o IF0V angular. Esta poderia ser calculada através do IF0V, se a função de transferência de modulação (MTF) do sistema fosse apenas a do detector. Entretanto a MTF do sistema é composta das MTFs de todos os subsistemas que a compõem, tornando necessária a realização de cálculos para a obtenção da resolução geométrica do sistema total.

Os 2,5 mrd especificados, a uma altura de 167 metros, resultam numa resolução geométrica linear de 0,40 metros. Esta mesma resolução, levando em consideração a MTF do sistema foi de 0,80 metros. Finalmente, os experimentos realizados mostraram que este dado ficou em torno de 2,0 metros.

Este trabalho teve o objetivo inicial de estudar a contribuição da MTF na formação de imagem nos sistemas imageadores do tipo "scanner". O estudo seria perfeito para sistemas sem ruídos. Contudo, para sistemas com baixo nível de ruído, como neste trabalho, a pesquisa mostrou-se válida, resultando numa boa aproximação.

Do mesmo modo, o estudo estaria mais próximo do ideal se os alvos simulados utilizados tivessem suas dimensões no sentido de deslocamento da aeronave bem maiores.

No cálculo da MTF da óptica, esta foi considerada como sem obstrução, o que na realidade não é. Considerou-se, também, o detector de forma quadrada, o qual na realidade tem uma forma circular. Isto foi feito a fim de facilitar os cálculos, uma vez que a idéia era obter um levantamento teórico da MTF.

A distorção nas imagens, causada pelo movimento de rolamento involuntário da aeronave, foi sem dúvida o principal fator que contribuiu para que a resolução geométrica atingisse os dois metros. A utilização de uma plataforma estabilizada pode equacionar este problema.

Um outro fator que também contribuiu para a degradação da resolução geométrica foi o fato de que, na obtenção das imagens, houve uma variação de posição dos alvos em relação ao nadir.

Espera-se que os resultados obtidos aqui possam servir de base para outros estudos ainda não realizados. Os estudos sobre o limite de detecção radiométrica, por exemplo, poderiam ser feitos, verificando até que ponto $NE\Delta T = 0,8K$ especificado para o imageador utilizado é efetivo.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BRAMSON, M.A. *Infrared radiation*. New York, Plenum, 1968.
- DEMORI, E. *Sistemas sensores de infravermelho com ênfase no desenvolvimento de um imageador de varredura mecânica*. Dissertação de Mestrado em Eletrônica e Telecomunicações. São José dos Campos, INPE, 1985. (INPE-3558 TLD/194).
- EASTMAN KODAK. KODAK 2498. RAR film (ESTAR-AH Base) and KODAK 5498 RAR film: photographic and physical properties. Rochester, 1972.
- ENGLISH ELECTRIC VALVE. *Glow modulators*. Chelmsford, 1982.
- GOODMAN, J.W. *Introduction to Fourier optics*. New York, McGraw-Hill, 1968.
- HACKFORTH, H.L. *Infrared radiation*. New York, McGraw-Hill, 1960.
- JAMIESON, J.A.; McFEE, R.H.; PLASS, G.N.; GRUBE, R.H.; RICHERDS, R.G. *Infrared physics and engineering*. New York, McGraw-Hill, 1963.
- KRUSE, P.W.; McGLAUCHLIN, L.D.; McQUISTAN; R.B. *Elements of technology: generation, transmission and detection*. New York, John Wiley, 1963.
- LLOYD, J.M. *Thermal imaging systems*. New York, Plenum, 1975.
- MONTES, A.S. *Radiômetro de alta resolução de ampla faixa espectral*. Dissertação de Mestrado em Eletrônica e Telecomunicações. São José dos Campos, INPE, 1982. (INPE.2460 TLD/096).
- SELBY, S.M. *Standard mathematical tables*. CRC PRESS, 1974.
- SLATER, P.N. *Remote sensing: optics and optical systems*. London, Addison-Wesley, 1980.