



5.3.2007

# Modelamento e Análise de Desempenho de Sistema de Transmissão Óptica pela Atmosfera

Tese submetida à Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Estadual de Campinas, Departamento de Comunicações, como parte dos requisitos exigidos para a obtenção do título de

**Mestre em Engenharia Elétrica.**

Autor

**Geraldo Jair Vieira Segatto**  
Engenheiro Eletricista pelo INATEL em 1994

Orientador

**Prof. Dr. Leonardo de Souza Mendes**  
PhD em Engenharia Elétrica Syracuse University em 1992

Campinas, 14 de junho de 1996.

Este exemplar foi entregue a estação final da tese  
definitiva por *Geraldo Jair Vieira Segatto*  
e aprovada pela Comissão  
Julgadora em *14/06/96*.  
Orientador *Leand.*

COLEÇÃO: BC  
CHAMADA: TIUNICAMP  
Ex. 37  
Código BC/ 31519  
281197  
D 1  
R\$ 11,00  
30.108.197  
0.000100177-3

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

Se37m Segatto, Geraldo Jair Vieira  
Modelamento e análise de desempenho de sistema de  
transmissão óptica pela atmosfera / Geraldo Jair Vieira  
Segatto.--Campinas, SP: [s.n.], 1996.

Orientador: Leonardo de Souza Mendes.  
Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de  
Campinas, Faculdade de Engenharia Elétrica e de  
Computação.

1. Comunicações óticas. 2. Propagação de ondas de  
rádio na atmosfera. 3. Teoria eletromagnética. I. Mendes,  
Leonardo de Souza. II. Universidade Estadual de  
Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica e de  
Computação. III. Título.

Aos meus Pais e Avós.

## AGRADECIMENTOS

A Deus pela oportunidade de aprendizado e crescimento.

Aos meus Pais pela dedicação, apoio, amor e ensinamentos. Que eu possa ser grande o suficiente para que meus filhos também recebam tudo isto de mim.

Aos meus irmãos, Cristina, Fátima, Ângelo, Simone, Marcelo e Ana, e aos meus sobrinhos e cunhados pelo apoio, incentivo, por todos bons momentos que vivemos juntos em Vitória e por tudo que representam para mim.

Ao Prof. Leonardo Mendes pela orientação e confiança.

A Cristiana pelo seu carinho e pelos bons momentos vividos aqui em Campinas. Mais que namorada, uma grande amiga.

A Kamaline Rigas pelas aulas de Inglês, e mais do que isto, pelas injeções de energia e ânimo que recebo toda vez que conversamos.

Aos amigos por tudo que pude aprender no nosso convívio diário e pelos momentos que passamos juntos nos estudos, nas conversas de corredor, nas festas, no futebol, etc. Realmente são momentos que ficarão registrados para sempre e que me trarão muitas saudades.

Aos Professores Marcelo Segatto e Moisés Ribeiro e aos Engenheiros Jackson Klein e Carlos Mazzuco pelas conversas, dicas e opiniões que foram de grande importância para a realização deste trabalho.

Ao Inatel e seus professores pela minha formação acadêmica.

À CAPES pelo apoio financeiro.

“ ... fé na vida, fé no Homem, fé no que virá  
nós podemos muito, nós podemos mais  
vamos lá fazer o que virá ... “

## Resumo

Neste trabalho fazemos um estudo da propagação de feixes ópticos através da atmosfera. No modelamento do canal estão incluídos os efeitos de alargamento do feixe, turbulência atmosférica, absorção por moléculas e espalhamento em partículas. Fazemos um estudo das janelas de transmissão óptica, onde são considerados quatro comprimentos de onda na faixa espectral do infravermelho. Para ilustrar a influência de cada um dos fenômenos citados acima simulamos várias situações, mostrando que a escolha da melhor janela de transmissão vai depender das condições atmosféricas envolvidas em cada enlace. Sugerimos também um modelo de sistema de transmissão óptica pela atmosfera e mostramos, através de simulação computacional, o seu desempenho através do cálculo da probabilidade de erro. Para o sistema proposto, apresentamos o modelamento de cada dispositivo e a forma de onda do sinal após passar por cada um deles. Os resultados da simulação mostram a dependência do desempenho com alguns parâmetros do canal. Para cada caso analisado explicamos a causa desta dependência.

## **Abstract**

In this work we study the propagation of optical beam through atmosphere. In the modeling of the communication channel are included the effects of beam broadening, atmospheric turbulence, absorption and scattering. We study the optical transmission windows considering four wavelengths in infrared range. To illustrate the influence of each phenomenon listed above, we simulate several situations which show, in each case, the best choice for the transmission window and its dependence with the atmospheric conditions. We also suggest a model of optical transmission system through the atmosphere and show the performance of the system by computational simulation. For the proposed system, we present the modeling of each device and the waveform of the signal after passing through the device. The results of the simulation show the dependence of the performance with some parameters of the channel.

# Conteúdo

<b>Introdução geral</b>	<b>1</b>
<b>1 Sistema de Transmissão Óptica pela Atmosfera</b>	<b>3</b>
1.1 Descrição do Sistema.....	3
1.2 Conceitos Básicos .....	6
1.2.1 Potência Coletada pelo Receptor.....	7
1.2.2 Radiação Background.....	11
1.2.3 Fontes de Radiação Background .....	13
1.2.4 Ruído Background.....	16
Referências Bibliográficas .....	18
<b>2 Propagação de Feixes Ópticos no Espaço Livre</b>	<b>19</b>
2.1 Distribuição de Amplitude e Intensidade para Feixe Gaussiano .....	19
2.2 Solução Aproximada da Equação de Onda para Feixe de Laser	
Propagando no Espaço livre .....	21
2.3 Análise de Perfil de Expansão para feixe Gaussiano.....	24
2.4 Lentes.....	27
2.5 Transformação de feixes por Lentes .....	30
Referências Bibliográficas .....	32
<b>3 Turbulência Atmosférica</b>	<b>33</b>
3.1 Degradação do Sinal Óptico devido à Turbulência Atmosférica.....	33
3.2 Constante de Estrutura para Índice de Refração .....	35
3.3 Considerações sobre Tipos de Meios.....	39
3.4 Flutuações de Amplitude e Intensidade .....	40
3.4.1 Flutuações de Amplitude e Intensidade para feixe de Laser .....	43
3.5 Dispersão Temporal do Canal Atmosférico.....	49
3.5.1 Multipercurso devido à Turbulência .....	50
3.5.2 Dispersão devido à Variação do Índice de Refração com	
Comprimento de Onda.....	52
Referências Bibliográficas .....	53

<b>4 Janelas de Transmissão</b>	<b>55</b>
4.1 Absorção .....	56
4.1.1 Vapor de Água.....	57
4.2 Espalhamento.....	59
4.3 Janelas de Transmissão .....	61
Referências Bibliográficas.....	67
<b>5 Modelamento do Sistema</b>	<b>68</b>
5.1 Ferramenta de Simulação SIMNT .....	69
5.2 Driver de Corrente .....	75
5.3 Laser Monomodo.....	76
5.4 Canal Atmosférico .....	79
5.5 Modelo do Receptor.....	80
5.5.1 Fotodiodo .....	81
5.5.1.1 Ruído no Fotodiodo.....	83
5.5.2 Filtro de Formato Gaussiano .....	84
5.5.3 Circuito de Decisão .....	88
5.6 Análise de Desempenho.....	88
Referências Bibliográficas .....	92
<b>6 Simulação do Sistema</b>	<b>93</b>
6.1 Resultados .....	93
<b>Conclusões</b>	<b>103</b>

# Lista de Figuras

<b>Capítulo 1</b>	<b>03</b>
1.1 Diagrama em bloco do sistema de transmissão óptico atmosférico .....	03
1.2 Geometria para representação de uma fonte puntual [1] .....	08
1.3 Alinhamento do transmissor e receptor [1] .....	08
1.4 Geometria para representação de uma fonte não puntual [1] .....	09
1.5 Emissão espectral de um corpo negro .....	13
1.6 Comparação da emissão espectral do sol e de um corpo negro a 6000 K [2] .....	14
1.7 Radiação espectral diurna do céu ao nível do mar p/ condições céu limpo [2] ....	15
1.8 Radiação espectral noturna do céu ao nível do mar [2] .....	15
<b>Capítulo 2</b>	<b>19</b>
2.1 Distribuição de amplitude para feixe de laser .....	19
2.2 Distribuição de amplitude para feixe gaussiano com raio $w = 1 \text{ mm}$ .....	20
2.3 Distribuição de intensidade para feixe gaussiano com raio $w = 1 \text{ mm}$ .....	20
2.4 Perfil de expansão para feixe gaussiano .....	27
2.5 Refração em superfície plana .....	28
2.6 Refração em superfície esférica .....	29
2.7 Formação de imagem por lente .....	30
2.8 Dimensão $w_0$ devido ao raio $w$ do feixe incidente na lente .....	31
<b>Capítulo 3</b>	<b>33</b>
3.1 Meio turbulento, mostrando as condições $\frac{d_B}{l_0} \ll 1$ e $\frac{d_B}{l_0} \gg 1$ .....	35
3.2 Variação da turbulência $C_n^2$ com a altura [4] .....	37
3.3 Variação de $C_n^2$ com a hora do dia. (1) nascer do sol, (2) pôr do sol [5] .....	38
3.4 Exemplo de feixe focado .....	43
3.5 Exemplo de feixe divergente .....	44
3.6 Exemplo de feixe colimado .....	44
3.7 Normalização da variância de amplitude p/ feixe colimado e focado [15] .....	48
3.8 Multipercurso devido às irregularidades atmosféricas p/ receptor puntual .....	50
3.9 Multipercurso devido às irregularidades atmosféricas p/ receptor não puntual ....	50

<b>Capítulo 4</b>	<b>55</b>
4.1 Exemplo de transmissividade atmosférica [2] .....	56
4.2 Exemplo de conversão de $H_R$ ou $H_A$ para precipitação [2].....	58
4.3 Efeito da turbulência e espalhamento, p/ alto espalhamento e alta turbulência....	61
4.4 Efeito da turbulência e espalhamento, p/ baixo espalhamento e turbulência .....	62
4.5 Efeito da turbulência e espalhamento, p/ alto espalhamento e alta turbulência....	62
4.6 Intensidade de pico normalizada, considerando efeitos somente da turbulência e espalhamento (sem absorção) para enlace de 1 km .....	63
4.7 Intensidade de pico normalizada, considerando os efeitos da turbulência, espalhamento e absorção para enlace de 1 km e precipitação de 15 mm.....	64
4.8 Intensidade de pico normalizada, considerando os efeitos da turbulência, espalhamento e absorção para enlace de 1 km e precipitação de 20 mm.....	65
4.9 Intensidade de pico normalizada, considerando os efeitos da turbulência, espalhamento e absorção para enlace de 1 km e precipitação de 8 mm.....	66
<b>Capítulo 5</b>	<b>68</b>
5.1 Diagrama em blocos do sistema de transmissão óptico atmosférico .....	68
5.2 Descrição da estrutura do SIMNT [1].....	69
5.3 Sistema de blocos .....	70
5.4 Elementos da classe biblioteca.....	71
5.5 Elementos da classe blocos .....	72
5.6 Elementos da classe parâmetros .....	72
5.7 Elementos da classe buffer .....	73
5.8 Elementos da classe usuário .....	73
5.9 Elementos da classe gerenciador.....	74
5.10 Fluxo de operação do SIMNT [1] .....	74
5.11 Corrente na saída do bloco DriverNRZ.....	76
5.12 Potência óptica na saída do bloco do laser.....	78
5.13 Potência óptica na saída do bloco do canal atmosférico .....	80
5.14 Diagrama em blocos do receptor óptico.....	80
5.15 Modelo elétrico do receptor .....	81
5.16 Corrente na saída do bloco do fotodiodo e do filtro para $R=0.75$ .....	87
5.17 Corrente na saída do bloco do fotodiodo e do filtro para $R=0.60$ .....	87

5.18 Exemplo de como o instante de decisão é avaliado [6].....	88
5.19 Distribuição de probabilidade em torno dos valores médios do sinal [9] .....	89
<b>Capítulo 6</b>	<b>93</b>
6.1 Prob. de erro versus potência óptica recebida .....	94
6.2 Prob. de erro versus comprimento do enlace p/ fraco desvanecimento .....	95
6.3 Prob. de erro versus comprimento do enlace p/ médio desvanecimento.....	95
6.4 Prob. de erro versus comprimento do enlace p/ forte desvanecimento .....	96
6.5 Potência de transmissão versus comprimento do enlace para fraco desvanecimento e $P_e = 10^{-9}$ .....	97
6.6 Potência de transmissão versus comprimento do enlace para médio desvanecimento e $P_e = 10^{-9}$ .....	97
6.7 Potência de transmissão versus comprimento do enlace para forte desvanecimento e $P_e = 10^{-9}$ .....	98
6.8 Margem do sistema versus raio da lente de recepção.....	99
6.9 Margem do sistema versus raio do feixe .....	100

# Introdução Geral

Com o crescimento das redes de informação, torna-se necessário o aperfeiçoamento e desenvolvimento de meios para sua interconexão. Nossa proposta é de usar o sinal de informação para modular um *laser* semiconductor e transmitir o sinal óptico modulado para o receptor através da atmosfera, que forma o canal de comunicação.

Desenvolvemos esta proposta pensando em evitar os problemas encontrados nos sistemas convencionais para interconexão de redes locais, que são os sistemas de comunicação por fibra óptica e rádio digital.

A utilização da fibra óptica torna-se inviável quando deseja-se fazer conexão temporária entre dois pontos de um sistema ou instalar um sistema em ambientes onde a instalação de cabos seja imprópria ou dificultada.

A utilização de rádio digital torna-se inviável quando o nível de ruído eletromagnético ambiental é alto, tornando o sistema vulnerável a falha e conseqüentemente causando uma degradação na performance do mesmo. Outro problema a ser considerado para sistema rádio digital é que o espectro de frequência torna-se cada vez mais utilizado, aumentando assim a dificuldade de alocação de frequências, sendo que esta dificuldade dependerá do lugar onde o sistema será utilizado.

O sistema de transmissão óptica pela atmosfera é recomendado, justamente, para condições em que os enlaces ópticos via fibra e os enlaces via rádio digital tornam-se inviáveis. Desta forma, este sistema é recomendado em enlaces que apresentam dificuldade de instalação, alto nível ruído eletromagnético ou problemas quanto à alocação de frequência. Sem dúvidas que este sistema também apresenta falhas e torna-se inviável em determinadas condições. Estes problemas e estas condições são apresentados no decorrer deste trabalho.

O presente trabalho dedica-se principalmente ao estudo do canal atmosférico para transmissão de um sinal na faixa óptica de frequências. Procuramos estudar os efeitos que tendem a degradar o sinal transmitido bem como as conseqüências destes efeitos. A partir do modelamento e caracterização do canal atmosférico, e dos demais dispositivos que completam o sistema, fizemos a simulação com a finalidade de determinar o desempenho do

mesmo para várias características do canal mostrando, além do desempenho, a forma que alguns parâmetros o influenciam.

No capítulo 1, apresentamos o sistema que será simulado junto com uma breve descrição de cada bloco do sistema. São mostrados também alguns conceitos básicos como intensidade e potência do feixe, tipos de fonte de luz, emissão espectral das fontes, etc.. São dados alguns conceitos sobre radiação de fundo, fontes deste tipo de irradiação e também ruídos gerados por estas fontes.

Os capítulos de 2 a 4 são utilizados para apresentar o modelamento do canal atmosférico. No capítulo 2, mostramos a solução da equação de onda para feixe propagando no espaço livre e também o equacionamento para expansão do feixe de laser. No capítulo 3, o efeito da turbulência é considerado, e são mostrados suas causas e consequências para o sistema. Também é mostrado o equacionamento que relaciona o campo na presença de turbulência e o campo na ausência de turbulência. No capítulo 4 é feita uma análise de janelas de transmissão óptica para o canal atmosférico, onde os efeitos da turbulência, espalhamento e absorção são considerados.

O modelamento dos demais dispositivos através do equacionamento matemático, bem como os resultados obtidos em simulação referentes a estes são mostrados no capítulo 5. No capítulo 6 são mostrados os resultados finais da simulação, onde o desempenho é obtido através do cálculo da probabilidade de erro. Finalmente são dadas as conclusões gerais da tese e também perspectivas de trabalhos futuros.

# CAPÍTULO 1

## Sistema de Transmissão Óptica pela Atmosfera

Neste capítulo apresentamos a descrição do sistema a ser estudado, mostrando a função básica de cada um dos blocos que o compõe. São também mostrados alguns conceitos básicos, como por exemplo, tipos de fontes, irradiação de fundo e uma breve descrição de alguns tipos de fontes deste tipo de irradiação e também o modelo de ruído associado a estas fontes.

### 1.1 - Descrição do Sistema

A figura (1.1) mostra o modelo do sistema que será analisado neste trabalho. Cada bloco representa um dispositivo com função específica no sistema. Na simulação, cada um destes blocos representa um modelo matemático com função de transferência que associa o sinal de entrada com o sinal de saída.

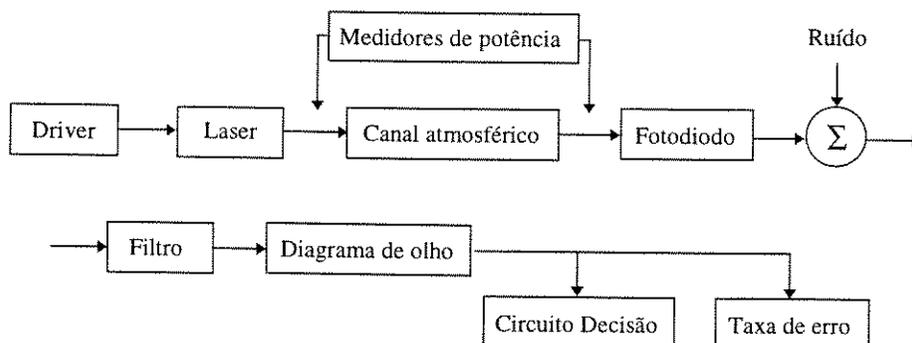


Fig. 1.1 - Diagrama em bloco do sistema de transmissão óptico atmosférico e do sistema para determinação da performance através do cálculo da probabilidade de erro.

Em uma transmissão digital binária, o transmissor, aqui representado pelo *laser*, recebe uma sequência aleatória de 0's e 1's que é gerada pelo driver de corrente. Para sistemas de modulação por intensidade, a potência óptica emitida pelo *laser* é proporcional ao sinal de entrada. O sinal é transmitido através do canal atmosférico, no qual estará sujeito às degradações características deste tipo de canal. No receptor o sinal óptico detectado é convertido em sinal elétrico e filtrado. Após a filtragem, o sinal é amostrado e comparado com um limiar de decisão para reconstrução da sequência transmitida. Através de um critério conveniente, a avaliação do desempenho do sistema é feita através do cálculo da probabilidade de erro. A seguir são apresentadas as funções de cada um dos modelos do sistema. Seus respectivos modelos matemáticos são apresentados nos capítulos seguintes.

- Driver de corrente

O driver de corrente está associado com a fonte da informação e é descrito através da definição dos dados a serem transmitidos e da taxa de transmissão. O sinal na entrada do transmissor corresponde ao conjunto de valores binários referente a sequência a ser transmitida. Esta sequência bem como o seu comprimento podem ser inseridos como parâmetro deste modelo.

- Laser semiconductor

O laser tem como função a conversão do sinal elétrico gerado pelo driver de corrente, sinal modulante, em um sinal óptico o qual será transmitido. O *laser* foi escolhido como fonte de transmissão para este sistema devido às seguintes características: rápido tempo de resposta, largura espectral estreita, alta potência de transmissão e baixo ângulo de divergência do feixe. Principalmente devido aos dois últimos fatores, é que preferimos a utilização do *laser*.

- Canal atmosférico

O canal atmosférico modelado para a faixa de frequência óptica possui algumas características muito importantes e que não chegam nem mesmo a ser mencionados no modelamento deste mesmo canal nas faixas mais baixas do espectro. Neste trabalho, o canal atmosférico é modelado de forma mais detalhada, onde são considerados os efeitos da turbulência, absorção e espalhamento. No modelo do canal atmosférico também está incluído o modelo de lente, que tem a função de colimar o feixe na transmissão e aumentar a área do

receptor na recepção, desta forma aumentando o nível do sinal coletado na recepção. Esta lente deve ter uma posição ideal, de forma que a maior parte da energia coletada possa ser focada na área ativa do fotodiodo.

- Fotodiodo

Os fotodiodos são basicamente junções semicondutores  $pn$  polarizadas reversamente que convertem a energia luminosa incidente sobre sua superfície em uma corrente elétrica proporcional à sua responsividade. Os dois tipos de fotodiodos usados em sistemas de comunicação óptica são o PIN e o APD. Neste trabalho utilizaremos o fotodiodo PIN devido à simplicidade de seu modelamento matemático.

