

2

Fundamentos dos Sistemas de Comunicações Ópticas no Espaço Livre (FSO)

O desempenho de um enlace óptico no espaço livre depende da perda de intensidade devido aos fatores atmosféricos. A performance, em sistemas de comunicações digitais, é comumente medida através da taxa de erro de "bits", BER ("Bit-Error Rate"), a qual fornece a taxa de bits recebidos com erro devido à propagação do sinal no canal. Ela depende da relação sinal ruído e da taxa de transmissão. Os valores típicos de 10^{-9} para transmissões em fibra significam que 1 "bit" foi recebido com erro em 1 bilhão de "bits" transmitidos. É interessante comparar esse valor a valores típicos de 10^{-6} para comunicações que utilizam enlaces rádio. Os sistemas de comunicações ópticas no espaço livre se situam entre estes dois valores, tendendo para 10^{-9} em condições de visibilidade máxima, e para 10^{-6} sob nevoeiro denso.

Existem seis fenômenos básicos que contribuem para a perda de potência do feixe laser:

1. Expansão do feixe por difração;
2. Absorção;
3. Espalhamento (*Rayleigh*, *Mie* e Não Seletivo);
4. Desfocalização térmica;
5. Ionização do ar;
6. Refração.

2.1.

Espalhamento e Absorção

A atenuação da potência do laser através da atmosfera é descrita pela lei exponencial Beers-Lambert [7]:

$$\tau(R) = \frac{P(R)}{P(0)} = e^{-\sigma R} \quad (2.1)$$

onde

$\tau(R)$ é a transmitância em um percurso de comprimento R ,

$P(R)$ é a potência do laser a uma distância R ,

$P(0)$ é a potência da fonte laser,

σ é a atenuação ou o coeficiente total de extinção (por unidade de comprimento).

Coefficientes típicos de atenuação são:

$$\sigma_{\text{céu limpo}} = 0,1 \text{ km}^{-1} \text{ (0,43 dB/km);}$$

$$\sigma_{\text{neblina}} = 1 \text{ km}^{-1} \text{ (4,3 dB/km);}$$

$$\sigma_{\text{nevoeiro}} = 10 \text{ km}^{-1} \text{ (43 dB/km).}$$

O coeficiente de atenuação tem contribuições de absorção e espalhamento dos fótons do laser por diferentes moléculas de gases e aerossóis presentes na atmosfera. Uma vez que os comprimentos de onda usados em enlaces ópticos no espaço livre (tipicamente: 785 nm, 850 nm e 1550 nm) são escolhidos nas janelas de transmissão do espectro de absorção atmosférica, conforme pode ser visto na figura 1, as contribuições de absorção no coeficiente de atenuação total são muito pequenas.

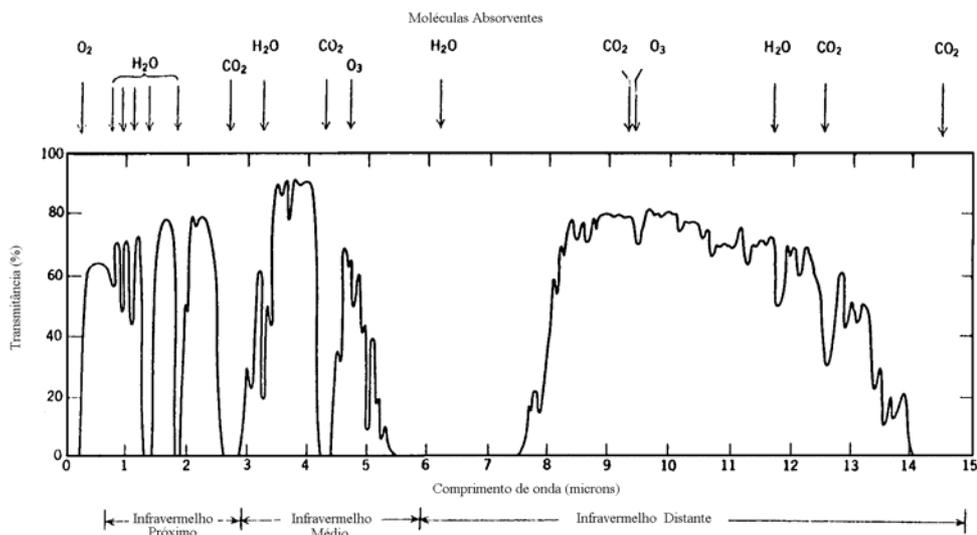


Figura 1 – Transmitância da atmosfera em função do comprimento de onda [8].

Os efeitos de espalhamento, entretanto, dominam o coeficiente de atenuação total. O tipo de espalhamento é determinado pelo tamanho da partícula atmosférica em relação ao comprimento de onda do laser usado na transmissão. Isto é descrito por um número adimensional chamado parâmetro de tamanho ("size parameter") α [1]:

$$\alpha = \frac{2 \cdot \pi \cdot r}{\lambda} \quad (2.2)$$

onde

r é o raio da partícula de espalhamento,

λ é o comprimento de onda do laser.

A tabela 1 apresenta o raio das partículas espalhadoras existentes na atmosfera e seus respectivos parâmetros de tamanho para comprimentos de onda de 785 nm e 1550 nm.

Tipo	Raio (μm)	Parâmetro de Tamanho α	
		785 nm	1550 nm
Moléculas do Ar	0,0001	0,0008	0,0004
Partículas da Neblina	0,01 até 1	0,08 até 8	0,04 até 4
Gotículas de Nevoeiro	1 até 20	8 até 160	4 até 80
Chuva	100 até 10.000	800 até 80.000	400 até 40.000
Neve	1.000 até 5.000	8.000 até 40.000	4.000 até 20.000
Granizo	5.000 até 50.000	40.000 até 800.000	20.000 até 400.000

Tabela 1 - Partículas típicas responsáveis pelo espalhamento atmosférico [1].

Os tipos de espalhamento são classificados em três classes em função da relação entre o raio da partícula espalhadora e do comprimento de onda utilizado conforme mostrado na tabela 2.

Tipo	Comparação entre r e λ	Coefficiente de extinção
<i>Rayleigh</i>	$r \ll \lambda$	$\sigma = A_R \cdot \lambda^{-4}$
<i>Mie</i>	$r \approx \lambda$	$\sigma = A_M \cdot \lambda^{-1,6 \text{ até } 0}$
<i>Geométrico ou não seletivo</i>	$r \gg \lambda$	$\sigma = A_G \cdot \lambda^0$

Tabela 2 – Tipos de espalhamento onde A_R , A_M , e A_G são constantes [1].

Os parâmetros de tamanho, α , são apresentados na figura 2, longitudinalmente, e com as respectivas regiões para espalhamento *Rayleigh*, *Mie* e Geométrico (não seletivo).

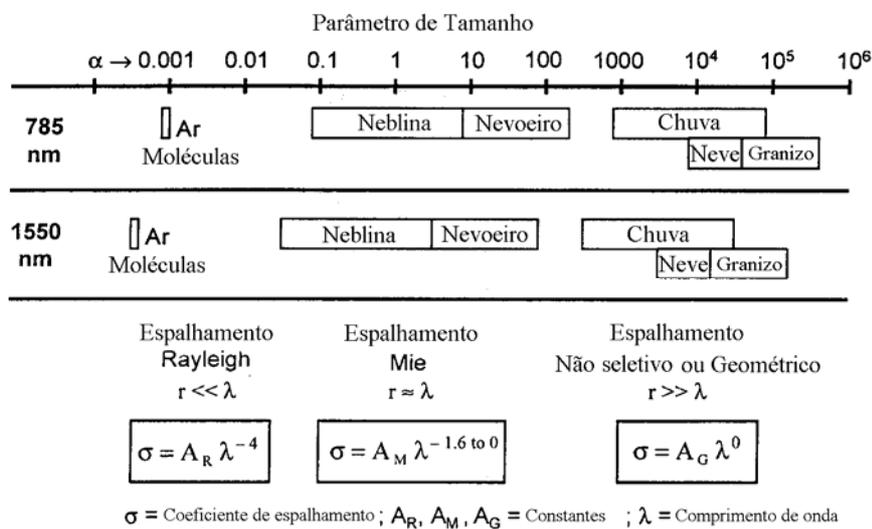


Figura 2 – Parâmetro de tamanho das partículas espalhadoras e tipos de espalhamento [1].