- Filtro elétrico

A função do filtro é de maximizar a relação sinal / ruído, preservando as características essenciais do sinal e isolando-o de interferências, ruídos e distorções. Um filtro pode ser equalizante, quando compensa a distorção do sinal devido às características do transmissor, do canal e do receptor, ou não-equalizante., quando apenas reduz a banda do ruído. Como a distorção do sinal é baixa, pois o efeito predominante é a atenuação, utilizaremos o filtro não-equalizante. Um parâmetro muito importante do filtro é a sua banda passante. Filtros com banda estreita eliminam o efeito do ruído, no entanto, aumentam o efeito da interferência intersimbólica e filtros com banda larga minimizam o efeito da interferência intersimbólica, mas deixam chegar ao circuito de decisão um maior nível de ruído. Desta forma, apenas através da simulação é que podemos decidir qual será a melhor escolha.

- Medida do desempenho

A medida do desempenho do sistema é feita através do cálculo da probabilidade de erro. Após o sinal ser filtrado, é formado um diagrama de olho com a sequência de bits transmitidos a partir do qual determina-se o instante de amostragem ideal e o limiar de decisão. Após a obtenção destes valores, e com a utilização de uma técnica apropriada, é calculada a probabilidade de erro do sistema. Como mostrado na figura (1.1), os blocos diagrama de olho, circuito de decisão e taxa de erro são destinados à realização destas funções.

## 1.2 - Conceitos Básicos

Um feixe de laser pode ser considerado um pacote confinado de raios emitidos pela fonte e se propagando em direção ao receptor. A fonte transmite com um ângulo sólido  $\Omega$ , que contém todos os raios transmitidos. A energia irradiada pela fonte é finita e, conseqüentemente, a densidade de energia decresce com a distância da fonte devido à abertura do feixe óptico.

Após deixar a fonte, o feixe óptico se sobre um canal de transmissão que pode ser guiado, como em fibras ópticas, ou não guiado. Importantes canais não guiados são o espaço livre (vácuo), canal atmosférico, canal submarino. Neste trabalho estudaremos o canal atmosférico e suas principais características com o objetivo de caracterizar a propagação de ondas eletromagnéticas, em particular ondas coerentes (*laser*), através da atmosfera.

Em frequências ópticas, onde o comprimento de onda do campo torna-se comparável com as dimensões físicas das partículas que constituem a atmosfera, a interação da irradiação com a matéria é extremamente severa, requerendo um nível de análise bem superior aos modelamentos típicos do canal de microondas, visando a considerar-se com mais detalhes fenômenos como espalhamento por partículas, absorção por constituintes atmosféricos e turbulência do ar.

Ao chegar ao receptor, o feixe afetado pelo canal é coletado e o campo é convertido em sinal elétrico no fotodiodo. Em adição ao campo transmitido pela fonte, o receptor coleta luz de outras fontes não desejadas, tais como do céu, planetas e estrelas. Os sinais destas fontes se propagam no mesmo meio e combinam-se com o campo da fonte desejada, sendo assim caracterizados como ruído para o sistema.

As fontes luz são geralmente designadas como fonte puntual e não puntual. Para uma fonte puntual, o feixe emerge de um simples ponto no espaço. Para fonte não puntual, a luz é emitida por todos os pontos na área de uma fonte superficial. Alguns conceitos importantes no modelamento da propagação da onda eletromagnética a partir de uma fonte são:

- Amplitude do feixe ou distribuição de amplitude: é a relação entre o campo elétrico e a área na qual este campo é analisado. Desta forma, a amplitude pode ser medida em  $V/m^2$

- Intensidade do feixe ou distribuição de intensidade: é a relação entre a potência do sinal óptico e a área na qual esta potência é analisada. A intensidade pode ser medida em  $W/m^2$ . Relacionando esta medida com as medidas de rádio comunicação, esta refere-se a densidade de potência de um sinal.
- Potência: é a integral da intensidade do feixe em uma requerida área, por exemplo, na área de uma lente ou fotodiodo. Desta forma, a potência é medida em W, watts.

As equações (1.1) e (1.2) mostram as relações matemáticas, respectivamente, entre a intensidade e a amplitude e entre a potência e intensidade de um sinal óptico.

$$|I(x, y, z)| = |A(x, y, z)|^2 \quad (1.1)$$

$$P = \int_s |I(x, y, z)| \cdot ds \quad (1.2)$$

### 1.2.1 - Potência Coletada pelo Receptor

Apenas para demonstração de alguns conceitos, consideremos um feixe de *laser* com distribuição de intensidade uniforme e propagando-se em um meio livre de perdas e perturbações. Consideremos também uma fonte puntual, como na figura (1.2), onde sua potência é concentrada em um ângulo sólido  $\Omega_s$ . A um ponto a uma distância  $R$  da fonte, a intensidade é:

$$I(r) = \frac{P_s G_s}{4\pi R^2} \quad (1.3)$$

onde:

$P_s$  é a potência transmitida pela fonte.

$G_s$  é o ganho da fonte em relação a uma fonte isotrópica.

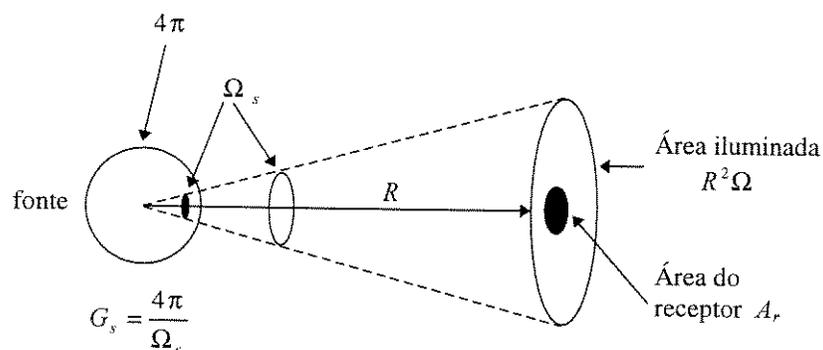


Fig. 1.2 - Geometria para representação de uma fonte puntual [1].

Se a área do receptor está alinhada com ângulo  $\theta$  entre sua respectiva normal e a linha que chega da direção do transmissor, figura (1.3), a potência coletada na área do receptor é [1]:

$$P_r = \frac{P_s G_s A_r}{4\pi R^2} \cdot \cos\theta \quad (1.4)$$

onde  $A_r$  é a área do receptor. Se  $\theta = 0$ , o transmissor e receptor estarão alinhados.

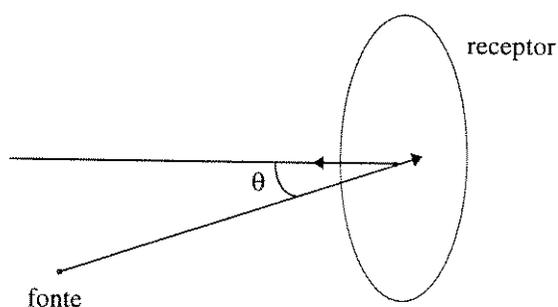


Fig. 1.3 - Alinhamento do transmissor e receptor [1].

Para uma fonte não puntual, apenas um ponto poderá estar alinhado com o receptor. Todos os demais experimentarão uma perda de acordo com um ângulo  $\theta$ . Desta forma, torna-se necessário um modelo com uma geometria mais detalhada, como mostrado na figura (1.4).

A fonte, tendo uma forma aleatória, é colocada na origem de um sistema de coordenadas esféricas. O receptor é alinhado com um ponto da fonte a uma distância  $R$  da mesma. Então define-se a área projetada da fonte para o receptor pela seguinte integral:

$$A_s = \int_{\text{fonte}} \cos\theta \cdot dA_s \quad (1.5)$$

onde a integração é feita sobre toda a área da fonte que é vista pelo receptor. O ângulo sólido projetado para o receptor é  $A_s/R^2$ . Para o receptor, é necessário também definir o ângulo de visão como o ângulo sólido sobre o qual o receptor pode coletar energia. Este ângulo é chamado campo de visão do receptor e é designado como  $\Omega_{fov}$ , que deve ser diferenciado do ângulo sólido projetado do receptor para a fonte, que é  $A_r/R^2$ .

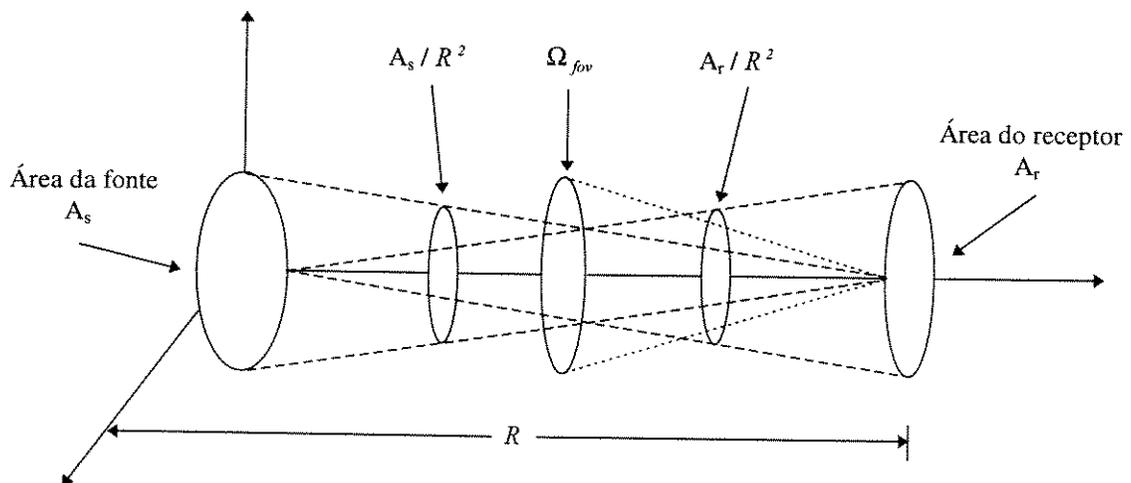


Fig. 1.4 - Geometria para representação de fonte não puntual [1].

Consideremos uma fonte irradiando com uma largura espectral  $df$ . Então podemos definir  $N(r, \theta, f)$  como a irradiação espectral da fonte, com unidades dadas por potência por unidade de área, por unidade de ângulo sólido, por unidade de frequência. Para faixa óptica é comum medir a largura espectral da fonte em unidade de comprimento de onda  $\Delta\lambda$  e não de  $df$ . Uma simples transformação pode ser feita através da seguinte relação:

$$B = df = \frac{c \Delta \lambda}{\lambda^2} \quad (1.6)$$

e assim:

$$N_\lambda(r, \theta, \lambda) = \frac{c}{\lambda^2} N_f(r, \theta, f) \quad (1.7)$$

Para determinar a potência coletada pelo receptor, podemos nos referir à figura (1.2) e usar a expressão  $N(r, \theta, f)$ . A potência recebida é determinada então pela integração da irradiação espectral sobre cada uma das três variáveis.

- Integração na frequência:

$$N(r, \theta) = \int_{\substack{\text{todas} \\ \text{freq.}}} N_f(r, \theta, f) \cdot df \quad (1.8)$$

Na maioria dos sistemas de comunicação, é interessante que as fontes tenham largura espectral estreita. Sob esta condição, as fontes são constantes o bastante para que a integração seja transformada em uma multiplicação da irradiação espectral pela banda ou largura espectral. São poucos os casos em que esta aproximação não pode ser feita [1]. Assim temos que:

$$N(r, \theta) = N_f(r, \theta, f) \cdot B \quad (1.9)$$

- Integração na frequência e ângulo sólido:

$$I(r) = \int_{\substack{\text{todas} \\ \text{freq.}}} \int_{\substack{\text{todos} \\ \text{ang.}}} N_f(r, \theta, f) \cdot \cos \theta \cdot d\Omega \cdot df \quad (1.10)$$

onde  $I(r)$  é a intensidade.

Outra simplificação pode ser feita quando a distância a partir da fonte é grande em relação a dimensão do receptor. Como em geral irá acontecer. Para estes casos, o receptor

projeta um ângulo sólido  $A_r/R^2$  para a fonte e assim podemos simplesmente multiplicar a irradiação espectral por este valor. Assim temos que:

$$I(r) = N_f(r, \theta, f) \cdot \frac{A_r}{R^2} \cdot B \quad (1.11)$$

- Integração na frequência, ângulo sólido e área:

$$P = \int_{\substack{t \text{ das} \\ \text{req.}}} \int_{\substack{t \text{ d } s \\ \text{ang.}}} \int_{\substack{t \text{ da} \\ \text{area}}} N_f(r, \theta, f) \cdot \cos\theta \cdot d\Omega \cdot dr^2 \cdot df \quad (1.12)$$

onde  $P$  é a potência recebida.

Podemos reduzir esta integração em basicamente dois casos:

- Se a fonte está contida totalmente no campo de visão do receptor, então a integração resulta em  $A_s$ . Assim a potência é:

$$P = N_f(r, \theta, f) \cdot \frac{A_s}{R^2} \cdot A_s \cdot B \quad (1.13)$$

- Se a fonte preenche totalmente o campo de visão do receptor, então a área projetada é  $R^2 \Omega_{fov}$ . Então isto torna-se um fator multiplicativo e a potência é:

$$P = N_f(r, \theta, f) \cdot A_r \cdot \Omega_{fov} \cdot B \quad (1.14)$$

### 1.2.2 - Irradiação de fundo

A performance do receptor óptico pode piorar devido a irradiação conhecida por irradiação de fundo (*background*), que é originada da luz proveniente do sol, lua, planetas e céu. A irradiação de fundo afeta o sinal de *laser* na recepção, de forma a aumentar o nível de ruído no receptor.

A irradiação de fundo resulta de fontes que estão em elevadas temperaturas, produzindo assim auto-emissão, e também por fontes que refletem a irradiação de outros corpos em elevadas temperaturas. A irradiação destas fontes pode ser modelada pela lei de Planck para irradiação de corpos negros (*blackbody*). Uma caracterização da lei de Planck é a emissão espectral da fonte,  $W(\lambda)$ , que é dada em unidade de potência por unidade de área da fonte em uma região do espectro de  $\lambda$  até  $\lambda + \Delta\lambda$ . Assim, em unidades de comprimento de onda, a lei de Planck é [2]:

$$W(\lambda) = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{\exp\left[\frac{hc}{\lambda k T_s}\right]} \quad (1.15)$$

onde:

$W(\lambda)$  é a emissão espectral da fonte

$c$  é a velocidade da luz.

$\lambda$  é o comprimento de onda ( $m$ )

$T_s$  é a temperatura da fonte ( $^{\circ}K$ )

$h$  é a constante de Planck

$k$  é a constante de Boltzmann

A figura (1.5) ilustra a emissão de um corpo negro em função do comprimento de onda e da temperatura da fonte. O comprimento de emissão relativo à máxima emissão da fonte para cada temperatura é obtido através da diferenciação da equação (1.15), dando origem a uma equação conhecida como lei de deslocamento de Wein:

$$\lambda_m = \frac{2.89 \cdot 10^{-3}}{T_s} \quad (1.16)$$

Assim, é possível caracterizar a emissão espectral de um corpo negro para uma dada temperatura absoluta da fonte.

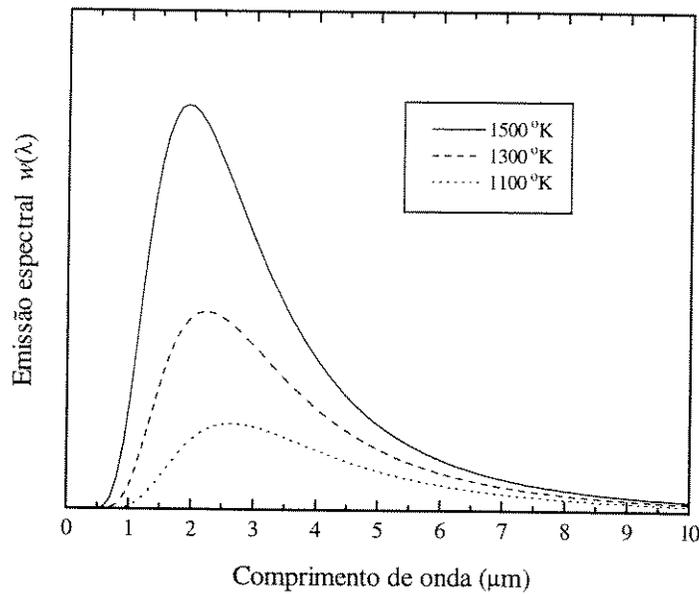


Fig. 1.5 - Emissão espectral de um corpo negro.

Retomando o conceito de irradiação espectral,  $N(\lambda)$ , e através dos conceitos passados na seção (1.2.2), podemos relacionar a irradiação espectral com a emissão espectral através da seguinte equação:

$$W(\lambda) = \int_{\substack{\text{todos} \\ \text{ang.}}} N(\lambda) \cdot \cos\theta \cdot d\Omega \quad (1.17)$$

### 1.2.3 - Fontes de Irradiação de fundo

Ainda que fontes caracterizadas como corpo negro tenham importância teórica nos campos físicos, estas de fato não ocorrem com frequência na natureza. Talvez a fonte que mais se aproxime deste tipo é o sol. Desta forma, este será o maior responsável pela irradiação de fundo. A seguir, apresentaremos algumas características de algumas fontes de irradiação de fundo.

- Sol

A luz do sol pode ser considerada como irradiação de uma fonte caracterizada como corpo negro a  $6000\text{ }^{\circ}\text{K}$ . A figura (1.6) compara a emissão espectral do sol,  $W(\lambda)$ , medida fora da atmosfera da terra e a curva de um corpo negro a  $6000\text{ }^{\circ}\text{K}$ , mostrando assim uma boa aproximação entre as duas curvas [2].

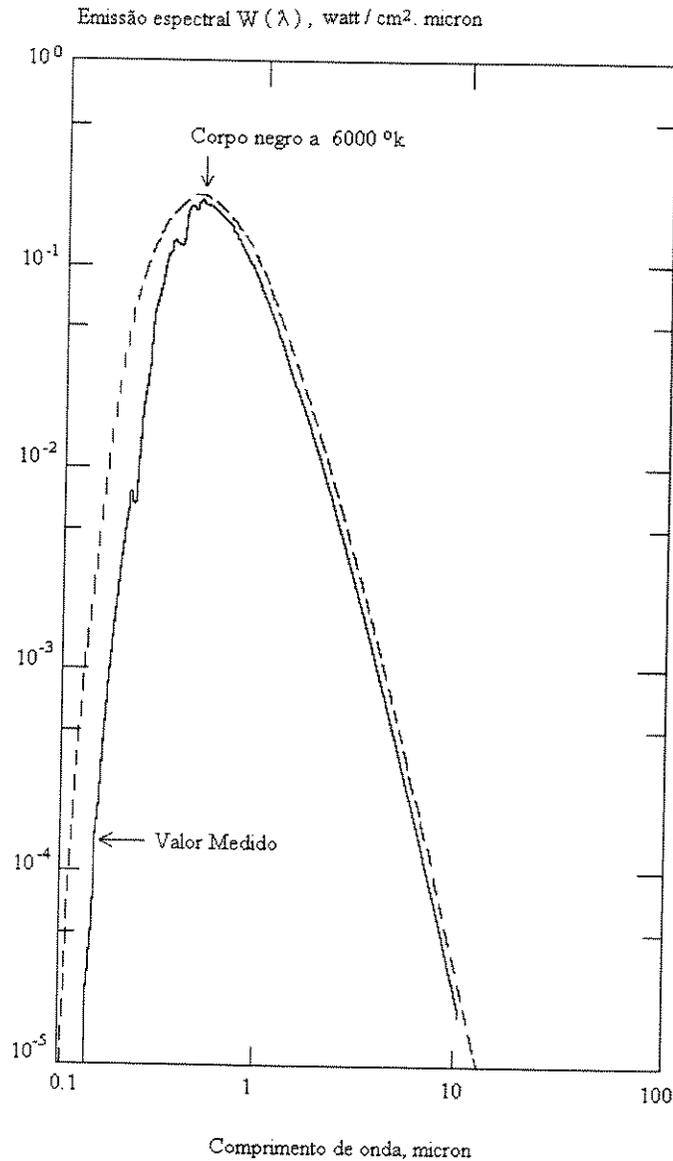


Fig. 1.6 - Comparação da emissão espectral do Sol e um corpo negro a  $6000\text{ }^{\circ}\text{K}$  [2].

No entanto, ao nível do mar, a curva de emissão espectral do sol sofre grandes modificações. Estas são devido principalmente à absorção por constituintes atmosféricos, onde esta absorção é caracterizada como um fenômeno de linha. Desta forma, algumas partes do espectro são bem mais afetadas que outras.