2.1.1. Espalhamento *Rayleigh*

A partir da figura 2 pode-se observar que o espalhamento *Rayleigh* ocorre quando as partículas atmosféricas são muito menores que o comprimento de onda do laser. Para os comprimentos de onda de interesse (785 nm e 1550 nm), o espalhamento *Rayleigh* ocorre principalmente devido às moléculas dos gases da atmosfera. A radiação do espalhamento *Rayleigh* é igualmente dividida para frente e para trás. O coeficiente de atenuação varia com λ^{-4} . Como a luz azul é espalhada muito mais que a vermelha, o espalhamento *Rayleigh* é o responsável pelo azulado do céu. Outra consequência importante é que nos comprimentos de onda de interesse, o efeito do espalhamento *Rayleigh* no coeficiente de atenuação total é muito pequeno.

2.1.2. Espalhamento *MIE*

À medida que os tamanhos das partículas vão se aproximando do comprimento de onda emitido pelo laser, o espalhamento da radiação pelas partículas grandes se torna mais dominante na direção direta do que na direção reversa. Esse tipo de espalhamento, onde o parâmetro de tamanho α varia entre 0,1 e 50, é chamado de espalhamento *MIE*. Os comprimentos de onda dos sistemas de enlace laser no espaço livre sofrem espalhamento *MIE* por neblina e pequenas partículas de nevoeiro. Para o espalhamento *MIE*, o expoente do comprimento de onda da lei de potência na dependência com o coeficiente de atenuação varia de 1,6 a 0 [1].

2.1.3. Espalhamento Geométrico ou não seletivo

O terceiro regime de espalhamento generalizado ocorre quando as partículas atmosféricas são muito maiores do que o comprimento de onda emitido pelo laser. Para parâmetro de tamanho maior que 50, o espalhamento é chamado de espalhamento *geométrico* ou *não seletivo*. As partículas espalhadoras são grandes

o suficiente para que a distribuição angular da radiação espalhada possa ser descrita por óptica geométrica. Gotas de chuva, neve, granizo, gotículas de chuva e nevoeiro denso irão espalhar geometricamente a luz dos sistemas de enlace laser no espaço livre. Esse tipo de espalhamento é chamado de *não seletivo* porque não existe dependência do coeficiente de atenuação com o comprimento de onda do laser, isto é, o expoente do comprimento de onda, na equação do coeficiente total de extinção apresentada na tabela 2, é zero.

2.1.4. Dependência do comprimento de onda no espalhamento atmosférico

Uma partícula espalhadora terá uma seção de espalhamento efetivo C , que irá variar em função do parâmetro de tamanho α , e da diferença de índice de refração entre a partícula espalhadora e o ar do ambiente. A eficiência de espalhamento Q é definida como a seção reta de espalhamento normalizada pela área da seção reta da partícula [1]:

$$Q = \frac{C}{2 \cdot \pi \cdot r} \quad (2.3)$$

onde r é o raio da partícula. À medida que o raio da partícula aumenta, a eficiência de espalhamento se aproxima do valor 2, que é o efeito óptico da difração geométrica.

Se a distribuição do tamanho da partícula espalhadora é conhecida, o espalhamento total, ou o coeficiente de atenuação σ , pode ser calculado pela soma das contribuições de cada tamanho de partícula [1]:

$$\sigma_{esp} = \sum_i n_i \cdot Q_i \cdot \pi \cdot r_i^2 \quad (2.4)$$

onde

n_i é a distribuição ou concentração da i -ésima partícula;

Q_i é a eficiência de espalhamento da i -ésima partícula;

r_i é o raio da i -ésima partícula.

A eficiência de espalhamento da partícula em função do seu raio é apresentada na figura 3, assim como a distribuição dos tamanhos de partículas em um nevoeiro.

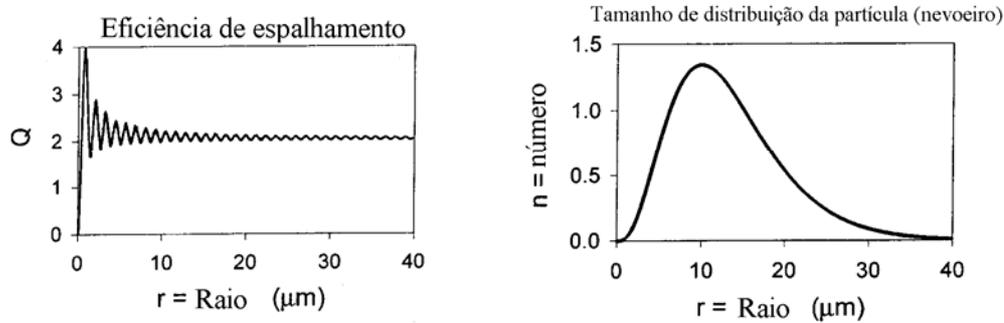


Figura 3 – Eficiência de espalhamento das partículas da água (esquerda), e distribuição do tamanho da partícula para nevoeiro denso.

Infelizmente, a distribuição do tamanho da partícula de espalhamento não está prontamente disponível, então determinar o coeficiente de atenuação usando a eq. (2.4) não é muito prático. Uma forma mais usual da eq. (2.4) foi derivada, a qual só depende da visibilidade, parâmetro comumente empregado.

Uma vez que a eficiência de espalhamento Q é uma função do parâmetro de tamanho, ela também é função da razão λ/r . Logo, a eq. (2.4) pode ser generalizada para a forma [1]:

$$\sigma = A \cdot \lambda^{-q} \quad (2.5)$$

onde A e q são constantes determinadas pelo tamanho e distribuição das partículas espalhadoras. Uma expressão para A pode ser derivada a partir da definição da distância visual e q pode ser determinado a partir de dados experimentais, resultando em [1]:

$$\sigma = \frac{3,91}{V} \cdot \left(\frac{\lambda}{550nm} \right)^{-q} \quad (2.6)$$

onde

σ é a atenuação atmosférica ou coeficiente de espalhamento;

V é a visibilidade (em km);

λ é o comprimento de onda (em nm);

q é uma constante da distribuição de tamanho das partículas espalhadoras;
 = 1,6 para alta visibilidade ($V > 50$ km);
 = 1,3 para visibilidade média ($6 \text{ km} < V < 50 \text{ km}$);
 = $0,585 \cdot V^{1/3}$ para baixa visibilidade ($V < 6$ km).

Esta forma de calcular o coeficiente de atenuação atmosférica é muito cômoda, pois depende somente da visibilidade, que pode ser obtida dos dados meteorológicos dos aeroportos. Essas distribuições de visibilidade arquivadas podem ser usadas com a eq. (2.6), e com os dados dos sistemas de enlace laser no espaço livre, para produzir curvas de disponibilidade do enlace em função de sua distância de operação, para uma dada região geográfica. O valor do expoente q da eq. (2.6) é importante porque ele determina a dependência do comprimento de onda do coeficiente de atenuação com o tipo físico do espalhamento.

A eq. (2.6) é referenciada em livros textos [8, 9] de sistemas de enlace laser, e freqüentemente usada na literatura para mostrar que existe menos atenuação, ou espalhamento, usando 1550 nm em comparação à 785 nm, em quaisquer condições climáticas. Um exemplo desse conceito pode ser visto na tabela 3. Os valores da atenuação atmosférica na tabela 3 foram calculados usando a eq. (2.6).

Visibilidade (km)	dB/km 785 nm	dB/km 1550 nm	Clima
0,05	315	272	Nevoeiro
0,2	75	60	
0,5	29	21	
1	14	9	Neblina
2	7	4	
4	3	2	
10	1	0,4	Céu Limpo
23	0,5	0,2	

Tabela 3 – Perdas atmosféricas (em dB/km) como função da visibilidade para 785 nm e 1550 nm calculada a partir da eq. (2.6) [1].

Parece haver uma ligeira vantagem em transmitir em 1550 nm em termos de perdas por espalhamento atmosférico, em qualquer condição climática. Uma busca na literatura [10, 11] revela um consenso com a eq. (2.6) e a tabela 3 que existe uma dependência do comprimento de onda com a atenuação atmosférica na neblina. Entretanto, em nevoeiro, dados empíricos indicam não haver dependência do comprimento de onda com a atenuação atmosférica entre 785 nm e 1550 nm. Uma observação mais apurada nos dados experimentais a partir dos quais o valor q , na eq. (2.6) foi determinado, mostra que a função de q para valores de baixa visibilidade [1, 10]:

$$q = 0,585 \cdot V^{1/3} \quad (2.7)$$

não está correta. A figura 4 extraída do artigo [1] mostra uma reprodução dos dados de Wolff (curva sólida) e Löhle (círculos) usados para sugerir a eq. (2.7) (curva tracejada) como uma relação entre q e V . Entretanto, Middleton [10] possui artigos com dados coletados em visibilidade menor que 1 km e sugere:

"Deve ser notado que esses dados foram coletados em nevoeiro e neblina densos, então o significado deles para $V < 1\text{ km}$ são duvidosos." (p. 46, Middleton [10]). De fato, há fortes indícios nos dados empíricos que sugerem que $q = 0$ (isto é, não há dependência com o comprimento de onda) para nevoeiro onde a visibilidade é menor que 500 m.

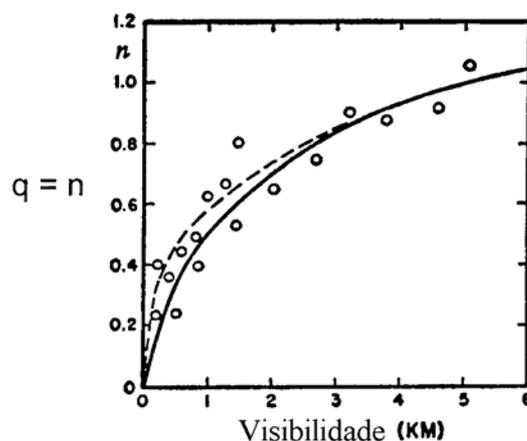


Figura 4 – Reprodução dos dados de Wolff (curva sólida) e Löhle (círculos). A curva tracejada é uma representação gráfica da eq. (2.7), sugerida por Löhle.

2.1.5. Cálculo do espalhamento *MIE* para o coeficiente de atenuação atmosférica

Uma outra abordagem para determinar a dependência do comprimento de onda da atenuação atmosférica é realizar os cálculos completos do espalhamento *MIE* (eq. (2.4)), para algumas distribuições conhecidas de tamanhos de partículas. Um modelo analítico popular da distribuição de tamanho para partículas atmosféricas é a distribuição *gamma* modificada de Deirmendjian [12]:

$$n(r) = a \cdot r^\alpha \cdot \exp(-b \cdot r^\gamma) \quad (2.8)$$

onde n é a concentração de partículas por unidade de volume por incremento de unidade de raio; r é o raio da partícula; a , α , b , γ são constantes reais e positivas, e α é um inteiro.

A distribuição *gamma* modificada de Deirmendjian vai à zero para $r=0$ e $r=\infty$. Um exemplo da distribuição de Deirmendjian para nevoeiro denso é mostrado no lado direito da figura 3. A tabela 4 mostra o resultado dos cálculos realizados usando-se a eq. (2.4), para três distribuições de partículas para nevoeiro, e duas para neblina. a , α , b , γ são os parâmetros da distribuição *gamma* modificada de Deirmendjian eq. (2.8). Foi assumido que as partículas espalhadoras foram constituídas inteiramente de água (índice de refração = 1,33).

Tipo de Distribuição	Raio Modal (μm)	a	α	γ	b	$\sigma(\text{km}^{-1})$ 785 nm	$\sigma(\text{km}^{-1})$ 1550 nm
Nevoeiro denso	10	0,027	3	1	0,3	28,4	29,0
Nevoeiro moderado	2	607,5	6	1	3	8,93	9,71
Nevoeiro fraco	1	341	2	0,5	4	1,62	1,71
Neblina (marítima)	0,05	5,3e4	1	0,5	8,9	0,102	0,074
Neblina (continental)	0,07	5,0e6	2	0,5	15,1	0,034	0,015

Tabela 4 – Cálculos completos pela teoria de *MIE* para o coeficiente de atenuação em 785 nm e 1550 nm [1].

A primeira observação interessante é que para nevoeiro denso e moderado, houve um ligeiro aumento do coeficiente de atenuação atmosférica em 1550 nm quando comparado com 785 nm. O pequeno aumento na atenuação em função do aumento do comprimento de onda no infravermelho foi observado em outros trabalhos experimentais [10, 11, 13 e 14]. Entretanto esse efeito é pequeno e desprezível. É mais apropriado dizer que esses cálculos mostram que não há diferença significativa na atenuação atmosférica entre 785 nm e 1550 nm no nevoeiro. Os cálculos que mostram não haver dependência entre o comprimento de onda e o coeficiente de atenuação estão de acordo com dados empíricos [10, 13-16].

As distribuições de neblina mostram um aumento da atenuação calculada em 785 nm quando comparada a 1550 nm. Esse aumento na atenuação calculada como função da diminuição do comprimento de onda na neblina, é também observado em dados empíricos [10, 13-16].

Os cálculos completos da teoria de espalhamento *MIE* e os dados experimentais apresentados por outros autores [10, 13-16] mostram que na condição de nevoeiro, não existe dependência do comprimento de onda com a atenuação atmosférica. Na neblina, a atenuação atmosférica aumenta à medida que o comprimento de onda diminui.

São definidos três tipos generalizados de climas de curta visibilidade: nevoeiro para visibilidade menor que 500 m, neblina para visibilidade maior que 1000 m, e uma zona de transição chamada mista para visibilidades entre 500 m e 1000 m. Essas zonas são baseadas em mudanças observadas na distribuição de tamanho da partícula espalhadora, e mudanças na seletividade do comprimento de onda dos coeficientes de atenuação medidos. A neblina é principalmente formada de poeira microscópica fina, sal ou pequenas gotas d'água da ordem de poucos décimos de microns. Nevoeiro ocorre durante muito alta umidade relativa (> 95%), quando gotas d'água de poucos microns até poucas dezenas de microns se formam sobre o núcleo das partículas de neblina. A zona mista ocorre durante a transição da neblina para o nevoeiro, quando a umidade aumenta até a saturação. Essa transição é geralmente rápida quando há um substancial aumento do tamanho das gotas de 1 para 2 microns, que causa uma rápida deterioração da visibilidade.

Usando essa definição para os regimes de nevoeiro, misto e neblina, mais os dados da tabela 3 para visibilidade maior que 1 km, e a observação que em

nevoeiro não existe dependência do comprimento de onda, uma nova expressão para o valor de q na eq. (2.6) para visibilidade < 6 km é proposta por Isaac I. Kim [1]:

$$\begin{aligned}
 q &= 0 && \text{Nevoeiro } (V < 500\text{m}); \\
 &= V - 0,5 && \text{Misto } (500\text{m} < V < 1\text{km}); \\
 &= 0,16 \cdot V + 0,34 && \text{Neblina } (1 \text{ km} < V < 6 \text{ km});
 \end{aligned}
 \tag{2.9}$$

onde V é a visibilidade em km. Os segmentos de linha apresentados na figura 5 mostram a nova função de dependência do comprimento de onda proposta Isaac I. Kim.