- Céu

O céu apresenta uma irradiação de fundo devido ao espalhamento da irradiação incidente e também à emissão por partículas atmosféricas como o resultado da absorção da irradiação incidente. A figura (1.7) mostra a irradiação espectral,  $N(\lambda)$ , medida em um dia de céu limpo, ou seja, irradiação diurna do céu. À noite, a irradiação incidente do céu é devido à luz das estrelas, luz da lua e a luz espalhada nestas fontes. A figura (1.8) mostra a irradiação espectral noturna do céu.

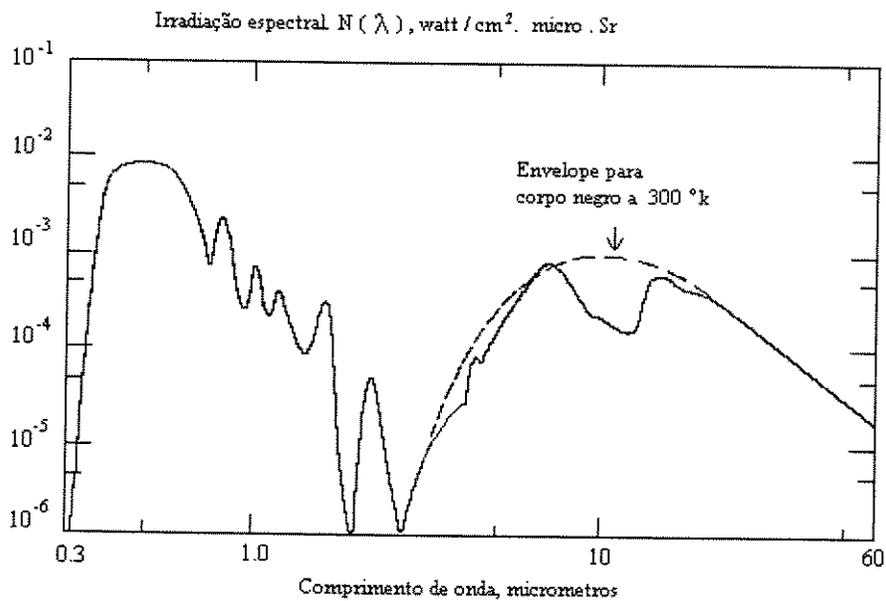


Fig. 1.7 - Irradiação espectral diurna do céu ao nível do mar e para condições de céu limpo [2].

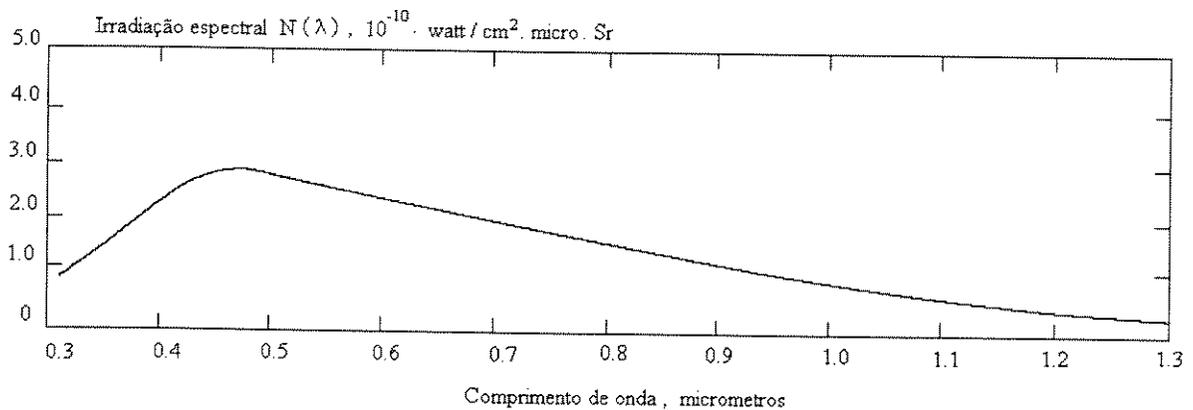


Fig. 1.8 - Irradiação espectral noturna do céu ao nível do mar [2].

- Lua e planetas

A irradiação de fundo da lua e dos planetas consiste da luz do sol refletida nestes e pela própria emissão das mesmas. O espectro da irradiação refletida é o mesmo que o espectro do sol, um corpo negro a 6000 °K, mas a intensidade da irradiação é reduzida pela absorção nestes corpos. Esta absorção varia com o comprimento de onda e para cada planeta. A tabela (1.1) mostra a temperatura de alguns planetas e lua como corpos negros e mostra também suas características físicas [2].

Planeta	Distância da terra ( x 10 <sup>3</sup> km )	Diâmetro ( x 10 <sup>3</sup> km )	Temperatura do corpo negro ( °K )
Mercúrio	137.8	4.8	613
Vênus	103.3	12.4	235
Marte	78.3	6.8	217
Júpiter	628.3	142.8	138
Saturno	1277.0	120.8	123
Urânio	2720.0	47.6	90
Lua	0.384	3.45	373
Terra	-----	12.76	300

Tabela 1.1 - Características da lua e planetas [2].

### 1.2.4 - Ruído de fundo

A irradiação de fundo representa, para o circuito de decisão, um ruído. A corrente de ruído de fundo após a conversão óptico-elétrica pode ser dada por [3]:

$$\sigma_b^2 = 2 \cdot q \cdot \phi_b \cdot \mathfrak{R} \cdot B \quad (1.18)$$

onde:

$\sigma_b^2$  é a corrente de ruído de fundo (*background*) ( $A^2$ )

$\phi_b$  é a potência de fundo (*background*) recebida pelo fotodiodo

$\mathfrak{R}$  é a responsividade do fotodiodo (vide capítulo 5)

$B_e$  é a banda elétrica do filtro (vide capítulo 5)

A potência de fundo (*background*) recebida pelo fotodiodo,  $\phi$ , pode ser dada por [3]:

$$\phi_b = N(\lambda) \cdot \Delta\lambda \cdot \Omega_{fov} \cdot A_r \quad (1.19)$$

onde:

$N(\lambda)$  é a irradiação espectral  $\left( \text{w/m}^2 \text{Sr } \overset{\circ}{\text{A}} \right)$

$\Delta\lambda$  é a banda óptica do filtro  $\left( \overset{\circ}{\text{A}} \right)$

$\Omega_{fov}$  é o campo de visão do receptor  $( \text{Sr} )$

$A_r$  é a área do receptor

---

## Referências Bibliográficas

- [1] - Karp Sherman; *et al*, "Optical Channels, Fibers, Clouds, Water, and the Atmosphere", Plenum Press , New York, 1988.
- [2] - Pratt, W. R., "Lasers Communications Systems", Chapter 6, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1969.
- [3] - Overbeck, J. A.; *et al*, "Required Energy for a Laser Radar System Incorporating a Fiber Amplifier or an Avalanche Photodiode", Applied Optics, Vol 34, # 33, November 1995.

# CAPÍTULO 2

## Propagação de Feixes Ópticos no Espaço Livre

Pode-se definir espaço livre como o meio no qual não existem fronteiras eletromagnéticas para propagação de um feixe de laser, e cujo índice de refração seja uniforme, não havendo assim variação temporal ou espacial, com valor relativo igual a unidade ( $n = 1$ ). Como exemplo deste tipo de meio, pode-se citar o vácuo.

Neste trabalho será considerado que o feixe de laser apresenta distribuição de amplitude e intensidade gaussianas. Desta forma, a energia do feixe é concentrada próximo ao eixo de propagação, e sua frente de onda é levemente curva.

### 2.1 - Distribuição de Amplitude e Intensidade para Feixe Gaussiano

Consideremos um feixe de laser com perfil de distribuição de amplitude como mostrado na figura (2.1).

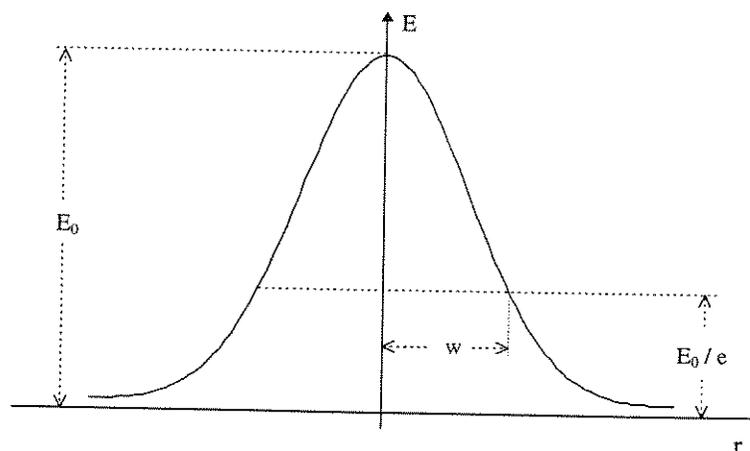


Fig. 2.1 - Distribuição de amplitude para feixe gaussiano.

Através deste perfil podemos definir o raio do feixe de laser  $w$ , como sendo a distância a partir do centro do feixe na qual a amplitude é  $1/e$  vezes a amplitude no centro do feixe de laser.

Nas figuras (2.2) e (2.3) são mostradas as curvas de distribuição de amplitude e intensidade normalizadas para um feixe gaussiano de raio  $w = 1 \text{ mm}$ . Com esta definição de raio de feixe, assegura-se que cerca de 95.5% da potência transmitida pelo laser está contida na região limitada por este raio.

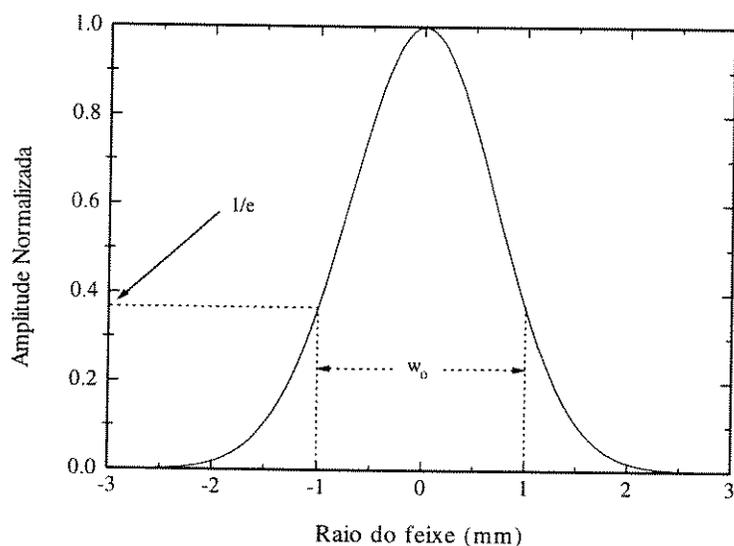


Fig. 2.2 - Distribuição de amplitude para feixe gaussiano com raio  $w = 1 \text{ mm}$ .

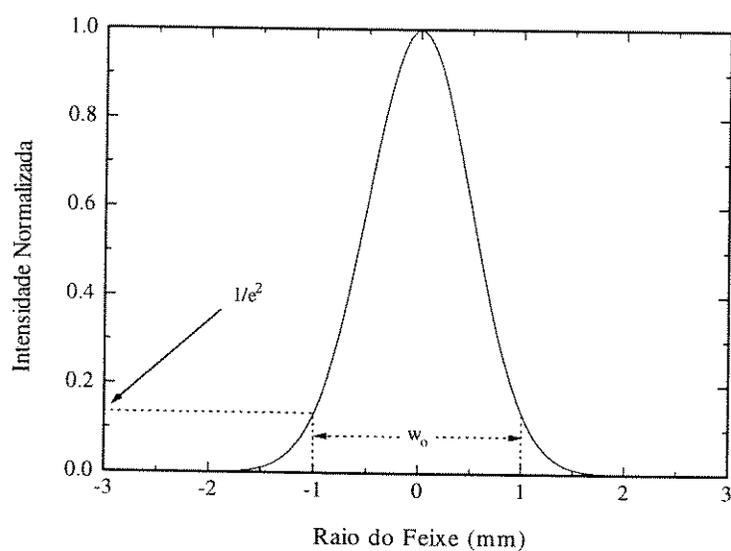


Fig. 2.3 - Distribuição de intensidade para feixe gaussiano com raio  $w = 1 \text{ mm}$ .

## 2.2 - Solução Aproximada da Equação de Onda para Feixe de Laser Propagando no Espaço Livre

Consideremos a componente  $\psi(x, y, z)$  de campo de luz coerente (feixe de *laser*) que satisfaz a seguinte equação escalar [1]:

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0 \quad (2.1)$$

onde  $k = 2\pi/\lambda$  é a constante de propagação ou número de onda do meio.

Considerando-se o feixe propagando na direção  $z$ , podemos escrever que:

$$\psi(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(-ikz) \quad (2.2)$$

onde  $u(x, y, z)$  é uma função complexa que define a distribuição de amplitude que representa a diferença entre o feixe do laser e uma onda plana, isto é, a não uniformidade da distribuição de amplitude e fase, o alargamento ou expansão do feixe a medida que o mesmo propaga, a curvatura da frente de onda, e outras diferenças.

Inserindo (2) em (1), obtemos [2]:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0 \quad (2.3)$$

Para isso foi considerado que  $u(x, y, z)$  varia lentamente com  $z$  e assim sua segunda derivada  $\partial^2 u / \partial z^2$  pode ser desprezada.

No plano de lançamento  $z = 0$ , o feixe tem distribuição gaussiana com raio  $w_0$  e raio de curvatura da frente de onda  $R_0$ . Resolvendo a equação (2.3) para  $z = 0$ , temos que [2]:

$$U_0(x, y, 0) = A \cdot \exp \left\{ - \left( \frac{1}{w_0^2} + i \frac{k}{2R_0} \right) r^2 \right\} \quad (2.4)$$

onde

$$r^2 = x^2 + y^2$$

$U_0$  - é a distribuição de amplitude do feixe de laser no espaço livre o subscrito "o" representa espaço livre.

Podemos escrever a equação (2.4) também da seguinte forma [2]:

$$U_0(x, y, 0) = A \cdot \exp\left\{-\frac{k}{2} \alpha r^2\right\} \quad (2.5)$$

onde

$$\alpha = \alpha_1 + \alpha_2 = \frac{\lambda}{\pi w_0^2} + i \frac{1}{R_0} \quad (2.6)$$

Para um ponto arbitrário  $(x, y, z)$  a distribuição de amplitude do feixe é [2]:

$$U_0(x, y, z) = \frac{A}{1 + i\alpha z} \exp\left\{-\frac{k\alpha}{2} \cdot \frac{r^2}{1 + i\alpha z} + ikz\right\} \quad (2.7)$$

É conveniente a normalização de  $U_0(x, y, z)$  através da multiplicação por uma constante, de tal forma que:

$$\int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{\infty} r \cdot dr |U_0(x, y, z)|^2 = P \quad (2.8)$$

pois

$$dP = I \cdot ds \quad (2.9)$$

$$dP = I \cdot (r \cdot dr \cdot d\theta) \quad (2.10)$$

$$P = \int \int I \cdot (r \cdot dr \cdot d\theta) \quad (2.11)$$

onde

$P$  é a potência transmitida pelo laser.

$I$  é a distribuição de intensidade.

Devido à conservação de energia, a normalização na seção do feixe em  $z = 0$  garante a normalização em qualquer posição  $z$  [1].

Separando o argumento da exponencial na parte real e imaginária e expandindo  $(1 + \alpha z)$ , temos  $U_0(x, y, z)$  na sua forma final:

$$U_0(x, y, z) = \frac{\sqrt{2} A}{\sqrt{\pi} w_z} \exp\left\{-\frac{r^2}{w_z^2}\right\} \exp(j\phi) \exp\left\{-j \frac{k}{2R_z}(x^2 + y^2)\right\} \quad (2.12)$$

$$\operatorname{tg}(\phi) = \alpha_1 z \quad (2.13)$$

onde  $w_z$  e  $R_z$  são respectivamente o raio do feixe e o raio de curvatura da frente de onda, que dependem da posição  $z$  e serão determinados a seguir. Extraindo apenas a parte real da equação (2.12), temos:

$$U_0(x, y, z) = \frac{\sqrt{2} A}{\sqrt{\pi} w_z} \exp\left\{-\frac{(x^2 + y^2)}{w_z^2}\right\} \quad (2.14)$$

e

$$I_0(x, y, z) = \frac{2P}{\pi w_z^2} \exp\left\{-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_z^2}\right\} \quad (2.15)$$

se a equação (2.15) for aplicada à equação (2.8), o teorema da conservação de energia será satisfeito.

A solução para feixe de luz coerente com distribuição de amplitude e intensidade gaussiana como obtida anteriormente, não é a única solução da equação (2.3), mas é a mais importante delas. Esta solução é conhecida como solução para o modo fundamental e nossa análise se restringirá às propriedades deste modo.

## 2.3 - Análise de Perfil de Expansão para Feixe Gaussiano

Para obtermos o raio do feixe  $w_z$  e o raio de curvatura da frente de onda  $R_z$  para uma distância arbitrária  $z$ , vamos utilizar o conceito do parâmetro complexo  $q$ , que pode descrever completamente um feixe gaussiano [3]. Seja:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{d + jb} = \frac{1}{R} - j \frac{1}{b} \quad (2.16)$$

onde

$$q = d + jb \quad (2.17)$$

e

$$b = \frac{1}{\alpha_1} = \frac{\pi w^2}{\lambda} \quad (2.18)$$

Nestas equações,  $d$  é a distância a partir do plano de lançamento onde tem-se o mínimo raio do feixe de laser.

Considerando que o feixe tem raio mínimo no plano de lançamento  $z = 0$ , então  $d = 0$  e  $R_0 \rightarrow \infty$ , caracterizando assim que o feixe é lançado colimado. Então da equação (2.16) temos que:

$$\frac{1}{q_0} = -j \frac{1}{b_0} \quad (2.19)$$

e

$$q_0 = jb_0 = j \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.20)$$

No plano  $z$ , a uma distância  $z$  do plano de lançamento, de acordo com a equação (2.16), o parâmetro  $q_z$  é:

$$\frac{1}{q_z} = \frac{1}{z + jb} = \frac{1}{R_z} - j \frac{1}{b_z} \quad (2.21)$$

assim o parâmetro  $q$ , muda de  $q_0$  para  $q_z$ , onde:

$$q_z = z + jq_0 \quad (2.22)$$

então

$$\frac{1}{q_z} = \frac{1}{z + jq_0} \quad (2.23)$$

comparando as equações (2.21) e (2.22), temos que:

$$\frac{1}{z + jb_0} = \frac{1}{R_z} - j \frac{1}{b_z} \quad (2.24)$$

$$\frac{1}{R_z} - j \frac{1}{b_z} = \frac{z - jb_0}{z^2 + b_0^2} \quad (2.25)$$

$$\frac{1}{R_z} - j \frac{1}{b_z} = \frac{z}{z^2 + b_0^2} - j \frac{b_0}{z^2 + b_0^2} \quad (2.26)$$

Comparando as partes reais e imaginárias na equação (2.26), vem:

$$\frac{\pi w_z^2}{\lambda} = \frac{z^2 + b_0^2}{b_0} \quad (2.27)$$

e

$$\frac{1}{R_z} = \frac{z}{z^2 + b_0^2} \quad (2.28)$$

Da equação (2.27) temos que:

$$w_z = w_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi w_0^2} \right)^2} \quad (2.29)$$

que mostra o comportamento do raio do feixe quando o mesmo é lançado colimado em  $z = 0$ .

Da equação (2.28) temos que:

$$R_z = z \left\{ 1 + \left( \frac{\pi w_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right\} \quad (2.30)$$

que é o raio e curvatura da frente de onda para uma distância arbitrária  $z$ , quando o feixe de laser é lançado colimado em  $z = 0$ .

Dividindo-se (2.30) por (2.29), obtemos a relação:

$$\frac{\lambda z}{\pi w_0^2} = \frac{\pi w_z^2}{\lambda R_z} \quad (2.31)$$

que pode ser usada para expressar  $w_0$  e  $z$  em termos de  $w_z$  e  $R_z$  respectivamente.

$$w_0 = w_z \sqrt{\frac{1}{1 + \left( \frac{\pi w_z^2}{\lambda z} \right)^2}} \quad (2.32)$$

e

$$z = \frac{R_z}{1 + \left( \frac{\lambda R_z}{\pi w_z^2} \right)^2} \quad (2.33)$$

A figura (2.4) mostra o perfil de expansão do feixe de acordo com a equação (2.29). Este perfil é hiperbólico com assíntota de inclinação  $\theta$  com o eixo  $z$ , onde:

$$\theta = \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad [Rad] \quad (2.34)$$

onde  $\theta$  é o ângulo que mostra a expansão do feixe para campo distante.

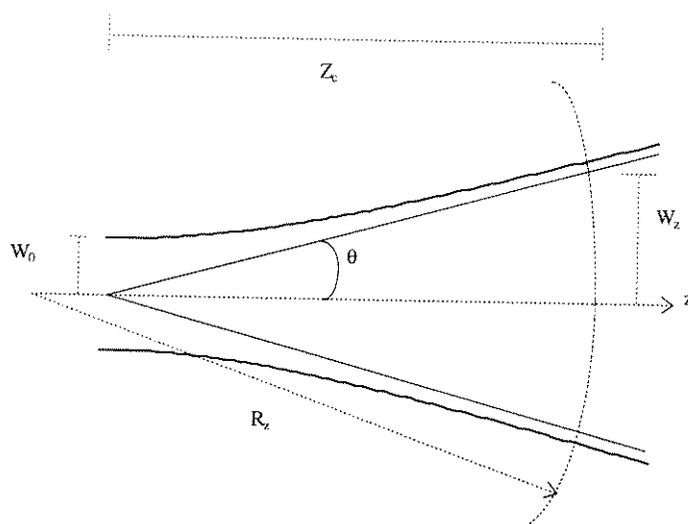


Fig. 2.4 - Perfil de expansão para feixe gaussiano.

Ainda na figura (2.4),  $Z_c$  representa a distância onde o feixe deixa de ser colimado e começa a divergir, sua frente de onda deixa de ser plana e passa a ter uma certa curvatura. Ou seja,  $Z_c$  é a distância de transição entre onda plana e onda esférica, onde [4]:

$$Z_c = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2.35)$$

## 2.4 - Lentes

As relações geométricas entre os parâmetros da lente, dimensão e localização da imagem são dadas através das equações das lentes, onde estas equações são determinadas pelo comportamento do percurso dos raios.

A irradiação óptica incidente sobre uma interface plana entre dois meios ópticos nos quais as velocidades são  $v_1$  e  $v_2$ , como mostrado na figura (2.5), mudará a direção e será refratada segundo a seguinte relação:

$$(c/v_1) \cdot \text{sen}(i) = (c/v_2) \cdot \text{sen}(r) \quad (2.36)$$

onde:

$c$  é a velocidade da luz no espaço livre.

$i$  é o ângulo de incidência (medido com a normal da interface).

$r$  é o ângulo de refração.

A razão  $(c/v)$  é definido como índice de refração  $n$ . Reescrevendo a equação (2.36), temos:

$$n_1 \cdot \text{sen}(i) = n_2 \cdot \text{sen}(r) \quad (2.37)$$

Esta relação é conhecida como lei de Snell e onde  $n_1$  e  $n_2$  são os índices de refração de cada um dos meios em questão.

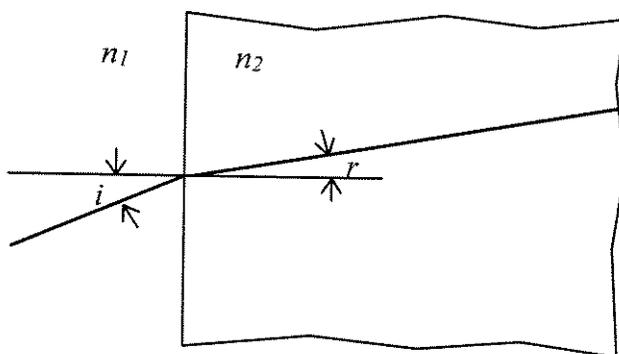


Fig. 2.5 - Refração em superfície plana.

Se a interface entre os dois meios for esférica, como na figura (2.6), a refração é representada por:

$$n_1/s_1 + n_2/s_2 = (n_2 - n_1)/R \quad (2.38)$$

onde

$s_1$  é a distância entre o objeto sobre o eixo no meio 1 e a interface.

$s_2$  é a distância entre o objeto sobre o eixo no meio 2 e a interface.

$R$  é o raio da superfície.

Quando o objeto é removido para o infinito,  $s_1 = \infty$  e assim  $s_2$  é dado por:

$$s_2 = \frac{n_2}{n_2 - n_1} \cdot R = f \quad (2.39)$$

onde  $f$  é definido como comprimento focal da lente.

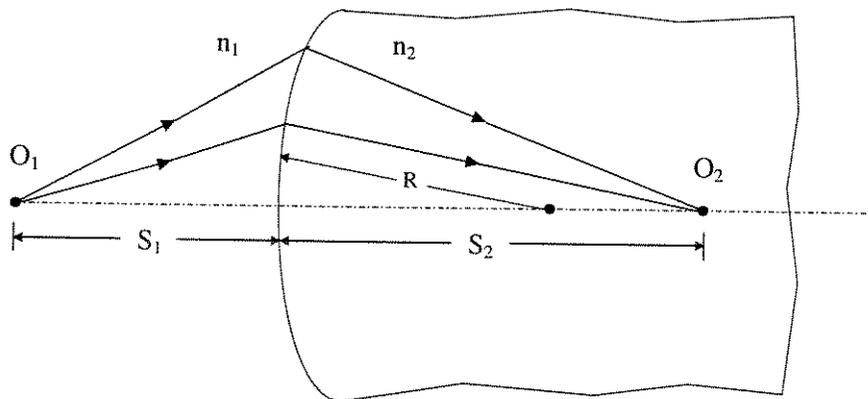


Fig. 2.6 - Refração em superfície esférica.

Uma lente no ar, formada por um meio limitado por duas superfícies esféricas fechadas, figura (2.7), exibem características de imagem de acordo com a seguinte relação:

$$1/s_1 + 1/s_2 = (n - 1) \cdot (1/R_1 - 1/R_2) = \frac{1}{f} \quad (2.40)$$

onde

$s_1, s_2$  são as distâncias do objeto e imagem, respectivamente, medidas a partir do centro da lente.

$n$  é o índice de refração do material da lente.

$f$  é o comprimento focal da lente, definido da mesma maneira como para superfície esférica simples.

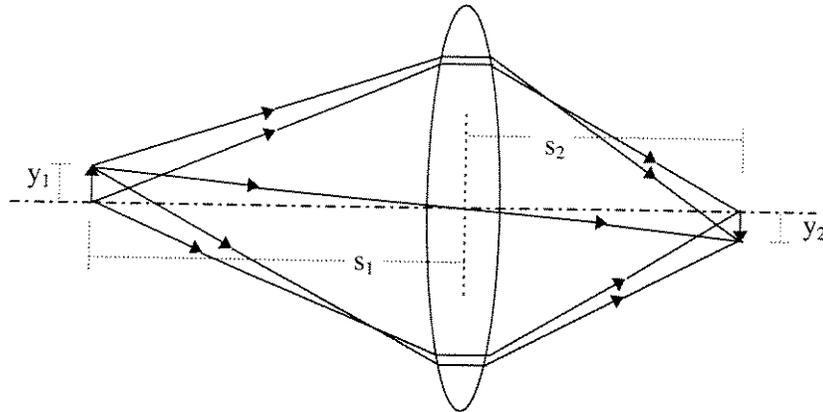


Fig. 2.7 - Formação de imagem por lente.

## 2.5 - Transformação de Feixes por Lentes

O efeito de difração de feixes de laser é imposto pela própria natureza da luz, e desta forma, é inevitável. O feixe transmitido pelo laser é muitas vezes colimado por uma lente para que se possa reduzir a divergência do mesmo, e desta forma, evitando-se perdas de energia na recepção. Na recepção, é comum usar uma lente com função de focalizar a energia coletada em uma pequena área (fotodiodo).

Em nossa análise, o efeito da lente colimadora pode ser representado através das considerações feitas para o equacionamento da expansão do feixe apresentado no item (2.3). Pois, para equacionar a expansão do feixe, consideramos que o mesmo foi lançado colimado.

Para lente de recepção, utilizamos o exemplo da figura (2.8) [3]. Se um feixe óptico com formato gaussiano com raio  $w$  passa através de uma lente e é então focado dentro de um determinado *spot* mínimo com dimensão  $w_0$ , e o raio  $w_0$  obedece, aproximadamente, a lei de transformação de um feixe gaussiano. Então temos que [3]:

$$w_0 = \frac{\lambda f}{\pi w} \quad (2.41)$$

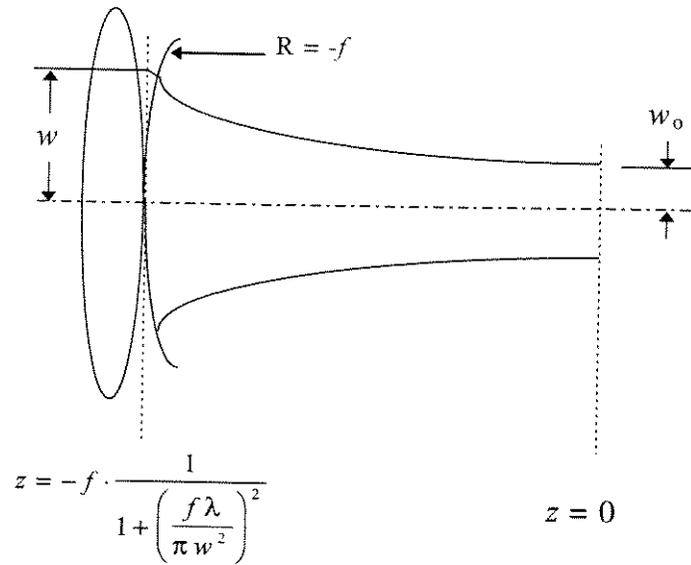


Fig. 2.8 - Dimensão  $w_0$  devido ao raio  $w$  do feixe incidete na lente.

E assim:

$$w_0 = \left[ \frac{\frac{f\lambda}{\pi}}{\frac{f\lambda}{\pi w^2} + \frac{1}{f\lambda}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.42)$$

---

## Referências Bibliográficas

- [1] - Hauss, H. A., "Waves and Fields in Optoelectronics", Chapter 4, Prentice-hall, 1984.
- [2] - Ishimaru, A., "Fluctuations of a Focused Beam Wave for Atmospheric Turbulence Probing", Proceedings of the IEEE, Vol 57, # 4, April 1969.
- [3] - Hauss, H. A., "Waves and Fields in Optoelectronics", Chapter 5, Prentice-hall, 1984.
- [4] - Ishimaru, A., "Fluctuations of a Beam Wave Propagating through a Locally Homogeneous medium", Radio Science, Vol 4, # 4, April 1969.
- [5] - Jamieson, J. A.; et al, "Infrared Physics and Engineering", Chapter 6, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1969.

# CAPÍTULO 3

## Turbulência Atmosférica

Parte da luz do sol incidente sobre a terra é absorvida em sua superfície, causando aquecimento nas camadas de ar próximas a esta. Este lençol de ar aquecido torna-se menos denso e misturando-se com o meio menos aquecido ao redor, provoca a formação de uma turbulência no meio atmosférico. Desta forma a temperatura do ar varia de ponto-a-ponto na atmosfera de maneira aleatória. A temperatura atmosférica varia aleatoriamente em função da altura e da velocidade do vento. Estas variações aleatórias da temperatura causam variações também aleatórias no índice de refração da atmosfera.

Ao estudar a propagação de feixes ópticos na atmosfera, notamos que não apenas a chuva, a névoa, a poeira, etc, influenciam em sua propagação, mas, mesmo na ausência destas condições, o feixe de laser é afetado pela turbulência atmosférica, ou seja, pelas flutuações aleatórias do índice de refração. A atmosfera é um meio não homogêneo onde o índice de refração varia em função da posição e do tempo, sendo este meio constituído por um grande número de regiões com dimensões variadas chamadas *eddies* ou *blobs*, sobre as quais se considera que o índice de refração possui um desvio médio, mas dentro de cada uma destas o índice de refração é considerado constante e diferente do índice das regiões vizinhas.

### 3.1 . Degradação do Sinal Óptico Devido à Turbulência Atmosférica

Quando um feixe de laser se propaga através de um meio turbulento, sua interação com as chamadas "eddies" produz variações aleatórias na amplitude e na fase do sinal. A aleatoriedade do meio provoca uma variedade de efeitos que tendem a degradar a performance do sistema laser. Estes efeitos estão intimamente relacionados, mas os citaremos de forma separada [1]:

- curvatura do feixe - desvio angular da linha de visada original, causando perda de energia na abertura do receptor, ou, até mesmo, perda do feixe pelo receptor.
- dança de imagem - variação do ângulo de chegada do feixe, sendo a imagem focada em diferentes pontos do plano focal do receptor óptico.
- alargamento do feixe - pequenos ângulos de espalhamento causado pelas irregularidades do meio, ocorrendo uma divergência do feixe e espalhamento da energia do sinal, provocando assim um decréscimo na densidade de energia no receptor.
- cintilação - interferência destrutiva dentro do feixe devido às irregularidades, produzindo flutuações locais na amplitude. Este efeito provoca o aparecimento, na seção do feixe, de áreas claras e escuras (maior ou menor nível) em relação à média. Isto leva a flutuações na energia recebida, a qual é fortemente dependente das dimensões do receptor.
- degradação da coerência espacial - perda da coerência de fase da frente de onda do feixe, havendo uma degradação na performance da combinação óptica.

Podemos caracterizar as dimensões das irregularidades de duas formas [1]:

- dimensão das irregularidades internas, à qual chamaremos de  $l_0$ .
- dimensão das irregularidades externas, à qual chamaremos  $L_0$ .

Os efeitos citados anteriormente dependem das dimensões relativas do diâmetro do feixe ( $d_B$ ) e das dimensões das irregularidades (não homogeneidades). A seguir, relacionamos estes efeitos e as situações em que eles predominam, onde estas situações são ilustradas na fig. (3.1).

$$\frac{d_B}{l_0} \ll 1 \quad - \text{curvatura do feixe}$$

- dança de imagem

$$\frac{d_B}{l_0} \gg 1 \quad - \text{alargamento do feixe}$$

- cintilação

- degradação da coerência de fase

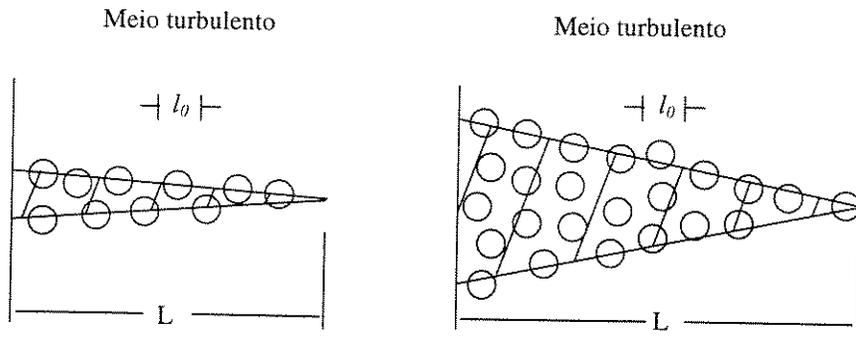


Fig 3.1 - Meio turbulento, mostrando as condições  $\frac{d_B}{l_0} \ll 1$  e  $\frac{d_B}{l_0} \gg 1$ .

### 3.2 . Constante de Estrutura para Índice de Refração ( $C_n^2$ )

O grau de turbulência atmosférica e sua relação com as propriedades ópticas da mesma podem ser caracterizados pela constante de estrutura para flutuação do índice de refração  $C_n^2$ , ou simplesmente constante de estrutura.

Para avaliação desta constante, usaremos o conceito de constante de estrutura para flutuação de temperatura  $C_T^2(r)$  [2].

$$C_T^2(r) = \frac{D_T(r)}{r^{2/3}} \quad (3.1)$$

onde  $D_T(r)$  é a função de estrutura de temperatura.

$$D_T(r) = \overline{[T(r_1) - T(r_2)]^2} \quad (3.2)$$

onde  $r = r_1 - r_2$  e segundo Kolmogorov,  $C_T^2(r)$  é independente de  $r$  [2]. Podemos relacionar o índice de refração e a temperatura da seguinte forma, para comprimentos de onda na faixa óptica [3]:

$$N \cong 79 \cdot \frac{P}{T} \quad (3.3)$$

$$N = (n - 1) \cdot 10^6 \quad (3.4)$$

As constantes  $C_n^2$  e  $C_T^2$  se relacionam através da seguinte equação [3]:

$$C_n^2 = (dn/dT)^2 \cdot C_T^2 \quad (3.5)$$

de onde se obtém

$$C_n^2 = \left[ \left( 79 \cdot \frac{P}{T^2} \right) \cdot 10^{-6} \right]^2 \cdot C_T^2 \quad (3.6)$$

onde P é a pressão em millibars e T a temperatura em kelvin.

Da mesma forma que para temperatura, podemos definir a função de estrutura para o índice de refração da seguinte forma [2]:

$$D_n(r) = \overline{[n(r_1) - n(r_2)]^2} \quad (3.7)$$

que expressa as variações espaciais do índice de refração, onde  $n(r)$  representa o índice de refração em uma dada posição  $r$ . Assim:

$$C_n^2(r) = \frac{D_n(r)}{r^{2/3}} = \frac{\overline{[n(r_1) - n(r_2)]^2}}{r^{2/3}}, \quad l_0 \ll r \ll L_0 \quad (3.8)$$

que é a constante de estrutura para índice de refração, ou apenas, constante de estrutura. A equação anterior é conhecida como modelo de Kolmogorov-Obukhov para atmosfera turbulenta, e é válida para atmosfera localmente homogênea [3]. Kolmogorov também desenvolveu expressões para outras possíveis relações entre  $r$  e as irregularidades  $l_0$  e  $L_0$ , e são elas [3]:

$$C_n^2 = \frac{D_n(r)}{(l_0)^{2/3} \cdot (r/l_0)^2}, \quad r \ll l_0 \quad (3.9)$$

$$C_n^2 = \frac{D_n(r)}{(L_0)^{2/3}}, \quad r \gg L_0 \quad (3.10)$$

As variações de  $C_n^2(r)$  dependem basicamente da altura e da hora do dia. É próximo a superfície da terra que ocorrem as maiores flutuações de temperatura, devido à troca de energia com o solo (luz em calor), ocorrendo assim aquecimento das camadas, formando os

lençóis que são responsáveis pela formação da turbulência. As flutuações do índice diminuem à medida que se afasta da superfície da terra (aumento da altura). Desta forma, uma significativa redução da influência da turbulência é possível com sistemas laser elevados, ou seja, mais afastados da superfície da terra. A turbulência próxima à superfície da terra depende do tipo desta superfície; no entanto, a partir de certas alturas, a turbulência passa a não mais depender do seu valor próximo à superfície e não dependendo também do tipo da superfície. A fig. (3.2) ilustra esta situação e mostra um exemplo da variação da turbulência com a altura [4].

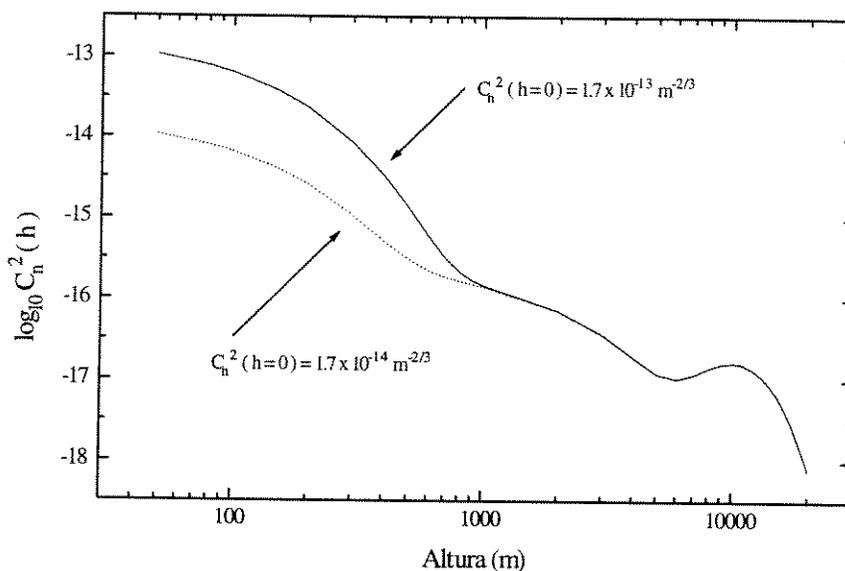


Fig. 3.2 - Variação da turbulência  $C_n^2$  com a altura [4]

Em certas horas percebe-se maior atividade solar sobre a terra, provocando assim maiores variações de temperatura, conseqüentemente maiores variações no índice de refração. O período em torno do meio dia é o período mais crítico, ou seja, de maior turbulência. Na Fig. 3.3 [5] mostramos a variação da turbulência com a hora do dia, neste caso o máximo valor de turbulência acontece às 13:00 horas. É esperado que o máximo valor de turbulência aconteça a esta hora, pois esta é a hora em que o fluxo solar para a superfície da terra é o máximo, assim produzindo a maior transferência de calor para o meio. É, então, este o período considerado como o de maior atividade solar sobre a terra. Os períodos anteriores ao nascer do sol (1) e posteriores ao pôr do sol (2), são períodos caracterizados pela estabilidade e baixa turbulência. No entanto, os instantes relativos ao nascer do sol e pôr do sol são períodos de alta instabilidade, apesar dos baixos valores de turbulência. Estas variações rápidas nos valores da turbulência podem afetar bastante a performance do sistema.