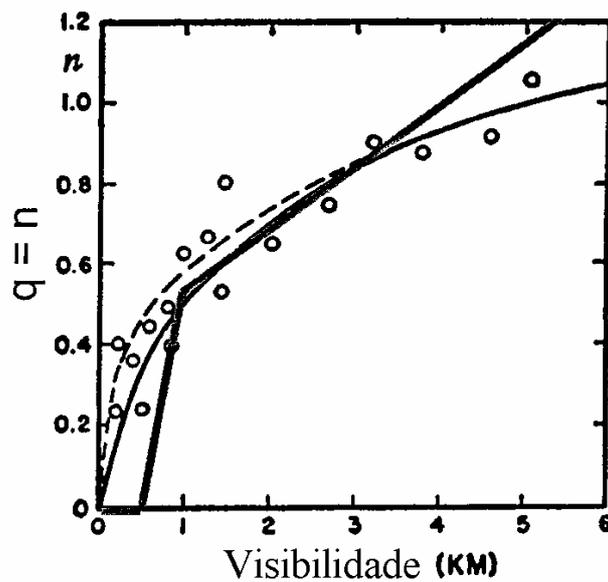


Figura 5 – Nova função dependência do comprimento de onda eq. (2.9).

Usando os valores de q a partir da eq. (2.9), a tabela 3 foi recalculada e é então apresentada na tabela 5.

Visibilidade (km)	σ (dB/km) 785nm	σ (dB/km) 1550nm	Clima
0,05	340	340	Nevoeiro
0,2	85	85	
0,5	34	34	
1	14	10	Neblina
2	7	4	
4	3	2	
10	1	0,4	Céu Limpo
23	0,5	0,2	

Tabela 5 – Perdas atmosféricas (em dB/km) como função da visibilidade calculada pela eq. (2.9).

É interessante observar que na condição de nevoeiro ($V < 500$ m) não existe dependência do comprimento de onda (785 nm e 1550 nm) com a atenuação atmosférica.

Até o presente momento persiste na comunidade científica [1] a idéia de que os nevoeiros geram espalhamento geométrico ou não seletivo. Entretanto Colvero [3] demonstra experimentalmente que existe uma diferença na atenuação provocada por nevoeiro para os comprimentos de onda 780 nm, 1550 nm e 9,1 μ m. Esse fato justifica uma minuciosa investigação sobre o desempenho de enlaces no infravermelho de ondas longas em relação aos demais fenômenos que provocam atenuação.

2.1.6. Espalhamento e absorção por chuva

O espalhamento causado por chuva enquadra-se em um dos três tipos mencionados anteriormente (*Rayleigh, Mie ou Geométrico*). As gotas de chuva são muito maiores do que o comprimento de onda óptico, logo é mais apropriado adotar o espalhamento do tipo Geométrico para representar o espalhamento causado por chuva [17]. Outro fenômeno ligado à precipitação pluviométrica é a absorção por H_2O . Em [3], Colvero descreve que a atenuação por chuva é um

processo complexo que depende da taxa de precipitação e da distribuição dos tamanhos das gotas de chuva.

2.2.

Expansão do feixe por difração

2.2.1.

Propagação do feixe gaussiano

A propagação de um feixe de laser no vácuo é governada pela teoria da difração, o que nos diz que não importa o quão paralelo está o feixe inicialmente, pois ele sempre irá divergir e se expandir à medida que o feixe se propaga para longe da fonte. A maioria dos feixes de laser possui um perfil de intensidade Gaussiano na direção transversal. O feixe Gaussiano é visto como uma onda TEM com uma frente de fase esférica. O raio do feixe w é definido como a distância transversal do centro do feixe (isto é, eixo do feixe) ao ponto onde a intensidade cai a $1/e^2$ (0,13533) do seu valor no eixo, conforme visto na figura 6.

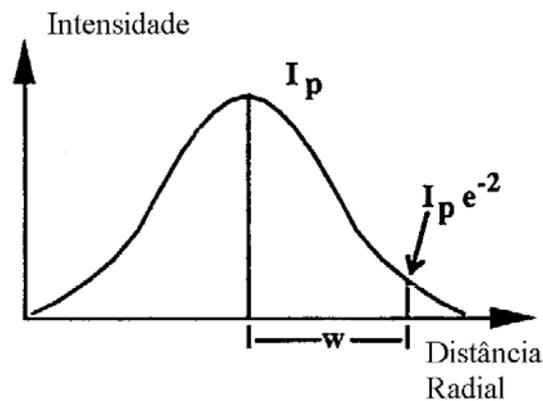


Figura 6 – Perfil de intensidade do feixe Gaussiano.

Os dois parâmetros de maior interesse na descrição da característica de propagação de um feixe Gaussiano são: o raio do feixe $w(z)$ ("spot size") em qualquer distância z a partir da cintura w_0 , e o raio de curvatura da frente de fase $R(z)$. Estes dois parâmetros são dados por [18]:

$$w(z) = w_o \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda \cdot z}{\pi \cdot w_o^2} \right)^2} \quad (2.10)$$

e

$$R(z) = z \cdot \left[1 + \left(\frac{\pi \cdot w_o^2}{\lambda \cdot z} \right)^2 \right] \quad (2.11)$$

onde w_o é o raio na cintura do feixe (parte onde o feixe tem o menor diâmetro) e λ é o comprimento de onda.

Como outros feixes, os Gaussianos divergem à medida que se propagam através do espaço. Entretanto, a distribuição de intensidade permanece Gaussiana em cada seção reta do feixe. Somente a largura do perfil Gaussiano aumenta enquanto o feixe se propaga. Na cintura do feixe ($z = 0$ e $R = \infty$) a frente de fase é plana. Na prática, para a maioria dos lasers utilizados, a cintura do feixe é localizada a uma curta distância a partir do espelho de saída, no lado externo do ressonador, conforme mostrado na figura 7.

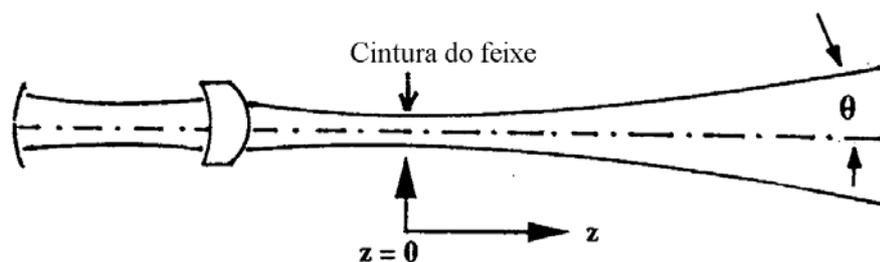


Figura 7 – Feixe Gaussiano com cintura externa em $z=0$.

À medida que o feixe Gaussiano se propaga para longe da sua cintura, o raio do feixe (ou "spot size") permanece quase constante no princípio, e então começa a divergir linearmente com a distância, para grandes distâncias de afastamento da cintura. Quanto menor o "spot size" na cintura, mais rápido o feixe diverge e menor a distância sobre a qual ele é dito colimado, com um diâmetro quase constante, e frente de onda aproximadamente plana. O ângulo θ na figura 7 é o ângulo de divergência do feixe e é dado por [18]:

$$\theta = \frac{w(z)}{z} \quad (2.12)$$

$$= \frac{\lambda}{\pi \cdot w_0}, \quad \text{para } z \gg Z_R = \frac{\pi \cdot w_0^2}{\lambda}$$

onde Z_R é o domínio *Rayleigh*. A eq. (2.12) mostra que a área da seção reta na distância z a partir da cintura é:

$$A_s = \pi \cdot w(z)^2 \quad (2.13)$$

$$= \frac{\lambda^2 \cdot z^2}{\pi \cdot w_0^2}$$

A partir desta expressão pode-se observar que a área da seção reta do feixe pode ser reduzida pela seleção de um comprimento de onda menor e pelo aumento do raio na cintura. A eq. (2.13) mostra que a área do feixe aumenta com o quadrado da distância, reduzindo a densidade de potência óptica que chega ao plano do receptor, provocando atenuação do sinal recebido.