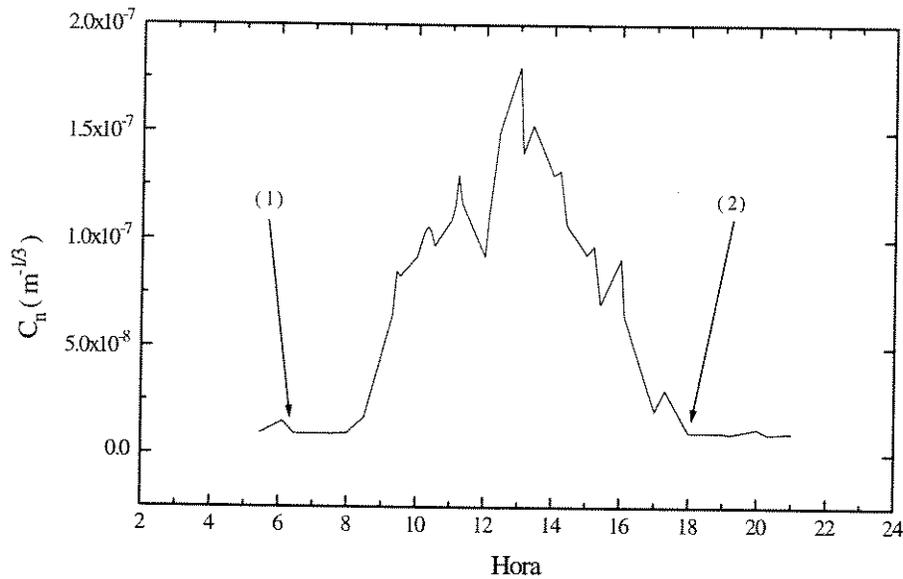


Fig. 3.3 - Variação da turbulência com a hora do dia. (1) nascer do sol, (2) pôr do sol [5].

Arbitrariamente, divide-se as condições de turbulência em 3 categorias [6]:

- a - Fraca turbulência -  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-16} (m^{-2/3})$
- b - Média turbulência -  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} (m^{-2/3})$
- c- Forte turbulência -  $C_n^2 = 1.5 \cdot 10^{-13} (m^{-2/3})$

O uso do valor  $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} (m^{-2/3})$  para uma propagação horizontal com 10 a 100 (m) em média acima da superfície da terra, nos dá uma razoável aproximação com a maioria das medidas [6]. Stanley [7] integrou numericamente  $C_n^2$  em um percurso vertical por toda a atmosfera e encontrou  $C_n^2 = 1.7 \cdot 10^{-22} (m^{-2/3})$ , e para seus cálculos sua escolha de  $C_n^2$ , próximo à superfície da terra, corresponde a um valor de média turbulência. Em [4],[5] e [6] são apresentados mais detalhes sobre a variação de  $C_n^2$  com a hora do dia e alguns valores típicos, e em [8] e [9] são apresentadas as variações de  $C_n^2$  em função da altura acima da superfície. Para comprimentos de onda na faixa óptica,  $C_n^2$  pode ser determinado facilmente apenas pela medida de temperatura, desde que a contribuição devido ao vapor de água seja desprezada [10].

### 3.3 . Considerações sobre Tipos de Meios

De uma forma geral, para comprimentos de onda na faixa óptica, a atmosfera pode ser classificada em 4 tipos diferentes de meios, são eles:

- meios uniformes
- meios homogêneos
- meios localmente homogêneos
- meios não homogêneos

Para nosso caso, esta análise é baseada nas variações do índice de refração  $n$  e da constante de estrutura  $C_n^2$ .

Meio uniforme é aquele onde não há variação do índice de refração. Seja  $l_0$  a dimensão das irregularidades internas dentro da qual o índice de refração é constante. Então dentro das chamadas *blobs* ou *eddies*, ou dentro das dimensões das irregularidades internas, a atmosfera pode ser considerada uniforme. No entanto estas dimensões são da ordem de alguns milímetros [3]. Para dimensões acima de  $l_0$  a atmosfera já é considerada não uniforme.

Meio homogêneo é aquele onde o índice de refração varia, mas obedece uma mesma regra de variação ao longo do espaço, ou linha de propagação. Usando o método de Kolmogorov-Obukhov para atmosfera turbulenta apresentada anteriormente, significa dizer que meio homogêneo é aquele onde a constante de estrutura  $C_n^2$  é constante no percurso ou espaço considerado.

Meio localmente homogêneo é aquele que, da mesma forma que para o meio homogêneo,  $C_n^2$  não varia, mas sendo este meio parte de um meio considerado não homogêneo. A atmosfera como um todo é um meio não homogêneo, pois o valor de  $C_n^2$  varia conforme cada situação, mesmo desconsiderando a variação temporal. Supondo um enlace no qual o feixe de laser passe sobre regiões diferentes, como por exemplo, asfalto, grama, um prédio, etc, sobre cada uma destas regiões teremos um valor diferente de  $C_n^2$ , caracterizando assim um meio não homogêneo. Através destes conceitos podemos definir as dimensões das irregularidades ainda de uma outra forma, mas ainda mantendo suas definições anteriores, então estas definições seriam:

- $l_0$  - Dimensões das irregularidades internas (*eddies*), ou também dimensões das regiões onde podemos considerar o meio uniforme, ou onde não há variações no índice de refração.
- $L_0$  - Dimensões das irregularidades externas, ou também dimensões das regiões onde podemos considerar o meio homogêneo, ou onde não há variação da constante de estrutura  $C_n^2$ . Para dimensões superiores a  $L_0$ , a atmosfera é considerada não homogênea.

Os valores das dimensões das irregularidades  $l_0$  e  $L_0$  variam com altura ( $h$ ) acima da superfície e também com a hora do dia. Valores típicos de  $l_0$  estão entre 1 a 10 (mm) e  $L_0$  tem valor típico de 10 (m). Baseado em dados publicados, Fried [11] desenvolveu as seguintes relações aproximadas para  $l_0$  e  $L_0$ :

$$l_0 = (10^{-9} \cdot h)^{1/3} \quad (3.11)$$

$$L_0 = (4 \cdot h)^{1/2} \quad (3.12)$$

onde  $L_0$ ,  $l_0$ , e  $h$  são dados em metros. Para os dados apresentados por Fried [12], a equação para  $L_0$  é razoavelmente válida para  $h > 1$  (m). Os valores de  $l_0$  e  $L_0$  também variam com a hora do dia, Deitz e Wright [5] mostram que  $L_0$  parece diminuir, enquanto  $l_0$  aumenta, quando há mudança do dia para noite.

### 3.4 . Flutuações de Amplitude e Intensidade

Tatarski, através das aproximações de Rytov e do modelo de Kolmogorov para atmosfera turbulenta, desenvolveu a teoria da variação de amplitude de um sinal óptico propagando em atmosfera turbulenta. Mostrou que estas variações obedecem uma distribuição log-normal, que dependem do comprimento de onda, turbulência e comprimento do enlace e derivou a seguinte expressão para flutuação do nível de amplitude [1]:

$${}^n\sigma_A^2 = \overline{\left( \ln \frac{A}{A_0} \right)^2} = 0.56 \cdot k^{7/6} \cdot \int_0^L C_n^2(r) \cdot z^{5/6} \cdot dz \quad L_0 \gg (\lambda L)^{1/2} \gg l_0 \quad (3.13)$$

Na literatura  ${}^p\sigma_A^2$  é apresentada como variância log-normal ou logarítmica da amplitude.  $L$  representa o comprimento do enlace e  $k$  é o número de onda ou constante de propagação, sendo  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ . “ $A$ ” é a amplitude do campo no comprimento do enlace considerado, e “ $A_0$ ” é a amplitude do campo considerando-se meio não perturbado, ou seja, propagação no espaço livre. Desta forma,  ${}^p\sigma_A^2$  é a flutuação do campo se propagando no meio turbulento em relação ao campo se propagando no espaço livre. A expressão anterior representa as flutuações de amplitude para onda plana, para onda esférica a expressão tem a mesma forma, modificando-se apenas a constante [2]. O conceito de onda plana e esférica refere-se à frente de onda de cada sinal. Para um sinal ter frente de onda plana a fonte deve ter dimensões grandes, e para ter frente de onda esférica a fonte deve ter dimensões muito pequenas, considerando-se, até mesmo, uma fonte puntual.

A relação entre a intensidade de campo ( $I$ ) e sua amplitude ( $A$ ) é  $\langle I \rangle = \langle A^2 \rangle$ , desta forma temos a seguinte expressão que relaciona a variância de intensidade  $\sigma_I^2$  e a variância de amplitude  $\sigma_A^2$ :

$$\sigma_I^2 = \overline{\left( \ln \frac{I}{I_0} \right)^2} = 4\sigma_A^2 \quad (3.14)$$

sendo a variância de amplitude para onda plana dada em (3.13), então

$${}^p\sigma_I^2 = 2.25 k^{7/6} \int_0^L C_n^2(r) z^{5/6} dz \quad L_0 \gg (\lambda L)^{1/2} \gg l_0 \quad (3.15)$$

Nosso interesse é analisar a propagação de feixes de laser em enlaces horizontais, e neste caso,  $C_n^2(r)$  pode ser substituído por uma constante, representando assim a propagação em meio homogêneo. Se tratando de meio não homogêneo, devemos dividir a integral em relação aos trechos do enlace que representam um meio homogêneo, ou seja, um intervalo da integral para cada valor de  $C^2$ . Considerando meio homogêneo, podemos reduzir as integrais para:

$${}^p\sigma_A^2 = 0.31 k^{7/6} C_n^2 L^{1/6} \quad (3.16)$$

$${}^p\sigma_I^2 = 1.23 k^{7/6} C_n^2 L^{1/6} \quad (3.17)$$

Ainda assumindo o modelo de turbulência proposto por Kolmogorov e fazendo uso da aproximação de Rytov, Fried [13] e também Carlson e Ishimaru [14] desenvolveram a expressão para variância log-normal da amplitude para onda esférica, representada por  $\sigma^2$ . Esta expressão tem a mesma forma daquela apresentada para onda plana, diferindo apenas por uma constante. A constante passa a ser 0.124 ao invés de 0.031, assim a relação entre a variância de amplitude para onda plana e onda esférica é  ${}^p\sigma_A^2 / {}^s\sigma_A^2 = 2.5$ , indicando que a turbulência afeta com maior intensidade ondas com frente de onda plana do que ondas com frente de onda esférica. Através de [13] temos que:

$${}^s\sigma_A^2 = 0.124 k^{7/6} C_n^2 L^{11/6} \quad (3.18)$$

Da mesma forma que para onda plana, podemos manter a relação entre variância de intensidade e variância de amplitude. Considerando-se que a propagação é feita ao longo de um enlace horizontal e em um meio homogêneo, temos que:

$${}^s\sigma_I^2 = 0.5 k^{7/6} C_n^2 L^{11/6} \quad (3.19)$$

Quando considerarmos a propagação em meio não homogêneo, onde temos diferentes valores de  $C_n^2$  para o enlace, devemos utilizar a expressão na forma de integral, dividindo a integral em relação aos trechos do enlace que representam meio homogêneo. As expressões na forma integral são as seguintes, para variância log-normal de amplitude e intensidade para onda esférica:

$${}^s\sigma_a^2 = 0.225 k^{7/6} \int_0^L C_n^2(r) Z^{5/6} dz \quad (3.20)$$

$${}^s\sigma_I^2 = 0.9 k^{7/6} \int_0^L C_n^2(r) Z^{5/6} dz \quad (3.21)$$

também válidas quando  $L_0 \gg (\lambda L)^{1/2} \gg l_0$ .

### 3.4.1 . Flutuações de Amplitude e Intensidade para Feixe de Laser

A maioria dos trabalhos iniciais sobre propagação óptica em atmosfera turbulenta relatavam as flutuações de amplitude e intensidade para onda plana e esférica, mostrando a interdependência destas flutuações com o comprimento de onda ( $\lambda$ ), o comprimento do enlace ( $L$ ) e com a intensidade da turbulência  $C_n^2$ . Trabalhos posteriores, passaram a relatar a propagação de sinais ópticos como feixe de laser e não mais como onda plana ou esférica [15][16][17]. O trabalho de Schmeltezer [17] foi o primeiro a tratar o sinal óptico como feixe de laser, assim constituindo-se a fonte básica para os outros trabalhos nesta área. Em [15] e [18] são dadas formulações gerais para propagação de feixe laser em meio localmente homogêneo, estes resultados foram uma simplificação dos resultados de Schmeltezer [17].

Quando se trata o sinal óptico como feixe de laser, dois parâmetros a mais devem ser considerados, além do comprimento de onda ( $\lambda$ ), do comprimento do enlace ( $L$ ) e da intensidade turbulência  $C_n^2$ , para se analisar as variações de amplitude e intensidade. São eles a dimensão do feixe ou raio do feixe  $W_0$ , e o raio de curvatura da frente de onda  $R_0$ . Os feixes de laser podem assumir basicamente três formas, que podem ser facilmente modificadas experimentalmente através do uso de lentes, que aqui descrevemos como feixe focado, feixe divergente e feixe colimado. Estas formas são apresentadas nas figs. 3.4, 3.5 e 3.6 a seguir:

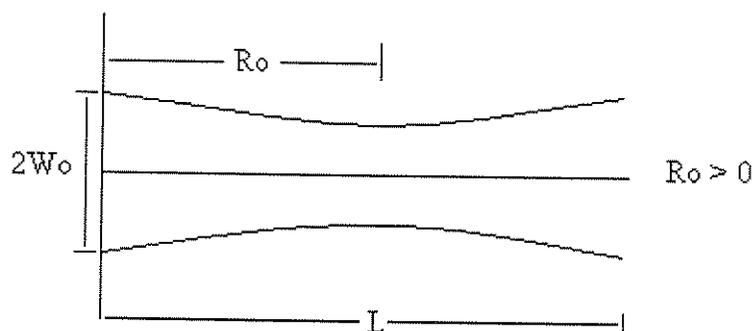


Fig 3.4 - Exemplo de feixe focado.

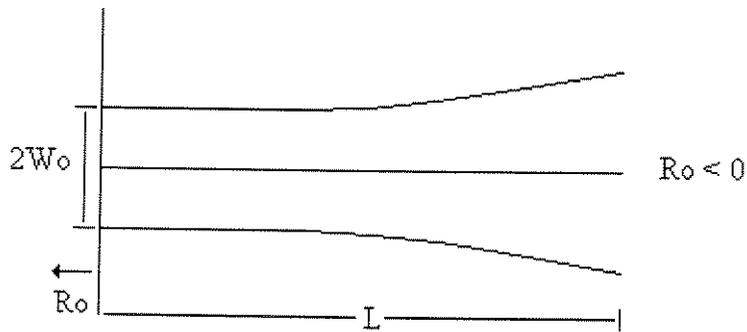


Fig 3.5 - Exemplo de feixe divergente

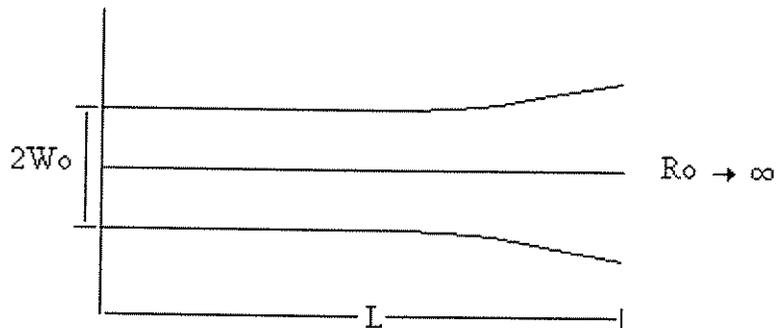


Fig 3.6 - Exemplo de feixe colimado.

De uma maneira geral, a variância log-normal de amplitude e intensidade para feixe de laser tem a mesma forma que a variância para onda plana ou esférica, diferindo apenas da constante, que dependerá dos parâmetros citados anteriormente ( $W_0$  e  $R_0$ ), e também do comprimento do enlace [15] e [16]. Para feixe colimado, Fried [15] mostrou que a variância de amplitude para feixe de laser está situada entre a variância de onda esférica e variância de onda plana. É, aproximadamente, a variância de onda esférica quando a dimensão do feixe ( $W_0$ ) é muito pequena, e aproxima-se da variância de onda plana quando a dimensão do feixe ( $W_0$ ) é muito grande. Para feixe focado, Fried [15] também mostrou que a variância aproxima-se da variância de onda esférica quando a dimensão do feixe ( $W_0$ ) é muito pequena e decresce monotonicamente com o aumento de  $W_0$ . Através da fig. 3.7, que é a solução numérica para estes casos, podemos concluir isto claramente. Como em [15], consideremos o parâmetro  $\Omega$  para facilitar a análise da variância de amplitude para feixe de laser, sendo então:

$$\Omega = \frac{k W_0^2}{2 L} \quad (3.22)$$

Fried [15] desenvolveu a expressão da variância log-normal de amplitude para feixes de laser colimados e focados com a dependência do parâmetro  $\Omega$ . Para feixe colimado temos:

$$\begin{aligned} \frac{b}{c} \sigma_A^2 = & \frac{8.16}{8\pi} k^{7/6} z^{11/6} \Gamma(-5/6) C_n^2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{3}{8} \left( \frac{\Omega}{1+\Omega^2} \right)^{5/6} - i^{5/6} (1-i\Omega)^{11/6} \right. \\ & \left. \cdot \left[ \frac{\Gamma(11/6)\Gamma(11/6)}{\Gamma(11/3)} - \frac{11}{6} \left( \frac{-i\Omega}{1-i\Omega} \right)^{11/6} {}_2F_1 \left( \frac{11}{6}, -\frac{5}{6}; \frac{17}{6}; \frac{-i\Omega}{1-i\Omega} \right) \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.23)$$

Analisando a equação anterior notamos, como já comentado, que a variância para feixe de laser colimado tem a mesma forma que a variância para onda plana ou esférica ( $k^{7/6} z^{11/6} C_n^2$ ), diferindo apenas pela constante. Na equação (3.23)  $\Gamma(\cdot)$  é a função gama e  ${}_2F_1(\cdot)$  é a função hipergeométrica.

Quando  $W_0 \rightarrow 0$ , então  $\Omega \rightarrow 0$ , e assim passamos a tratar de uma fonte puntual, que representa a propagação de onda esférica. Fazendo  $\Omega \rightarrow 0$  na equação anterior, obtemos a variância de amplitude para onda esférica  ${}^s\sigma_A^2$ , sendo  ${}_2F_1(a, b; c; 0) = 1$ , temos:

$${}^s\sigma_A^2 = \frac{8.16}{8\pi} k^{7/6} z^{11/6} C_n^2 \Gamma(-5/6) \frac{\Gamma(11/6)\Gamma(11/6)}{\Gamma(11/3)} \operatorname{Re}(i^{5/6}) \quad (3.24)$$

que guarda uma boa aproximação com o resultado de Tatarski para variância de amplitude para onda esférica [19]. Para avaliar o comportamento de amplitude para feixe de laser é conveniente utilizar  ${}^s\sigma_A^2$  como fator de normalização, desta forma temos:

$$\begin{aligned} \frac{b}{c} \frac{\sigma_A^2}{{}^s\sigma_A^2} = & \left[ (1+\Omega^2)^{11/6} / \cos(5\pi/12) \right] \operatorname{sen} \left[ (11/6) \tan^{-1}(1/\Omega) \right] \\ & - \left\{ \Gamma(11/3) / \left[ \Gamma(11/6)\Gamma(11/6)\cos(5\pi/12) \right] \right\} \cdot \left\{ (3/8) \left[ \Omega / (1+\Omega^2) \right]^{5/6} \right. \\ & \left. + (6/11)\Omega^{11/6} \cdot \operatorname{Im} \left[ {}_2F_1 \left[ 11/6, -5/6; 17/6; -i\Omega / (1-i\Omega) \right] \right] \right\} \end{aligned} \quad (3.25)$$

A tabela I apresenta o resultado da solução numérica da equação (3.25), a partir da qual construímos a curva para feixe colimado da fig. 3.7.

$\Omega$	$\frac{b\sigma^2}{s\sigma^2}$	$\Omega$	$\frac{b\sigma^2}{s\sigma^2}$
0.005	0.954	0.60	0.623
0.01	0.926	0.70	0.659
0.02	0.884	0.80	0.700
0.03	0.851	0.90	0.744
0.04	0.823	1.00	0.791
0.05	0.799	2.00	1.194
0.10	0.712	4.00	1.612
0.15	0.659	8.00	1.923
0.20	0.624	16.0	2.135
0.25	0.601	32.0	2.271
0.30	0.589	64.0	2.371
0.40	0.583	128.0	2.377
0.50	0.597		

Tabela I [15].