2.2.2. Expansor de feixe

Dispositivos ópticos que são usados para aumentar o diâmetro de um feixe laser, e em contrapartida reduzir seu ângulo de divergência, são conhecidos como expansores de feixe. Como pode ser visto na figura 8, o expansor de feixe é um telescópio invertido que em sua forma mais simples consiste de uma lente de comprimento focal curto, seguida por uma lente de comprimento focal grande. Como em um telescópio, as duas lentes são separadas pela soma dos seus comprimentos focais.

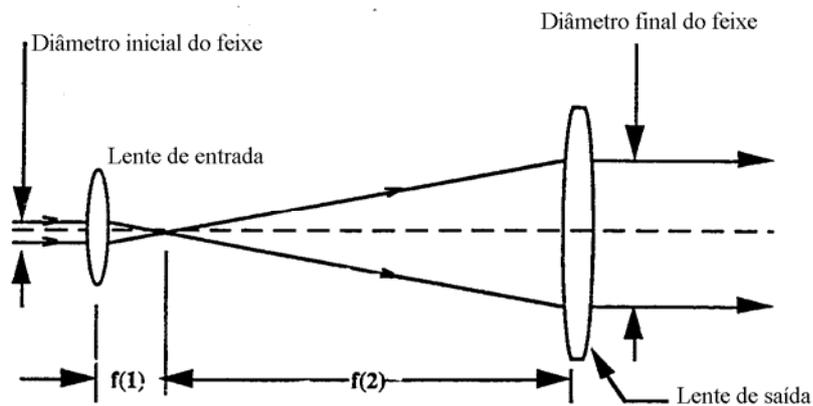


Figura 8 – Expansor de feixe.

Pode ser mostrado que o diâmetro do feixe expandido é dado por [8]:

$$D_o = \frac{f_2}{f_1} \cdot D_i \quad (2.14)$$

onde f_1 e f_2 são os comprimentos focais das lentes de entrada e saída, respectivamente, e D_i é o diâmetro do feixe de entrada sem expansão. A eq. (2.14) é válida desde que o *número f* da lente de saída seja igual ou menor do que o *número f* da lente de entrada. Se esta condição não for satisfeita, o maior diâmetro possível para o feixe de saída será igual ao diâmetro da lente da saída, que é muito pequena para acomodar todo o feixe. O resultado é um decréscimo na potência de saída do feixe. Essa situação é ilustrada na figura 9, onde o *número f* da lente de saída é maior do que o *número f* da lente de entrada.

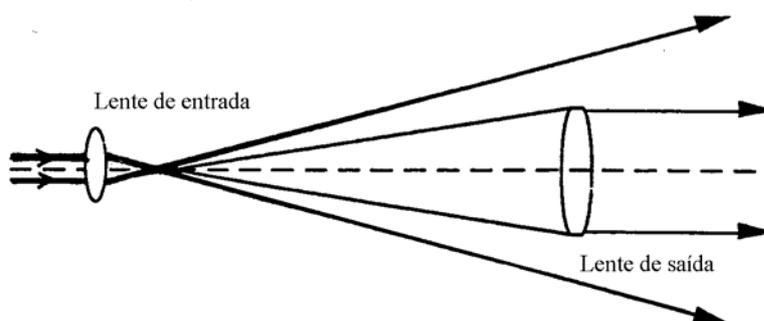


Figura 9 – Expansor de feixe com lentes descasadas.

Como já foi mencionada anteriormente, uma importante consequência da expansão do feixe é a redução da divergência angular (ou expansão) do feixe expandido. O ângulo de divergência para o feixe de saída é dado por [8]:

$$\theta_o = \frac{f_1}{f_2} \cdot \theta_i \quad (2.15)$$

onde $\theta_i \cong \lambda/D_i$ e θ_o são os ângulos mostrados na figura 10. Fazendo uso da eq. (2.14), o resultado acima se torna:

$$\theta_o \cong \frac{D_i}{D_o} \cdot \theta_i \quad (2.16)$$

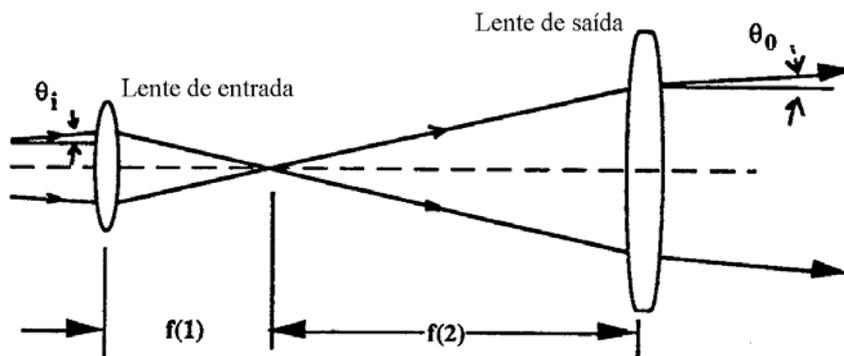


Figura 10 – Expansor de feixe com lentes propriamente casadas.

Segue-se que desde que o ângulo de divergência do feixe seja inversamente proporcional ao diâmetro do feixe expandido, um grande diâmetro de feixe resulta em uma menor expansão do feixe laser posteriormente. Isso é desejado quando um feixe laser é projetado sobre longas distâncias como em sensoriamento remoto, medição de distâncias, comunicações, e outros propósitos que envolvem propagação de feixes a longas distâncias.

Para um diâmetro de feixe de 1 mm, que é característico de um laser He-Ne, a divergência angular é tipicamente em torno de 10^{-3} radianos. Se esse feixe fosse apontado para a Lua, seu diâmetro (na Lua) seria de aproximadamente 400 km. Por outro lado, se for utilizado um expensor de feixe de 1 mm para 100 mm, o

feixe na Lua agora teria um diâmetro de 4 km. Isto é consideravelmente menor que o "spot" devido ao feixe sem expansor.

Uma outra razão para usar expansores de feixe é que quanto maior o diâmetro do feixe expandido, menor será o ponto de foco resultante quando o feixe é focalizado. A relação entre o diâmetro do feixe na lente d e o diâmetro do ponto de foco d_o é dado aproximadamente por [18]:

$$d_o = \frac{f \cdot \lambda}{d} \quad (2.17)$$

onde f é o comprimento focal da lente, λ é o comprimento de onda da luz, e d é o diâmetro do feixe na saída da lente. A partir da eq. (2.17) pode-se observar que quanto maior o diâmetro do feixe menor o "spot size" no ponto focal da lente.

2.3.

Ionização do ar

Dois tipos básicos de expansores de feixe são mostrados nas figuras 11 e 12. Nas discussões anteriores o expansor da figura 11 já havia sido mostrado. Este tipo é baseado no telescópio Kepleriano. O expansor apresentado na figura 12 é conhecido pelos astrônomos como um telescópio Galileiano. Ele tem uma lente de entrada divergente e uma lente de saída convergente. Ele é menor que o telescópio Kepleriano de potência comparável.

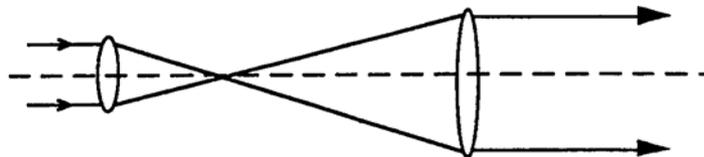


Figura 11 – Expansor Kepleriano.

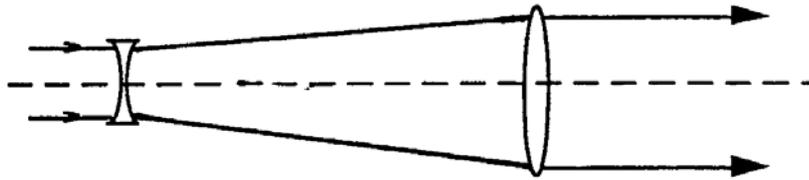


Figura 12 – Expansor Galileiano.

O expansor tipo Kepleriano deve somente ser utilizado com lasers de baixa intensidade, pelo fato que sua lente de entrada irá focalizar a luz do laser num ponto muito pequeno na região de foco. Para muitos lasers como o de ruby, Nd:glass, ou CO₂ TEA, a intensidade do feixe pode ser suficientemente grande para que o ar seja ionizado no ponto de foco da lente de entrada. Esse fenômeno, que se parece e soa como a formação de uma centelha entre dois eletrodos de alta voltagem, é conhecido como "air breakdown", e é representado na figura 13.

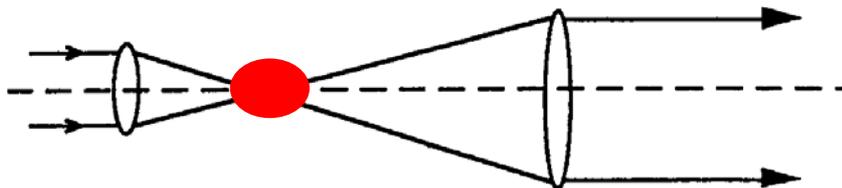


Figura 13 – Ionização do ar.

Quando a ionização do ar ocorre, a maior parte da energia do feixe laser é absorvida. Logo, o feixe emergente do expansor será atenuado e sua forma temporal de pulso sofrerá distorção. Para muitas aplicações isto é inaceitável. Por essa razão o expansor de feixe tipo Galileiano é usado quando a intensidade do feixe é suficientemente grande para que o "air breakdown" ocorra no ponto focal da lente de entrada.

2.4.

Desfocalização térmica

A desfocalização térmica, ou “Thermal Blooming”, é um efeito não linear que ocorre quando um feixe de relativa potência é lançado na atmosfera. Em geral considera-se que a propagação de um feixe de laser pela atmosfera é um fenômeno linear onde o ar não é afetado pelo feixe laser. Entretanto essa hipótese só é válida para feixes com baixa irradiância [8]. A absorção molecular da energia do feixe provoca o aquecimento do ar. Em geral os feixes possuem um perfil gaussiano, o que provoca um aquecimento desigual do ar, sendo mais quente no centro e mais frio na borda. Isso faz com que apareça um gradiente de temperatura no meio, induzindo mudanças na densidade e no índice de refração. Como consequência o índice de refração no caminho do feixe passa a ter um perfil gradual que é função da temperatura do ar. A figura 14 é uma representação esquemática desse fenômeno.

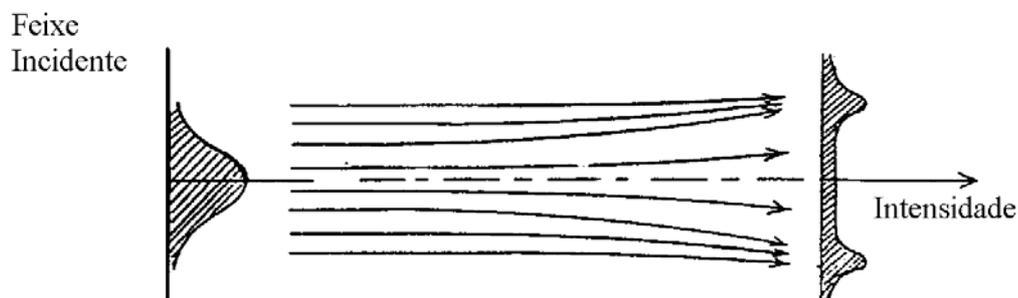


Figura 14 – Desfocalização térmica.

A diferença do índice de refração provoca a refração do feixe e o seu conseqüente espalhamento, alterando seu perfil de intensidade. O efeito de desfocalização térmica foi demonstrado passando um feixe de laser em $10,6 \mu\text{m}$ através de uma célula de absorção preenchida com CO_2 [19].

2.5.

Detectores

Um detector eletro-óptico absorve radiação e fornece como saída um sinal elétrico que é usualmente proporcional à irradiância (intensidade da radiação

eletromagnética incidente). Dependendo do tipo de detector, o sinal de saída pode ser uma voltagem ou uma corrente.

O espectro eletromagnético é arbitrariamente dividido em regiões. A região do espectro na qual o olho humano é sensível é chamada de visível. Ela se estende de comprimentos de onda em torno de 400 nm a 700 nm. Comprimentos de onda menores que os da região visível são sucessivamente referidos como ultravioleta, Raios X e Raios gama. A região infravermelha é considerada entre 700 nm e 1000 μm . Comprimentos de onda maiores que 1 mm são considerados como ondas de rádio. A região de 700 nm a 1 μm é chamada de infravermelho próximo ou “Near Infrared” *NIR*. A região infravermelha é subdividida em infravermelho de ondas curtas (*SWIR* 1-3 μm), de ondas médias (*MWIR* 3-5 μm) e de ondas longas (*LWIR* > 8 μm). A região entre *MWIR* e *LWIR* é usualmente ignorada pelo fato da radiação ser fortemente absorvida pelas moléculas de água na atmosfera, conforme apresentado na figura 1.

A radiação eletromagnética é continuamente emitida por todos os objetos. A intensidade e a distribuição espectral da radiação dependem fortemente da temperatura do objeto. Um corpo negro é um objeto que é um perfeito absorvedor e um perfeito radiador. Um corpo negro tem total absorção em todos os comprimentos de onda. A radiação emitida pelo corpo negro é dada pela lei de Planck [20]:

$$W_{\lambda} = 2 \cdot \pi \cdot h \cdot c^2 \cdot \left[\lambda^5 \cdot \left(e^{hc / \lambda k_b T} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (w / cm^2 / \mu m) \quad (2.18)$$

onde h é a constante de Planck ($6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s), c é a velocidade da luz no vácuo ($2,9979 \cdot 10^8$ m/s), λ é o comprimento de onda, k_b é a constante de Boltzmann ($1,381 \cdot 10^{-23}$ J/K) e T é a temperatura absoluta em Kelvin. A emitância radiante espectral, W_{λ} , é a potência óptica radiada dentro de um hemisfério, por unidade de área de uma superfície emissora, por unidade de comprimento de onda, e é mostrada na figura 15 para várias temperaturas de superfícies emissoras. A emissão de um objeto real é muito similar ao do corpo negro a 300 K, exceto por um fator de escala chamado emissividade ε_l . A emissividade é um número que varia entre 0 e 1, com o corpo negro tendo emissividade 1 e um refletor perfeito tendo emissividade 0. Então para um objeto real:

$$W_{\lambda} = 2 \cdot \pi \cdot \epsilon_1 \cdot h \cdot c^2 \cdot \left[\lambda^5 \cdot \left(e^{hc/\lambda k_b T} - 1 \right) \right]^{-1} \quad (w/cm^2 / \mu m) \quad (2.19)$$