Se fizermos  $\Omega \rightarrow \infty$  na equação 3.25, temos que:

$$\lim_{\Omega \rightarrow \infty} \frac{b\sigma_A^2}{s\sigma_A^2} = 2.47332 \quad (3.26)$$

A partir da fig. 3.7 e da eq. (3.26) podemos concluir que quando a dimensão do feixe  $W_0$  torna-se muito grande e, conseqüentemente,  $\Omega$  também, a variância de amplitude para feixe de laser torna-se, aproximadamente, a variância para onda plana, onde esta relação é mostrada na seção 3.4 ( $p\sigma_A^2 / s\sigma_A^2 = 2.5$ ), e que para feixe de laser colimado, a variância de amplitude é, aproximadamente, a variância de amplitude para onda esférica quando a dimensão do feixe  $W_0$  é muito pequena, conseqüentemente, o valor de  $\Omega$  torna-se muito pequeno também.

Se agora, para um determinado valor de  $W_0$ , analisarmos o comportamento de amplitude de acordo com a distância a partir do ponto de transmissão, verificamos que para pequenas distâncias, valores altos de  $\Omega$ , o feixe tem comportamento de amplitude semelhante ao comportamento para onda plana, e à medida que a distância aumenta, o comportamento de amplitude torna-se semelhante ao comportamento para onda esférica.

Uma análise semelhante pode ser feita para feixe focado no plano do receptor. Como em [15], para feixe focado temos que a variância de amplitude é:

$$\begin{aligned}
{}_f^b \sigma_A^2 = & \frac{8.16}{8\pi} k^{7/6} z^{11/6} \Gamma(-5/6) C_n^2 \left( (3/8) \Omega^{5/6} - \operatorname{Re} \left\{ i^{5/6} \left[ \frac{\Gamma(11/6)\Gamma(11/6)}{\Gamma(11/3)} \right] \right. \right. \\
& \left. \left. (1+i\Omega)^{-1/6} - i \left[ \frac{\Gamma(-11/6)}{\Gamma(-5/6)} \right] (1+i\Omega)^{-1} \Omega^{1/6} \times {}_2F_1 \left[ 1, -5/6; 17/6; i\Omega / (1+i\Omega) \right] \right\} \right)
\end{aligned} \quad (3.27)$$

notamos novamente que a variância de amplitude para feixe de laser focado no plano do receptor tem a mesma forma que a variância para onda plana e esférica ( $k^{7/6} z^{11/6} C^2$ ), diferindo apenas pela constante. Se fizermos  $W_0 \rightarrow 0$ , então  $\Omega \rightarrow 0$ , passamos a tratar de uma fonte puntual, que representa a propagação de onda esférica. Então pela equação anterior obtemos a variância de amplitude para onda esférica  ${}^s \sigma_A^2$ , sendo que  ${}_2F_1(a, b; c; 0) = 1$ .

$${}^s \sigma_A^2 = \frac{8.16}{8\pi} k^{7/6} z^{11/6} C_n^2 \Gamma(-5/6) \frac{\Gamma(11/6)\Gamma(11/6)}{\Gamma(11/3)} \operatorname{Re}(i^{5/6}) \quad (3.28)$$

que é a mesma equação obtida quando fazemos  $\Omega \rightarrow 0$  para feixe colimado. Da mesma forma que para feixe colimado, usaremos  ${}^s \sigma_A^2$  como fator de normalização da variância de amplitude para feixe de laser focado, desta forma temos que:

$$\begin{aligned}
\frac{{}_f^b \sigma_A^2}{{}^s \sigma_A^2} = & (1+i\Omega^2) \operatorname{sen} \left[ (11/6) \tan^{-1}(1/\Omega) \right] / \cos(5\pi/12) \\
& - (3/8) \Gamma(11/3) \Omega^{5/6} / (\Gamma(11/6)\Gamma(11/6) \cos(5\pi/12)) \\
& - (6/11) \Gamma(11/3) \Omega^{1/6} / (\Gamma(11/6)\Gamma(11/6) \cos(5\pi/12) (1+\Omega^2)) \\
& \times \left\{ \operatorname{Im} \left[ {}_2F_1(1, -5/6; 17/6; i\Omega / (1+i\Omega)) \right] - \Omega \operatorname{Re} \left[ {}_2F_1(1, -5/6; 17/6; i\Omega / (1+i\Omega)) \right] \right\}
\end{aligned} \quad (3.29)$$

A tabela II [15] apresenta o resultado da solução numérica da equação (3.29), a partir da qual construímos a curva para feixe focado da fig. 3.7. A partir desta figura, podemos concluir que, para feixe focado no plano do receptor, a variância de amplitude aproxima-se da variância de onda esférica quando a dimensão do feixe  $W_0$  ou o parâmetro  $\Omega$  são muito pequenos e decresce monotonicamente com o aumento de  $W_0$  e  $\Omega$ . Observamos para valores altos de  $\Omega$ , valores muito baixos de variância em relação à variância para onda plana e esférica.

$\Omega$	$\frac{h\sigma^2}{f\sigma^2}$	$\Omega$	$\frac{h\sigma^2}{f\sigma^2}$
0.005	0.954	0.60	0.369
0.01	0.926	0.70	0.340
0.02	0.884	0.80	0.315
0.03	0.849	0.90	0.295
0.04	0.821	1.00	0.276
0.05	0.795	2.00	0.172
0.10	0.701	4.00	0.098
0.15	0.633	8.00	0.052
0.20	0.581	16.0	0.026
0.25	0.539	32.0	0.012
0.30	0.504	64.0	0.005
0.40	0.447	128.0	0.002
0.50	0.404		

Tabela II [15]

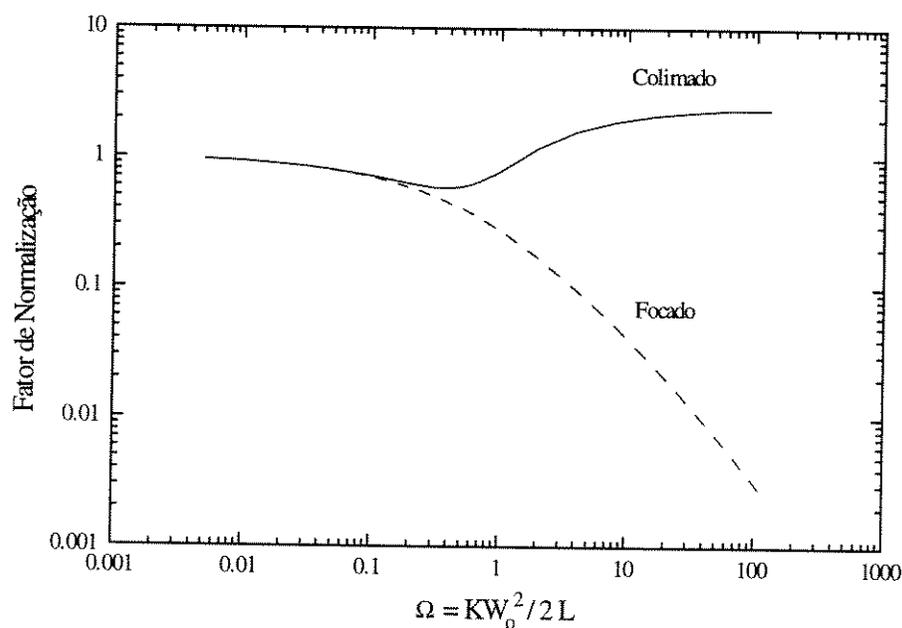


Fig 3.7 - Normalização da variância de amplitude para feixe de laser colimado e focado [15].

Schmeltzer [17] utilizou em seu trabalho a aproximação de que o ponto de observação está no campo distante, onde a distância de transição entre campo próximo (feixe colimado) e campo distante (feixe divergente) é:

$$L \cong \frac{k|R_0|W_0^2}{(4R_0^2 + k^2W_0^4)^{1/2}} \quad (3.30)$$

onde  $W_0$  e  $R_0$  são, respectivamente, o raio do feixe e o raio de curvatura da frente de onda em  $z = 0$ . Com esta aproximação, os termos de suas expressões e todas aquelas desenvolvidas com base em seu trabalho, têm fraca dependência com a posição do ponto de observação em relação ao eixo do feixe de laser. Podemos desconsiderar esta dependência e todos os cálculos serem feitos no centro do feixe.

Para feixe colimado, onde  $R_0 = \infty$ , a equação anterior torna-se:

$$L \cong \frac{kW_0^2}{2} \quad (3.31)$$

Desta forma, considerando-se feixe colimado e um dado raio do feixe, para comprimentos do enlace onde  $L \ll \frac{kW_0^2}{2}$  o feixe de laser tem comportamento de amplitude semelhante ao comportamento de amplitude para onda plana ( $\Omega \gg 1$ ). Para comprimentos do enlace onde  $L \gg \frac{kW_0^2}{2}$ , o feixe de laser começa a divergir e tem o comportamento de amplitude semelhante ao comportamento de amplitude para onda esférica ( $\Omega \ll 1$ ).

Como para onda plana e esférica, para obtermos a variância de intensidade para feixe de laser basta multiplicar por 4 a variância de amplitude para feixe de laser das equações dadas anteriormente.

### 3.5 . Dispersão Temporal do Canal Atmosférico

Basicamente, dois fatores são responsáveis pela dispersão temporal do canal atmosférico para condições de tempo limpo (ausência de chuva). Estes fatores são:

- 1 - Multipercurso devido à turbulência atmosférica.
- 2 - Dispersão devido à variação do índice de refração com o comprimento de onda.

### 3.5.1 . Multipercurso Devido à Turbulência

Considerando-se o receptor puntual, o multipercurso resulta do espalhamento nas irregularidades atmosféricas. Neste caso, a dispersão surge a partir da diferença entre o tempo de propagação do raio primário e os raios espalhados pelas irregularidades, como mostrado na fig. 3.8.

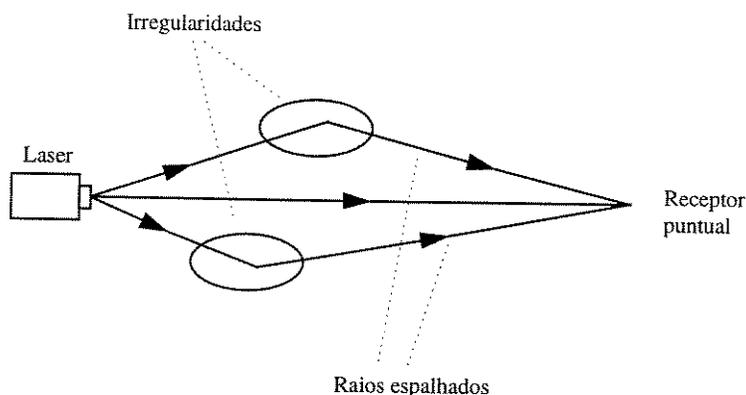


Fig. 3.8 - Multipercurso devido às irregularidades atmosféricas para receptor puntual.

Considerando-se o receptor óptico com uma determinada abertura ( $L_R$ ), o efeito do multipercurso no canal é ainda bem maior do que para receptor não puntual. Neste caso, o multipercurso não surge apenas devido aos raios espalhados pelas irregularidades, mas também por causa dos raios não espalhados (também referidos como raios primários). Estes raios primários chegam em diferentes pontos no plano do receptor depois de terem passado por caminhos atmosféricos completamente diferentes. Esta situação é ilustrada na fig 3.9.

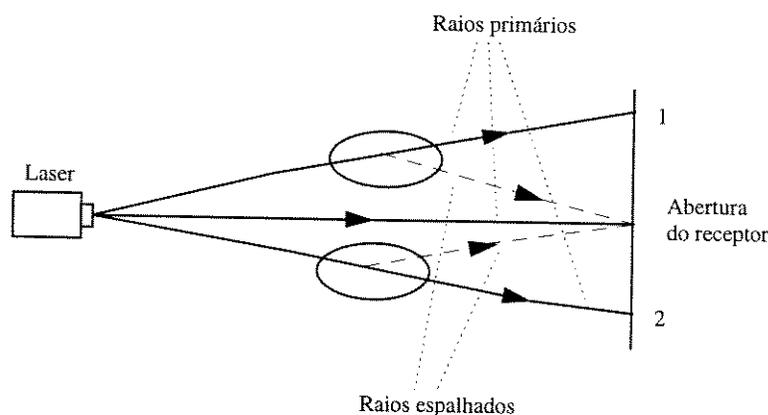


Fig. 3.9 - Multipercurso devido às irregularidades atmosféricas para receptor não puntual.

A medida do multipercurso no canal é obtida pela estatística espacial de fase da frente de onda do sinal. Em particular, o multipercurso é obtido pela função estrutura de fase do sinal recebido sobre a abertura do receptor.  $\phi_i$  é a fase do sinal chegando em um ponto  $i$  no receptor, onde a posição deste ponto é designada pelo vetor  $r_i$ . Para um meio localmente homogêneo, a função estrutura de fase do sinal observado nos pontos 1 e 2 sobre o receptor é dada por [20]:

$$D_\phi(|r_2 - r_1|) = D_\phi(r) = \overline{[\phi_2 - \phi_1]^2} \quad (3.32)$$

onde  $r$  é a magnitude da separação entre os pontos 1 e 2.

Para receptor com grande abertura, em particular para  $r \geq \sqrt{\lambda L}$ , o tempo de dispersão do canal é devido principalmente aos raios primários. Se desprezarmos o multipercurso devido aos raios espalhados, temos um único percurso de propagação para cada ponto  $i$  no receptor, que é o percurso para cada raio primário. O tempo de propagação para cada raio primário, para cada ponto  $i$ , é designado como  $\tau(r_i)$ . Em termos de  $\phi_i$ , temos que [20]:

$$\tau(r_i) = \frac{\phi_i}{kc} \quad (3.33)$$

Para isto assumimos que a fase do sinal transmitido é zero.

Considerando-se o meio localmente homogêneo, a função estrutura para tempo de propagação do sinal observado nos pontos 1 e 2 sobre o receptor é dada por [20]:

$$D_\tau(r) = \overline{[\tau(r_2) - \tau(r_1)]^2} \quad (3.34)$$

sendo que  $\tau_{rms}(r) = \sqrt{D_\tau(r)}$  fornece a medida do alargamento temporal. De (3.32), (3.33) e (3.34) temos que:

$$D_\tau(r) = \frac{D_\phi(r)}{k^2 c^2} \quad (3.35)$$

Assumindo o modelo de Komolgorov para turbulência atmosférica, meio localmente homogêneo e propagação ao longo de um percurso horizontal, podemos mostrar que [20]:

$$D_{\phi}(r) = 2.91 r^{5/3} k^2 L C_n^2 \quad L_0 \geq r \geq \sqrt{\lambda L} \quad (3.36)$$

e

$$D_{\tau}(r) = 2.91 \frac{r^{5/3}}{c^2} L C_n^2 \quad L_0 \geq r \geq \sqrt{\lambda L} \quad (3.37)$$

sendo que estes resultados são válidos para  $r \geq \sqrt{\lambda L}$ , que é a condição para podermos desprezar o multipercurso devido aos raios espalhados.

### 3.5.2 . Dispersão Devido à Variação do Índice de Refração com o Comprimento de Onda (Dispersão Atmosférica)

Devido às variações do índice de refração com o comprimento de onda, o tempo de propagação através do canal atmosférico varia com o comprimento de onda, produzindo assim um alargamento temporal ou distorção do pulso de laser transmitido. Os resultados em [2] indicam que esta distorção dependerá da forma do pulso de laser a ser transmitido através do canal dispersivo.

As variações do índice de refração com o comprimento de onda são resultantes das linhas de ressonância moleculares da atmosfera. Estas linhas de ressonância ou absorção, além de causarem uma distorção no pulso devido à variação com o índice de refração produzem uma distorção no pulso devido a diferentes níveis de atenuação para cada linha de absorção.

De acordo com [2], o alargamento temporal do pulso devido à dispersão atmosférica geralmente é maior que o alargamento devido ao multipercurso que surge das irregularidades atmosféricas. No entanto, este não será o fator limitante do sistema de transmissão óptico atmosférico, a atenuação será o fator mais agravante do sistema [2], como mostraremos no próximo capítulo, e será, assim, o fator limitante do mesmo. Desta forma, os efeitos de distorção e dispersão poderão ser desprezados.

## Referências Bibliográficas

- [1] - Davis, J. L., "Consideration of Atmospheric Turbulence in lasers Systems Design", Applied Optics, Vol 5, # 1, January 1966.
- [2] - Brookner, E., "Atmosphere Propagation and Communication Channel for Laser Wavelengths", IEEE Transactions Communication Technology, Vol. Com 18, # 4, August 1970.
- [3] - Lawrence, R., Strohbehn, J. W., "A Survey of the Clear-air Propagation Effects Relevant to Optical Communication", Proceeding of the IEEE, Vol 58, # 10, October 1970.
- [4] - Andrews, L. C., Philips, R. L., Yu, P. T., "Optical Scintillations and Fade Statistics for a Satellite-Communication System", Applied Optics, Vol 34, # 33, November 1995.
- [5] - Deitz, P. H., Wright, N. J., "Saturation of Scintillation Magnitude in Near-Earth Optical Propagation", J. Optical Society of America, Vol 59, # 5, May 1969.
- [6] - Fried, D. L., Mevers, G. E., Keister, M. P., "Measurements of Laser-Beam Scintillation in the Atmosphere", J. Optical Society of America, Vol 57, # 6, June 1967.
- [7] - Hufnagel, R. E., Stanley, N. R., J. Optical Society of America, Vol 54, # 52, 1964.
- [8] - Ochs, G. R., Bergman, R. R., Snyder, J. R., "Laser-Beam Scintillation over Horizontal Paths from 5.5 to 145 Kilometers", J. Optical Society of America, , Letters to the Editor, Vol 59, February 1969.
- [9] - Lawrence, R. S., Ochs, G. R., Clifford, S. F., "Measurements of Atmospheric Turbulence Relevant to Optical Propagation", J. Optical Society of America, Vol 60, # 6, June 1964.

- 
- [10] - Strohbehn, J., "Line-of-Sight Wave Propagation Through the Turbulent Atmosphere", Proceedings of the IEEE, Vol 56, # 8, August 1968.
- [11] - Fried, D. L., Cloud, J. D., "Propagation of an Infinite Wave in a Randomly Inhomogeneous Medium", J. Optical Society of America, Vol 56, December 1966.
- [12] - Fried, D. L., "Optical Heterodyne Detection of an Atmospherically Distorted Signal Wave Front", Proceedings of the IEEE, Vol 55, January 1967.
- [13] - Fried, D. L., "Propagation of a Spherical Wave in a Turbulent Medium", J. Optical Society of America, Vol 57, # 2, February 1967.
- [14] - Carlson, F. P., Ishimaru, A., "Propagation of Spherical Waves in locally Homogeneous Random Media", J. Optical Society of America, Vol 59, March 1966.
- [15] - Fried, D. L., Seidman, J. B., "Laser-Beam Scintillation in the Atmosphere", J. Optical Society of America, Vol 57, # 2, February 1967.
- [16] - Ishimaru, A., "Fluctuations of a Focused Beam Wave for Atmospheric Turbulence Probing", Proceedings of the IEEE, Vol 57, # 4, April 1969.
- [17] - Schmeltezer, R. A., "Means, Variances, and Covariances for Laser Beam Propagation Through a Random Medium", Quart. Applied Math, Vol 23, # 4, 1967.
- [18] - Ishimaru, A., "Fluctuations of a Beam Wave Propagating through a Locally Homogeneous Medium", Radio Science, April 1969.
- [19] - Tatarski, V. I., "Wave Propagation in a Turbulent Medium", McGraw-Hill Book Company, New York, 1961.
- [20] - Brookner, E., "Multipath Dispersion for the Atmosphere Laser Channel", Proceedings of the IEEE, Proceedings Letters, October 1970.

# CAPÍTULO 4

## Janelas de Transmissão

Um feixe de laser propagando na atmosfera está sujeito à atenuação devido à absorção por constituintes atmosféricos e ao espalhamento devido às partículas. Além disso, a forma, a direção e as propriedades eletromagnéticas do feixe de laser são afetadas pela turbulência atmosférica. Para nossa análise iremos considerar estes efeitos paralelos e, desta forma, as contribuições de cada um deles na performance do sistema serão independentes.

Considerando um feixe de laser sendo transmitido com distribuição gaussiana de amplitude, com relativa simplicidade podemos escrever a expressão da distribuição de intensidade para este feixe de forma a considerar os três efeitos citados anteriormente:

$$I(x, y, z) = \left( \frac{2P}{\pi w_z^2} \right) \cdot \exp(-\alpha_a z) \cdot \exp\left[ \frac{-2(x^2 + y^2)}{w_z^2} \right] \quad (4.1)$$

onde  $P$  é a potência transmitida pelo laser,  $z$  é o comprimento do percurso considerado,  $\alpha_a$  é o coeficiente de atenuação atmosférica total devido ao espalhamento e absorção e  $w_z$  é o raio do feixe em uma distância arbitrária  $z$ , onde, para determinação de  $w_z$  devem ser considerados o efeito da difração do feixe (espaço livre) mais o efeito da turbulência atmosférica. Para obter a intensidade de pico, basta fazer  $x = y = 0$  na equação (4.1).

A atenuação atmosférica, devido à absorção e espalhamento, pode ser descrita pela lei exponencial de atenuação. Então, a transmissividade atmosférica pode ser escrita como [1]:

$$T_a = \exp\{-\alpha_a L\} \quad (4.2)$$

onde  $L$  é o comprimento do enlace considerado. O coeficiente de atenuação atmosférico  $\alpha_a$ , também chamado coeficiente de extinção, é igual a soma dos coeficientes de atenuação devido à absorção,  $\alpha_b$ , e devido ao espalhamento,  $\alpha_s$ . Desta forma, a transmissividade atmosférica pode ser fatorada como o produto da transmissividade por absorção  $T_b$  e transmissividade por espalhamento  $T_s$ .

$$T_a = T_b \cdot T_s \quad (4.3)$$

## 4.1 . Absorção

A absorção atmosférica deve-se aos constituintes moleculares da atmosfera, tais como vapor de água, dióxido de carbono, ozônio, etc. Sua variação é drástica com o comprimento de onda, visto que é basicamente um fenômeno de linha e não um fenômeno de banda. A predição do coeficiente de absorção atmosférico pode ser feita por estimativa da quantidade de moléculas absorventes na linha do enlace. Tal estimativa não é fácil, pois a concentração molecular da atmosfera é dependente da temperatura, pressão e umidade relativa do ar, que variam com a localização geográfica, altitude e condições do tempo.

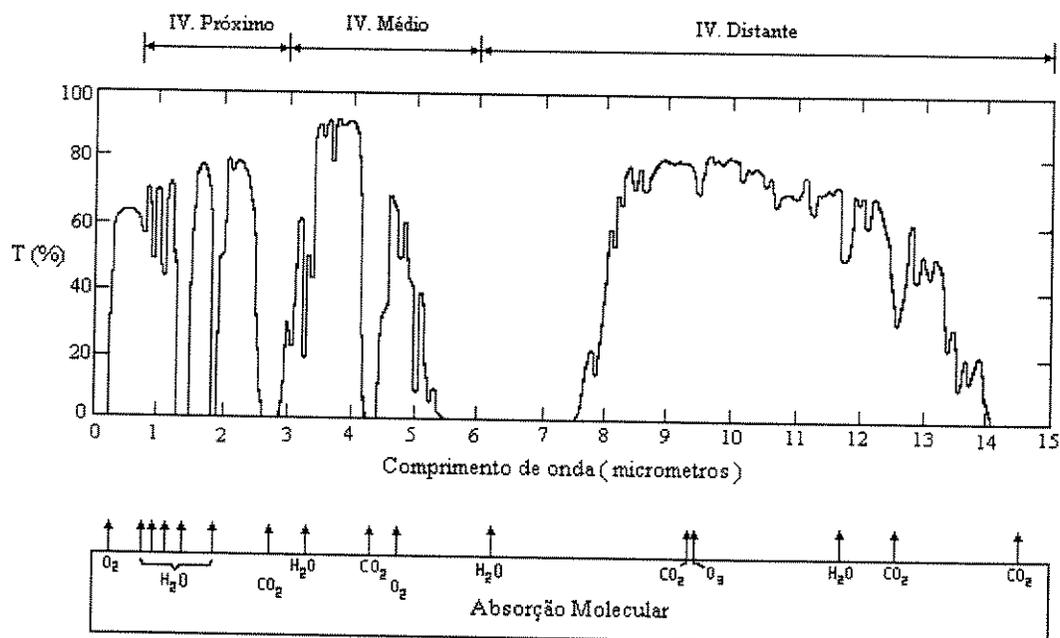


Fig. 4.1 - Exemplo de transmissividade atmosférica [2].

Em certas partes do espectro, o efeito da absorção pode ser um problema mais sério do que o efeito do espalhamento. Um exemplo de transmissividade espectral para a atmosfera pode ser mostrado através da fig. 4.1, na qual considera-se um enlace de 1800 m ao nível do mar. Pode-se notar claramente o efeito das linhas de absorção, onde as moléculas responsáveis por cada linha de absorção, vapor de água, dióxido de carbono ou ozônio, são mostradas na parte inferior da figura.

Na parte baixa do espectro, que é a região que nos interessa, as moléculas de água são as principais responsáveis pelo efeito da absorção. Por isso, em nosso estudo, este efeito será tratado através da contribuição apenas do vapor de água [2].

#### 4.1.1 - Vapor de Água

Entre os constituintes moleculares da atmosfera, a água é o único que é observado em mais de um estado físico. Pode aparecer no estado sólido na forma de neve ou cristais de gelo, no estado líquido na forma de chuva e nuvens, e como vapor na atmosfera. Como vapor, é invisível aos olhos humanos mas é detectado em sistemas ópticos.

Para obtenção da transmissividade atmosférica devido à absorção, faz-se necessário a compreensão de alguns conceitos de medidas de concentração de água na atmosfera e dados meteorológicos.

Umidade absoluta é a massa de vapor de água contida em uma unidade de volume de ar, e é usualmente medida em gramas por metro cúbico ( $gm^{-3}$ ). A quantidade de vapor de água que uma amostra de ar pode possuir é função da temperatura do ar. Quando o ar possui o máximo possível de quantidade de vapor de água, ele é dito saturado.

Umidade relativa é a razão entre a porção de massa de vapor de água em uma amostra de ar e a porção de vapor de água que seria preciso para saturar esta mesma amostra de ar em uma dada temperatura. Ou seja, é a razão entre a umidade absoluta e o valor de saturação para uma dada amostra de ar.

A absorção é uma função do número de moléculas absorventes no percurso considerado. Assim, há necessidade de uma quantidade que expresse a concentração de vapor de água ao longo da linha de visada. Esta quantidade é chamada de precipitação de água e é uma medida de profundidade da camada de água que seria formada se todo vapor de

água ao longo da linha de visada fosse condensado em um recipiente que tenha a mesma área de seção transversal da linha de visada.

Por exemplo, considera-se um cilindro imaginário cujo diâmetro é igual ao do feixe do sistema óptico e longo o bastante para alcançar o plano do receptor. Se o cilindro é colocado até o final do percurso e todo vapor de água ali contido é condensado em um recipiente que tem o mesmo diâmetro do cilindro, então sua profundidade é a medida do vapor de água contido no percurso. Não é necessário conhecer a área transversal do cilindro, se a área transversal aumenta com o percurso, mais água é condensada mas é sobre uma área maior e a profundidade permanece constante.

A fig. 4.2 mostra um meio de conversão de umidade relativa ou absoluta para precipitação de água. A precipitação é dada em milímetros por quilômetro ( $mm\ km^{-1}$ ) ou milímetros por 1000 pés ( $mm\ kft^{-1}$ ). No exemplo dado na fig. 4.2, se a temperatura é  $25\ ^\circ C$  e a umidade relativa é de 60 %, então a umidade absoluta é  $13.7\ gm^{-3}$  e a precipitação é  $13.8\ mm\ km^{-1}$ . Assim para um percurso de  $1\ km$ , a precipitação total é  $13.8\ mm$ .

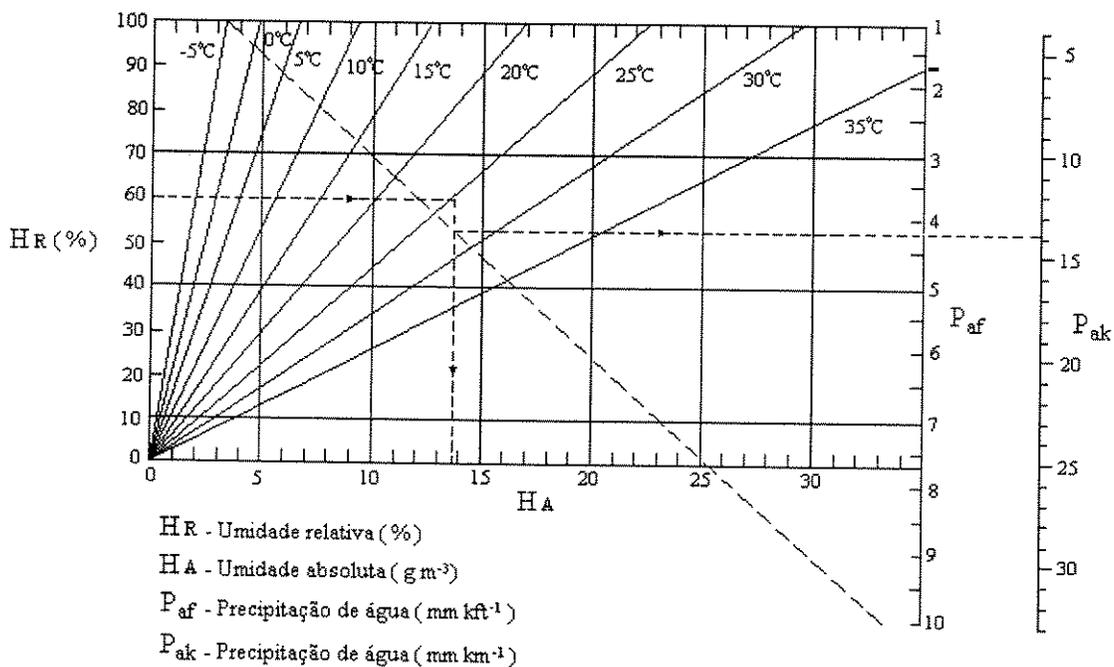


Fig. 4.2 - Exemplo de conversão de  $H_R$  ou  $H_A$  para precipitação [2].

## 4.2 . Espalhamento

O efeito do espalhamento pode ser analisado precisamente através das formulações de Rayleigh e Mie. O espalhamento Rayleigh é aplicado em situações onde as dimensões das partículas são pequenas quando comparadas com o comprimento de onda envolvido. O coeficiente de atenuação devido ao espalhamento Rayleigh, ou coeficiente de espalhamento Rayleigh,  $\alpha_{sr}$ , é dado pelo seguinte expressão [1]:

$$\alpha_{sr} = 0.827 N A_p^3 \lambda^{-4} \quad (4.4)$$

onde  $N$  é o número de partículas por unidade de volume no percurso óptico considerado e  $A_p$  é a área da seção transversal das partículas envolvidas, onde a área da partícula e o comprimento de onda são dados em centímetros.

O espalhamento Mie é aplicado a situações mais rigorosas, onde as dimensões das partículas, tais como névoa, fumaça e poeira, são comparáveis com o comprimento de onda. O coeficiente de espalhamento Rayleigh varia com  $\lambda^{-4}$  (equação 4.4), sendo predominante em comprimentos de onda menores e torna-se comparável com o espalhamento Mie apenas para comprimentos de onda menores que  $0.3 \mu m$  [3]. Desta forma, na maioria das situações o efeito do espalhamento Rayleigh é bem menor do que o efeito do espalhamento Mie, e pode ser desprezado para propósitos práticos. O espalhamento Mie pode ser descrito pela seguinte relação empírica [1]:

$$\alpha_{sm} = \frac{3.91}{v} \left[ \frac{\lambda}{0.55} \right]^{-0.585v^3} \quad [km^{-1}] \quad (4.5)$$

onde  $\alpha_{sm}$  é o coeficiente de espalhamento Mie,  $\lambda$  é o comprimento de onda em  $\mu m$ , e  $v$  é a faixa de visão virtual em  $km$ .

Em um enlace de  $1 km$ , uma faixa virtual de  $23 km$  e  $5 km$ , caracteriza uma atmosfera com boa visibilidade (tempo limpo) e baixa visibilidade (tempo enevoadado), respectivamente. A tabela I é mostrada como exemplo para o uso da fórmula do espalhamento Mie. A tabela II é mostrada como resumo das causas e predominância, para os efeitos de absorção, espalhamento Rayleigh e Mie.

	Boa visibilidade		Baixa visibilidade	
$\lambda (\mu m)$	$\alpha_{sm} (km^{-1})$	$T_{sm}$	$\alpha_{sm} (km^{-1})$	$T_{sm}$
0.63	0.1360	0.8731	0.6830	0.5050
0.85	0.0830	0.9206	0.5060	0.6020
1.30	0.0410	0.9599	0.3310	0.7180
1.55	0.0310	0.9698	0.2780	0.7570

Tabela I - Exemplo de aplicação do espalhamento Mie.

	Causa	Predominância
Absorção	Causada por constituintes moleculares como ozônio, vapor de água, dióxido de carbono.	Variação drástica com $\lambda$ , caracterizada pela existência de linhas de absorção.
Rayleigh	Causado por partículas pequenas quando comparadas com o $\lambda$ .	É predominante em $\lambda$ menores, pode ser desprezado para $\lambda$ maiores.
Mie	Causado por partículas com dimensões comparáveis com o $\lambda$ .	É predominante em $\lambda$ menores, mas não pode ser desprezado para $\lambda$ maiores.

Tabela II - Resumo de causa e predominância dos efeitos de absorção e espalhamento.

A perda de energia devido aos efeitos de absorção e espalhamento deve ser considerada pelo receptor através da multiplicação da energia recebida, sob o efeito da turbulência, pela transmissividade atmosférica  $T_a$  [4].

### 4.3 . Janelas de Transmissão

Este estudo tem por objetivo mostrar a influência da turbulência, espalhamento e absorção para alguns comprimentos de onda, e com isso facilitar a escolha do sistema de acordo com as condições atmosféricas. Nesta análise não serão considerados os efeitos causados pela chuva. Será feito uma comparação entre os *lasers* de maior utilização no mercado,  $0.85 \mu m$ ,  $1.30 \mu m$  e  $1.55 \mu m$ , e, para comparação com sistemas operando em comprimentos de onda mais baixos, será utilizado um laser em  $0.63 \mu m$ .

A fig. 4.3 mostra as curvas de transmissividade considerando-se os efeitos de turbulência e espalhamento. Estas curvas são as normalizações da intensidade do feixe no ponto de observação em relação a intensidade no plano  $z = 0$ . Para obtenção destas curvas foi considerado apenas espalhamento Mie e a caracterização foi feita para atmosfera em condições de baixa visibilidade, tempo enevoadado. A curva de turbulência caracteriza atmosfera com alta turbulência, assim tanto para turbulência como para espalhamento são tratados os casos críticos.

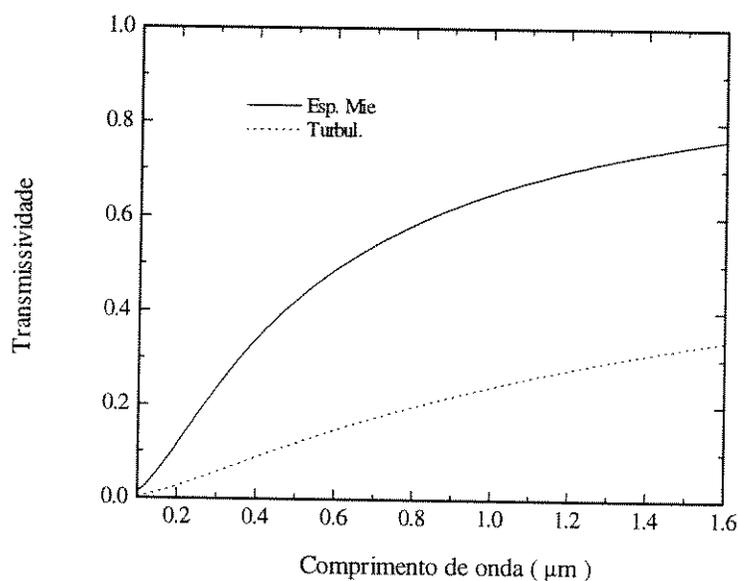


Fig. 4.3 - Efeito da turbulência e espalhamento, para alto espalhamento e alta turbulência.

Através da fig. 4.3, nota-se que, para todo espectro apresentado, a degradação do sinal é sempre maior devido ao efeito da turbulência do que devido ao efeito do espalhamento. Desta forma, verifica-se que mesmo em situações onde a atmosfera está livre dos efeitos de absorção devido ao vapor de água e espalhamento devido à névoa, fumaça, etc, a propagação de sinais ópticos pela atmosfera é gravemente afetada pela turbulência atmosférica.

Na fig. 4.4, as curvas de transmissividade são referentes às condições de baixa turbulência e de boa visibilidade caracterizando baixo espalhamento. Para esta situação, na maior parte do espectro apresentado o efeito da degradação devido à turbulência é ainda predominante. No entanto, na parte baixa do espectro, o efeito do espalhamento é predominante, pois é nesta região do espectro que este efeito é mais crítico. Mesmo em condições de alta turbulência e baixa visibilidade, caracterizando alto espalhamento, ocorre a inversão de predominância de efeitos; no entanto, este efeito é observado na região do espectro ainda inferior àquela mostrada na fig. 4.3. Isto pode-se observado na fig. 4.5.

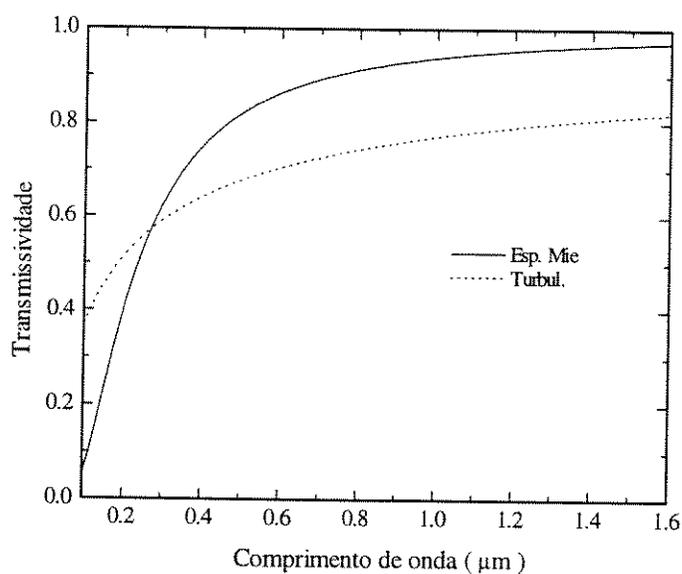


Fig. 4.4 - Efeito da turbulência e espalhamento, para baixo espalhamento e baixa turbulência.

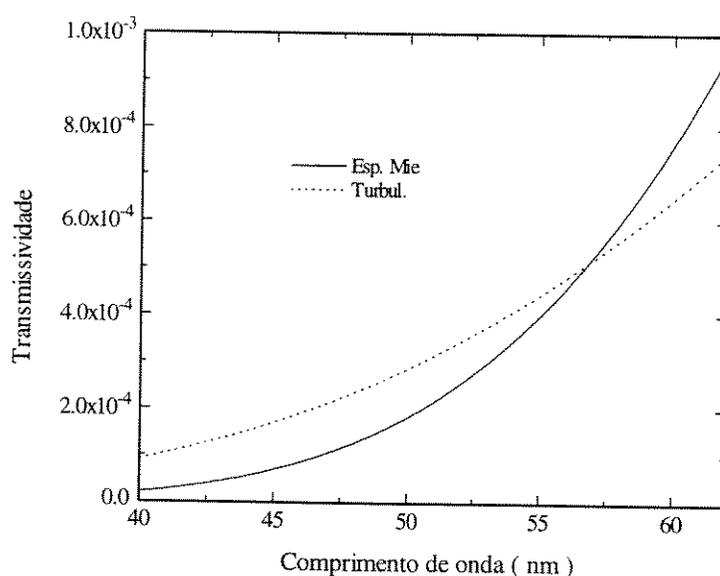


Fig. 4.5 - Efeito da turbulência e espalhamento, para alto espalhamento e alta turbulência.

Através das figs. 4.3 e 4.4, percebe-se também que os comprimentos de onda menores sofrem maior influência dos efeitos da turbulência e do espalhamento do que os comprimentos de onda maiores. Mas isto não caracteriza que as melhores performances do sistema acontecerão nos comprimentos de onda maiores, pois o efeito da absorção ainda não foi considerado. Na fig. 4.6 são apresentadas as transmissividades atmosféricas para os quatro comprimentos de onda em questão para quatro casos distintos, sendo que o efeito da absorção ainda não é considerado, estes casos são:

- Fraca turbulência e fraco espalhamento (  $\Delta$  ).
- Fraca turbulência e forte espalhamento (  $\blacktriangle$  ).
- Forte turbulência e fraco espalhamento (  $\circ$  ).
- Forte turbulência e forte espalhamento (caso mais crítico) (  $\bullet$  ).