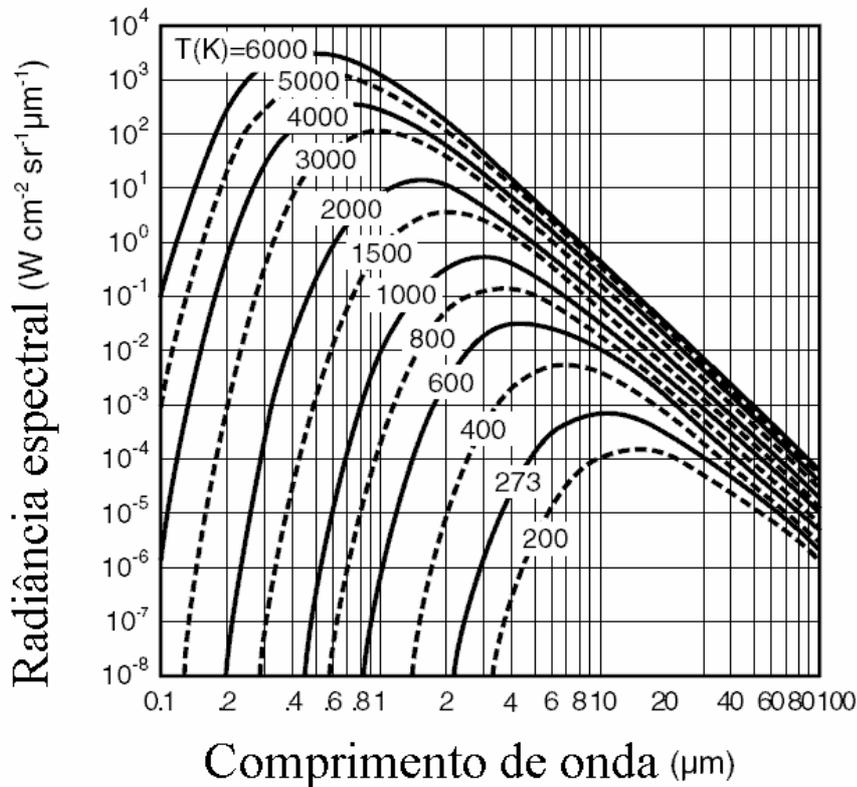


Figura 15 – Emissão eletromagnética de um corpo negro [21].

A partir da figura 15 é possível observar que a radiação eletromagnética emitida por objetos na temperatura ambiente possui um pico em $10 \mu\text{m}$, o qual situa-se no *LWIR*. Entretanto ainda há substancial quantidade de radiação na banda $3\text{-}5\mu\text{m}$, e detectores *MWIR* são freqüentemente usados para detectar radiação em 300K . A figura 15 mostra a distribuição de Planck para temperaturas de 200K a 6000K . Quando a temperatura de um objeto aumenta, a emissão é aumentada em todos os comprimentos de onda. Entretanto, o aumento da radiação é mais forte em curtos comprimentos de onda, o que resulta em um deslocamento do pico da distribuição para a esquerda, e detectores *MWIR* tornam-se muito efetivos na detecção de gases quentes de motores foguetes e da exaustão de motores a jato. Um objeto a 1000K mostra um brilho avermelhado característico. À medida que a temperatura aumenta a cauda da distribuição espectral se estende no visível, e a cor do objeto muda de "vermelho quente" para "branco quente".

A potência óptica total radiada dentro de um hemisfério por um corpo negro é obtida pela integração da Lei de Planck sobre todos os comprimentos de onda [20]:

$$W = 2 \cdot \pi \cdot \varepsilon_1 \cdot h \cdot c^2 \cdot \int \left[\lambda^5 \cdot \left(e^{hc/\lambda k_b T} - 1 \right)^{-1} \right] d\lambda = \sigma \cdot T^4 \quad (w/cm^2) \quad (2.20)$$

onde $\sigma = 2\pi^5 k_b^4 / (15c^2 h^3)$ é chamado de constante Stefan-Boltzmann.

2.5.1.

Figuras de mérito dos detectores

Detectores infravermelhos podem ser divididos em duas categorias, detectores semicondutores que têm "band gap", e detectores não semicondutores onde o "band gap" não é relevante. As figuras de mérito dos detectores semicondutores muitas vezes terão dependência espectral, enquanto que esse não é o caso dos não semicondutores.

2.5.1.1.

Responsividade

A responsividade R é a razão da saída pela entrada. A entrada é usualmente a potência óptica incidente no detector. A saída depende do tipo de detector, mas é geralmente uma voltagem ou uma corrente, e a responsividade tem unidade de volts por watt ou ampéres por watt.

2.5.1.2.

Nível de Ruído

Todos os detectores exibem uma componente de ruído chamada ruído branco que tem densidade espectral de potência uniforme. Muitos detectores têm uma componente adicional de ruído chamada de ruído $1/f$, que tem uma densidade espectral de potência que depende inversamente da frequência. A detecção é feita sobre um domínio de frequência usualmente chamado de largura de banda de detecção ou de ruído, e o ruído total detectado com o sinal é o espectro do ruído

total integrado sobre a largura de banda utilizada. A relação sinal ruído é aumentada reduzindo-se a largura de banda tanto quanto possível, usualmente por filtragem.

A potência equivalente de ruído, NEP , é definida como o ruído do detector referido à entrada óptica, ou como a potência óptica na entrada que dá uma relação sinal ruído unitária. A NEP é medida em W. A saída de ruído é então a NEP multiplicada pela responsividade.

2.5.1.3. Detectividade

A detectividade D^* é usada principalmente para caracterizar detectores infravermelhos e é provavelmente o mais importante parâmetro de desempenho para esses detectores. A detectividade é dada pela expressão [20]:

$$D^* = \sqrt{\frac{A_d \cdot \Delta f_n}{NEP}} \quad (2.21)$$

onde A_d é a área óptica do detector em cm^2 e Δf_n é a largura de banda da eletrônica de detecção em Hz.

A detectividade é nominalmente independente do tamanho físico do detector e da largura de banda do circuito utilizado na medida. Ela é a relação sinal ruído do detector para 1 W de potência óptica incidente, em uma área óptica de 1 cm^2 , medida sobre 1 Hz de banda de ruído. Em geral a detectividade é medida acima da inflexão $1/f$ para que ela seja independente da frequência de medição. Para detectores semicondutores a detectividade é uma função do comprimento de onda, e é chamada de detectividade espectral.

2.5.1.4. Constante de tempo

A constante de tempo, τ , é o tempo requerido pelo detector para responder a uma mudança abrupta na potência da entrada. Desde que essa mudança seja efetivada, a constante de tempo será o tempo real requerido pela saída do detector para alcançar $[1-(1/e)]$ ou 63% do seu valor final. Algumas vezes esse valor é

fornecido em termos da largura de banda do detetor, Δf_{det} , onde $\Delta f_{det} = 1/\tau$. As unidades de τ são em segundos e as de Δf_{det} em Hz.

2.5.2. Tipos de detectores

2.5.2.1. Fotocondutores

Fotocondutores são feitos a partir de semicondutores que foram muito dopados (tipo-n ou tipo-p), e são freqüentemente usados para detecção no infravermelho. Detectores feitos com esses materiais têm uma condutividade elétrica finita que aumenta com a temperatura. A resistência de um detector infravermelho fotocondutivo pode ser tão pequena quanto $10\ \Omega$ ou tão grande quanto $10\ M\Omega$.

Detectores fotocondutivos são usualmente operados polarizando-os diretamente com uma voltagem fixa, e medindo-se a corrente que flui pelo circuito de polarização. A corrente na ausência de radiação é chamada de corrente de escuro. O sinal de saída aumenta em corrente quando o detector é exposto à radiação.

Se o sinal de resposta a uma radiação é obtido pela diferença entre a corrente total e a corrente de escuro, a temperatura do detector deve ser controlada em alguma coisa da ordem de $0,01\ ^\circ\text{C}$ ou menos, para evitar flutuações do sinal óptico que se deseja medir. Na maioria dos casos isto não é prático, e uma maneira de contornar o problema é modular ou interromper a radiação incidente.

Os materiais mais comumente usados em detectores infravermelhos fotocondutivos são: PbS, PbSe e HgCdTe. Detectores de PbS possuem comprimento de onda de corte um pouco menor que $3\ \mu\text{m}$ e são usados como detectores *SWIR*. Os de PbSe têm comprimento de onda de corte ligeiramente inferiores a $5\ \mu\text{m}$ e são freqüentemente usados no *MWIR*. Detectores de HgCdTe, com 20% de Cd e 80% de Hg, possuem comprimento de onda de corte em torno de $10\ \mu\text{m}$, favorecendo a detecção no *LWIR*. A figura 16, extraída do site da empresa Hamamatsu [21], ilustra as detectividades espectrais dos diversos detectores infravermelhos.

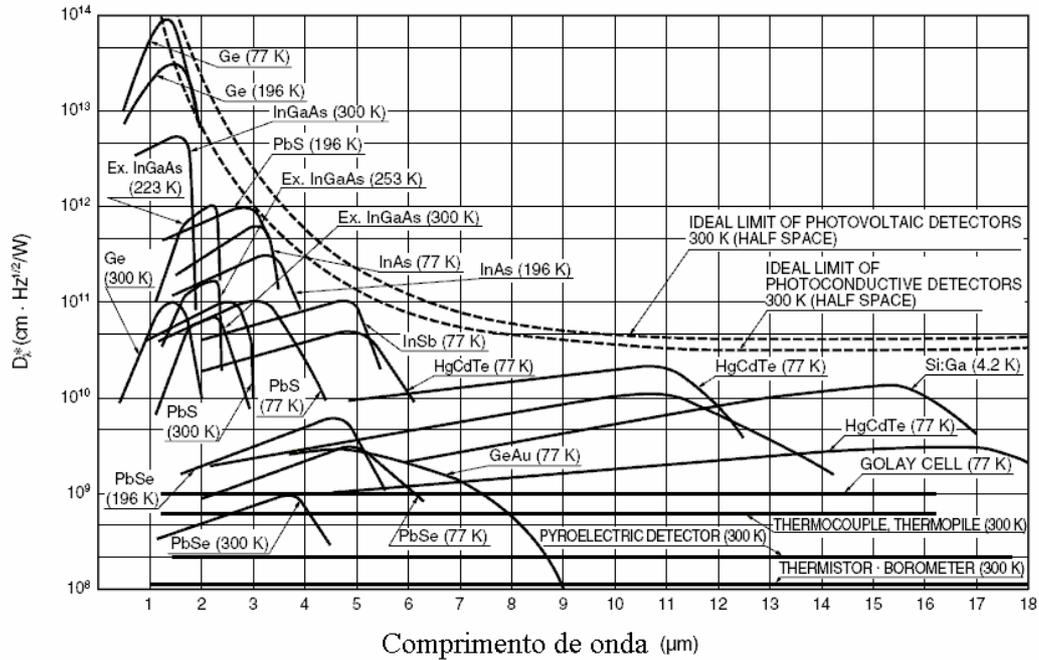


Figura 16 – Detectividade espectral para vários detectores infravermelhos [21].

2.5.2.2. Fotodiodos PIN

Um fotodiodo PIN consiste de um diodo semiconductor com a inserção de uma camada isolante e transparente entre as regiões dopadas tipo-n e tipo-p. Sua operação normalmente é feita com polarização reversa, como apresentada na figura 17 [22].

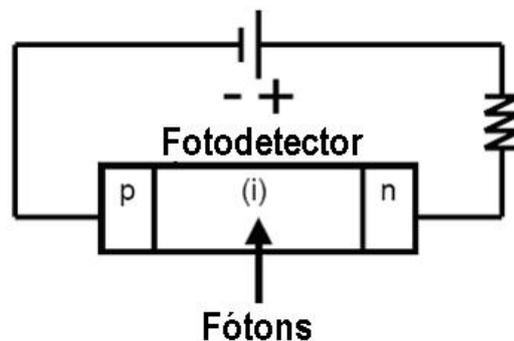


Figura 17 – Esquema de polarização do Fotodiodo PIN.

Portadores de cargas adicionais são gerados quando o fotodiodo é exposto a uma radiação com comprimento de onda curto o suficiente para fornecer uma energia maior que o "band gap" do dispositivo. O aumento na densidade dos portadores de cargas faz com que mais elétrons da região n cruzem a junção e se combinem com os "buracos" da região p , até que uma força eletrostática de equilíbrio pare o processo. Isto causa um alargamento da região de depleção e o potencial na junção aumenta. Se nenhuma corrente flui através do diodo, uma voltagem é gerada na junção, sendo dependente da intensidade da radiação de forma logarítmica. Essa situação é chamada de condição de circuito aberto, e a voltagem através da junção é chamada de voltagem de circuito aberto V_{oc} . O detector também pode ser operado na condição de curto-circuito, onde a corrente que flui no diodo é proporcional à intensidade da radiação incidente, e a corrente é chamada de corrente de curto circuito I_{sc} .

Os materiais comumente usados na fabricação de fotodiodos infravermelhos são InGaAs, InSb e HgCdTe, enquanto materiais de largo "band gap" como silício e SiC são usados para detecção de comprimentos de onda mais curtos. Para o comprimento de onda de 1,55 μm são largamente empregados os detectores de InGaAs, cuja resposta espectral pode ser vista na figura 16. Ambos os detectores de InSb e HgCdTe devem ser refrigerados para proporcionar razoável desempenho. Eles operam melhor em temperaturas criogênicas, 80 K e abaixo. O comprimento de onda de corte do InSb é em torno de 5,5 μm , e ele pode ser usado para detecção *MWIR*. Seu desempenho cai rapidamente com o aumento da temperatura, e ele não é muito útil acima de 90 K. O comprimento de onda de corte do HgCdTe pode ser ajustado continuamente no espectro infravermelho e ele pode operar tanto no *MWIR* quanto no *LWIR*.

2.5.2.3. Detectores térmicos

A termopilha é um detector não quântico, pois não possui "band gap". Ele consiste de um número de termopares conectados em série. Um termopar é um "loop" feito com dois fios, onde cada fio é feito de um metal diferente. Quando os fios são unidos e mantidos em temperaturas diferentes, uma voltagem é gerada entre as duas junções. Essa voltagem é um resultado direto da diferença das

energias dos níveis de Fermi dos dois metais, e da dependência destes com a temperatura.

Os modernos detectores térmicos que operam no infravermelho são constituídos de 50 a 200 termopares fabricados em um ou dois milímetros de substrato. Um conjunto de junções é termicamente isolado e exposto à radiação incidente. O outro conjunto é montado em dissipadores de calor no encapsulamento.

A voltagem gerada pelo termopar é proporcional à diferença de temperatura das junções. O sinal gerado por uma termopilha é então proporcional à diferença de potência óptica. Quando o objeto alvo está a uma temperatura mais baixa que a ambiente, a termopilha absorve menos potência, a temperatura das junções expostas diminui e a voltagem se torna negativa. Quando o objeto alvo está a uma temperatura maior que a ambiente, o oposto ocorre e a tensão gerada é positiva.

Em função dos mecanismos termodinâmicos e termocondutivos esse tipo de detector possui baixa resposta em frequência, normalmente em torno de 1 Hz.

2.5.2.4. Detectores piroelétricos

Materiais piezo elétricos são amplamente utilizados em medidores de força. Esses materiais são cristais que apresentam um momento de dipolo elétrico espontâneo ou polarização de suas cargas na medida em que são comprimidos. Materiais piroelétricos apresentam uma polarização espontânea de suas cargas com a temperatura. Piroeletricidade também é uma propriedade da simetria cristalina, vários grupos de cristais piezo elétricos apresentam a característica piroelétrica. Um sensor piroelétrico pode ser utilizado como um sensor de temperatura. Entretanto, a geração espontânea de um momento de dipolo elétrico somente ocorre a temperaturas inferiores a uma temperatura crítica chamada temperatura de Curie, esses sensores só podem ser utilizados abaixo dessa temperatura.

O cristal é montado em um encapsulamento hermeticamente selado e preenchido com um gás inerte à baixa pressão. A radiação incidente é absorvida pela face exposta do cristal causando um aumento ou diminuição da sua temperatura em função do aumento ou diminuição da radiação. Essa mudança de

temperatura provoca uma mudança na configuração das cargas da superfície do cristal e uma mudança no sinal presente nos eletrodos. Um detector piroelétrico pode ser operado no modo de voltagem ou no modo de corrente.

A responsividade de um detector piroelétrico típico aumenta com a frequência até um determinado ponto no intervalo 0,01 Hz-0,1 Hz, e então começa a decrescer. A responsividade cai dramaticamente no domínio 1 Hz-10 Hz a partir do qual ele deixa de ser útil.