Turbulência	$C_n^2 (m^{-2/3})$	$5 \cdot 10^{-15}$	$1.5 \cdot 10^{-13}$
Condições do tempo	claro $v = 23 km$	$\Delta$	$\circ$
	enevoado $v = 5 km$	$\blacktriangle$	$\bullet$

Tabela III

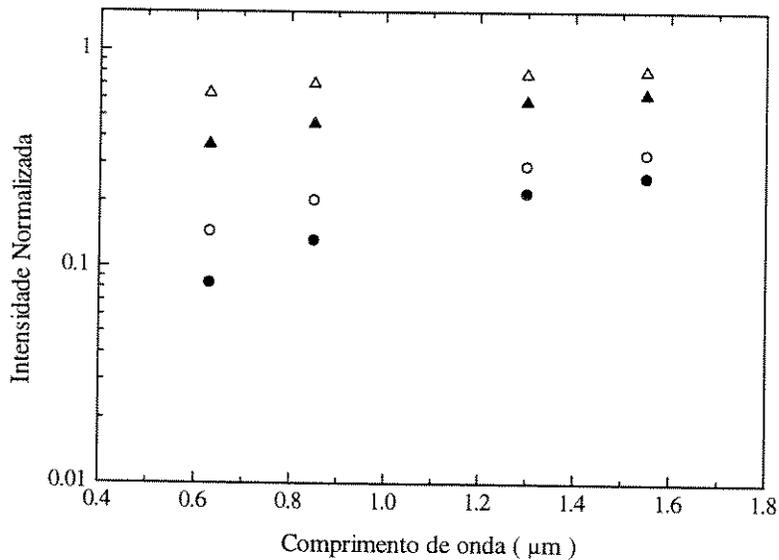


Fig. 4.6 - Intensidade de pico normalizada, considerando efeitos somente da turbulência e espalhamento (sem absorção) para um enlace de 1 km.

Para os menores comprimentos de onda, os pontos extremos de cada janela (  $\Delta$  e  $\bullet$  ) tendem a se afastar mais do que para os comprimentos de onda maiores, mostrando que ocorre uma maior degradação do sistema. Até então, se fôssemos escolher uma janela de transmissão óptica, sem dúvida escolheríamos a janela de  $1.30 \mu m$  ou  $1.55 \mu m$ , pois são as que apresentam maior transmissividade, inclusive no caso mais crítico.

No entanto, o efeito da absorção é de grande relevância e não pode ser desprezado, podendo contribuir significativamente para a escolha da janela de transmissão óptica.

Não existe uma função que expresse o comportamento da absorção com o comprimento de onda, pois este efeito ocorre como um fenômeno de linha. Por isto, há a necessidade de pesquisarmos o coeficiente de absorção para cada um dos comprimentos de onda em questão.

A transmissividade devido à absorção depende principalmente da umidade relativa do ar,  $H_r$ , que expressa a concentração de vapor de água na atmosfera, pois é do vapor de água a maior contribuição da absorção atmosférica.

As figs. 4.7 e 4.8 mostram a transmissividade atmosférica, agora com a contribuição da turbulência, do espalhamento e absorção. Para obtenção destes, foram utilizados os coeficientes de absorção apresentados em [2] para  $H_r = 66 \%$  e  $H_r = 87 \%$ , respectivamente, e a temperatura de  $25^\circ C$ .

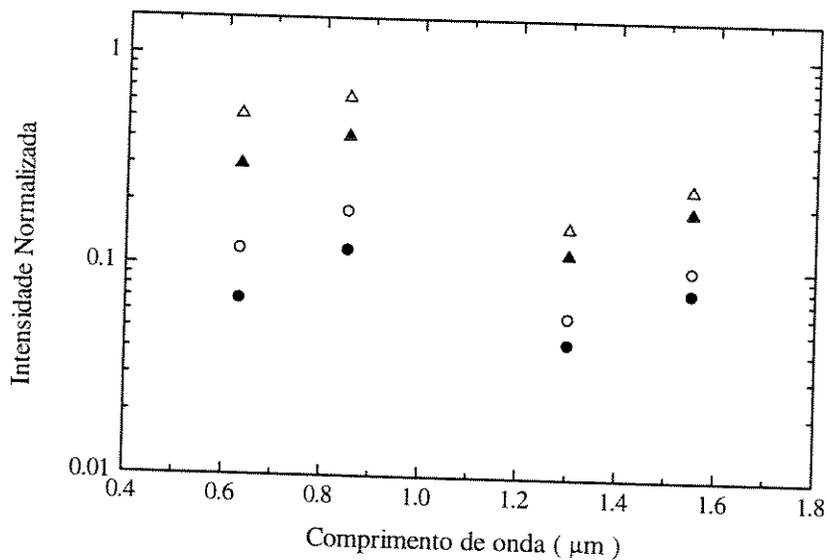


Fig. 4.7 - Intensidade de pico normalizada, considerando efeitos da turbulência, espalhamento e absorção para um enlace de  $1 km$  e precipitação de  $15 mm$ .

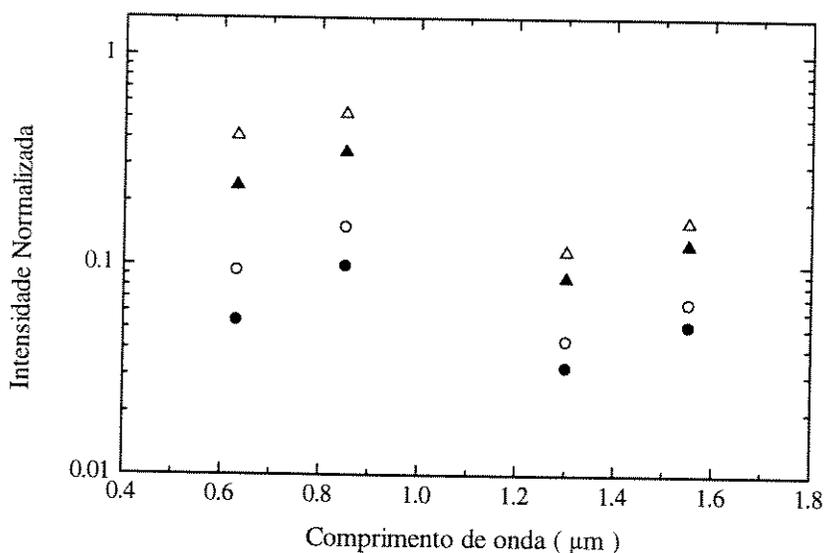


Fig. 4.8 - Intensidade de pico normalizada, considerando efeitos da turbulência, espalhamento e absorção para um enlace de 1 km e precipitação de 20 mm.

Comparando as figs. 4.7 e 4.8 com a fig. 4.6, verifica-se uma razoável mudança no comportamento das janelas de transmissão. Apesar das janelas de 1.30  $\mu m$  e 1.55  $\mu m$  sofrerem menor influência da turbulência e espalhamento, quando insere-se o efeito da absorção, há uma grande degradação da performance nestas duas janelas. Isto deve-se ao fato de haver linhas de absorção muito fortes nestas regiões, o que não ocorre nas janelas de 0.63  $\mu m$  e 0.85  $\mu m$  onde o efeito da absorção é mais suave. De acordo com os resultados apresentados até então, recomenda-se em qualquer dos quatro casos analisados a utilização da janela de 0.85  $\mu m$ .

Se o enlace for em um ambiente que apresente baixo coeficiente de absorção nas janelas de 1.30  $\mu m$  e 1.55  $\mu m$ , a situação anterior pode ser revertida, ou seja, existem casos onde tem-se baixos valores de  $H_r$  e altos valores de turbulência e espalhamento em que estas janelas possam ser mais apropriadas do que a janela de 0.85  $\mu m$ . Este caso pode ser observado na fig. 4.9, onde o coeficiente de absorção utilizado refere-se a umidade relativa  $H_r = 33\%$  a temperatura de 25 °C.

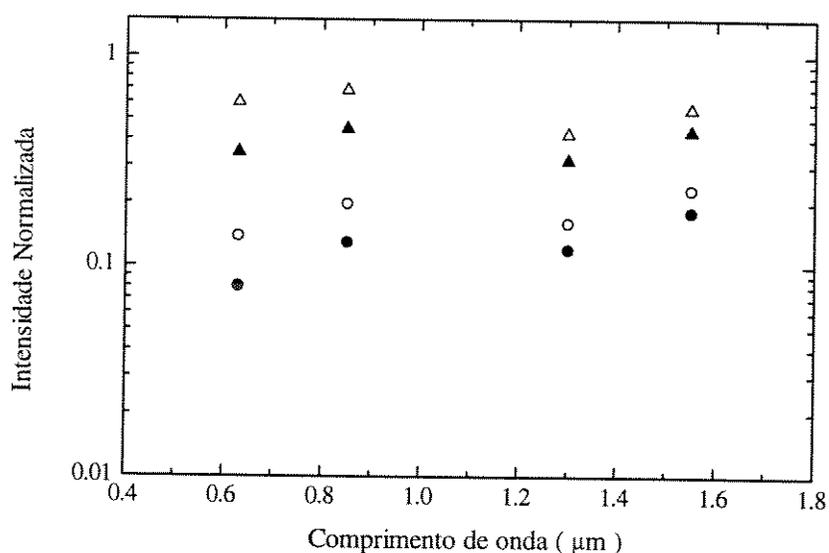


Fig. 4.9 - Intensidade de pico normalizada, considerando efeitos somente da turbulência, espalhamento e absorção para um enlace de 1 km e precipitação de 8 mm.

Os resultados anteriores referem-se a quatro casos distintos de combinação de turbulência e espalhamento e três casos de absorção para um enlace de 1 km, ilustrando que a escolha da melhor janela de transmissão óptica vai depender das condições atmosféricas de cada enlace.

Para escolha da melhor janela de transmissão deve-se analisar quais dos efeitos, turbulência, espalhamento e absorção, predominarão no enlace em questão. Por exemplo, um enlace onde boa parte do caminho óptico é sobre uma pista de asfalto onde tem-se grandes variações de temperatura, o efeito da turbulência terá maior influência. Em um enlace onde houver grande concentração de névoa ou fumaça, por exemplo, o efeito do espalhamento será maior, do mesmo modo que em enlaces onde a atmosfera apresenta alta umidade relativa,  $H_R$ , a maior influência será da absorção.

É de fundamental importância a determinação de qual dos efeitos terá maior influência em cada enlace, pois estes podem levar a escolha de diferentes janelas de transmissão.

---

## Referências Bibliográficas

- [1] - Pratt, W. R., "Lasers Communications Systems", Chapter 7, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1969.
- [2] - Hudson, R. D., "Infrared System Engineering", Chapter 4, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1969.
- [3] - Gebhardt, F. G., "High Laser Propagation", Applied Optics Vol. 15, # 6, June 1976.
- [4] - Gagliardi, R. M.; Karp, S., "Optical Communications.", Chapter 1, John Wiley & Sons, Inc. New York, 1976.

# CAPÍTULO 5

## Modelamento do Sistema

Neste capítulo são apresentados os modelos matemáticos que caracterizam a relação entre entrada e saída de cada um dos elementos que compõem os blocos do sistema apresentado no capítulo 1, onde seu diagrama é apresentado na fig. 5.1. Também são apresentados a ferramenta computacional utilizada para simulação do sistema, o método utilizado para determinação do instante e do limiar de decisão do circuito de decisão e o método para determinação do desempenho.

Para avaliação do desempenho sistêmico, as relações funcionais de entrada e saída dos componentes do sistema devem ser modelados por equações que mais se aproximam da verificação experimental. Uma vez que os modelos são especificados, a configuração do sistema é descrito pela interconexão destes componentes. A confiabilidade da simulação depende da qualidade da informação obtida por estes modelos. A seguir, são dados os conceitos básicos da ferramenta computacional SIMNT e apresentados os modelos que foram adotados na simulação.

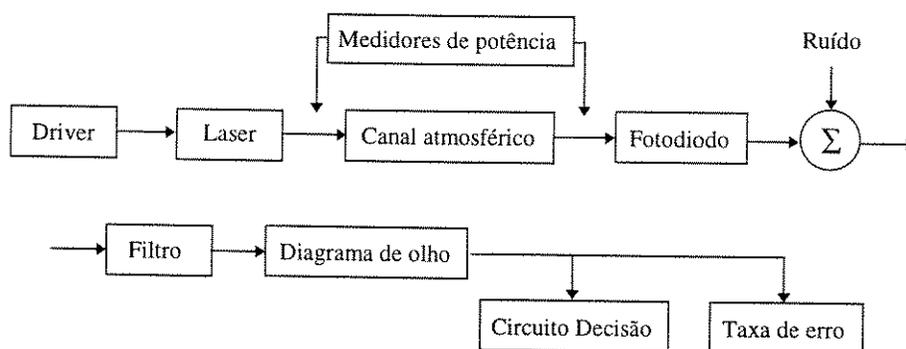


Fig. 5.1 - Diagrama em blocos do sistema de transmissão óptico atmosférico.

## 5.1 - Ferramenta de Simulação SIMNT

O SIMNT foi desenvolvido no laboratório de simulação do Departamento de Comunicações (DECOM), em linguagem de programação C++, para o sistema operacional de 32 bits Windows NT [1].

O SIMNT é um aplicativo para desenvolvimento e análise de dispositivos e sistemas de comunicação em geral. Esta ferramenta faz uso de técnicas recentes de simulação, tais como estrutura modular, topologia aberta, integração de dispositivos e sistemas, definição de blocos realimentados, biblioteca de modelos programável, ordenação e execução. O SIMNT suporta uma definição hierárquica dos blocos, ou seja, mais blocos podem ser definidos a partir dos já existentes, além disso, múltiplas ocorrências do mesmo bloco são admitidas.

O C++ e as técnicas de programação orientadas para objeto (OOP) são conhecidas pela facilidade de uso e simplicidade de manutenção. A programação orientada para objetos é definida com um método de implementação onde programas são organizados em coleções cooperativas de objetos, onde cada objeto representa uma ocorrência de uma classe, e onde algumas destas classes são membros de uma hierarquia de classes unidas por uma relação de herança [2].

A fig. 5.2 mostra a hierarquia de classes do SIMNT. Esta figura mostra a classe biblioteca, que forma a classe base, e suas classes derivadas, dadas respectivamente pelas classes blocos, parâmetros, usuário e gerenciador. Daremos aqui uma breve descrição das classes que compõem o programa.

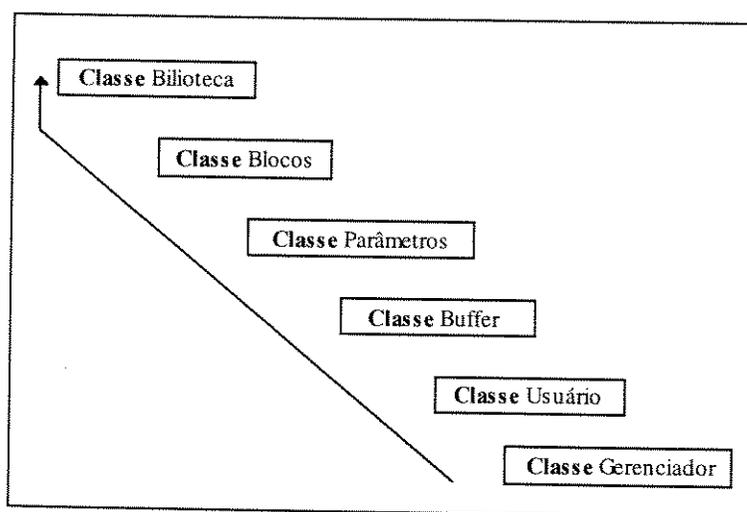


Fig. 5.2 - Descrição da estrutura do SIMNT usando programação orientada para objetos [1].

O principal elemento que compõe a biblioteca é um vetor de objetos, cujo tamanho é definido pelo número de modelos disponíveis, tais como laser, canal, fotodetector, etc. Cada objeto da classe biblioteca representa um modelo, implementado com um método, e suas características (nome, número de entradas, números de saídas). Quando um usuário desenvolve um modelo ele adiciona um novo objeto à classe biblioteca. A classe derivada blocos possui um vetor de objetos que formam os blocos do sistema. Cada bloco está associado a um dos objetos da classe biblioteca e adiciona novas características a esta classe (nome do bloco, arquivo de parâmetros, suas ligações com os outros blocos, endereço para escrita nos *buffers* de saída, e diversas variáveis de estado). Os elementos principais da classe parâmetros são as matrizes de parâmetros. Cada bloco está associado a uma matriz de parâmetros. Um exemplo de parâmetro do dispositivo fotodetector é a eficiência quântica.

A classe *buffer* manipula vetores com as amostras, e suas características, que são processadas durante a simulação. Estas amostras possuem características tais como: Frequência de amostragem, domínio (tempo ou frequência), tipo (real, inteiro ou complexo), etc. As duas últimas classes são a de usuário, formada por todos os métodos utilizados para implementação de modelos, e finalmente a classe gerenciador, que é formada por métodos que ordenam e executam todo o processo de simulação. A classe gerenciador incorpora todas as propriedades das classes anteriores por herança e adiciona novos métodos para tornar seu comportamento específico.

A forma que estes objetos se relacionam com um determinado bloco durante o processo de simulação é relatada a seguir. Na fig. 5.3 temos um sistema óptico com seis blocos. Este sistema serve como exemplo para demonstrar os principais elementos que são associados a cada uma das classes. Vamos supor que apenas três modelos estejam disponíveis para simulação. As figs. 5.4 até 5.9 indicam os estados internos pertencentes a cada classe, onde são apresentados apenas os principais elementos que as compõem.

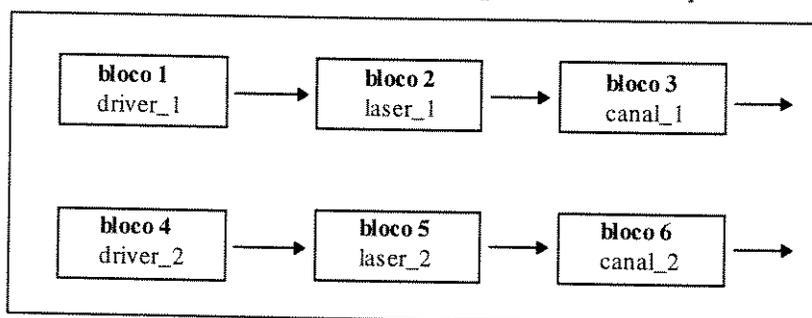


Fig. 5.3 - Sistema de blocos.

A classe biblioteca, representada na fig. 5.4, independe do número de blocos do sistema, pois todos serão ocorrências dos modelos driver\_corrente, laser\_monomodo e canal\_atmosférico, implementados com os métodos DriverNRZ, Smlaser1 e AtmfChan, respectivamente.

Classe biblioteca			
- objeto 1 -	número de entradas		0
	número de saídas		1
	método		DriverNRZ
	nome		driver_corrente
- objeto 2 -	número de entradas		1
	número de saídas		1
	método		SMLaser1
	nome		laser_monomodo
- objeto 3 -	número de entradas		1
	número de saídas		1
	método		AtmfChan
	nome		canal_atmosférico
- demais métodos para manipulação destes objetos.			

Fig. 5.4 - Elementos da classe biblioteca.

A classe blocos herda os métodos e objetos da classe biblioteca, podendo manipular estes elementos, e adicionar novos. Conforme a fig. 5.5, observamos que os blocos possuem blocos nomes diferentes, mas sempre associados a um dos três dispositivos da classe biblioteca, ou seja, temos duas ocorrências de cada dispositivo. Cada objeto possui os seguintes dados: nome, dispositivo, ligações. Além disto herda outros dados da classe base, como por exemplo, número de entradas e saídas, necessários para verificação de erros de topologia.

A classe parâmetros, fig. 5.6, associa a cada ocorrência de um bloco seus parâmetros específicos, por exemplo, o laser tem como parâmetros quantidades como: velocidade de grupo, fator de supressão de ganho, etc.

Classe blocos		
- objeto 1 -	nome do dispositivo nome do bloco saída	driver_corrente driver_1 bloco2
- objeto 2 -	nome do dispositivo nome do bloco saída entrada	laser_monomodo laser_1 bloco3 bloco1
- objeto 3 -	nome do dispositivo nome do bloco entrada	canal_atmosférico canal_1 bloco2
- objeto 4 -	nome do dispositivo nome do bloco saída	driver_corrente driver_2 bloco5
- objeto 5 -	nome do dispositivo nome do bloco saída entrada	laser_monomodo laser_2 bloco6 bloco4
- objeto 6 -	nome do dispositivo nome do bloco entrada	canal_atmosférico canal_2 bloco5
- demais métodos para manipulação destes objetos.		

Fig. 5.5 - Elementos da classe blocos.

Classe parâmetros		
- objeto 1 -	nome do bloco parâmetros específicos: corrente de polarização, corrente de modulação, etc.	driver_1
- objeto 2 -	nome do bloco parâmetros específicos: velocidade de grupo, fator de supressão de ganho, etc.	laser_1
- objeto 3 -	nome do bloco parâmetros específicos: turbulência atmosférica, espalhamento Mie, etc.	canal_1
- objeto 4 -	nome do bloco parâmetros específicos: corrente de polarização, corrente de modulação, etc.	driver_2
- objeto 5 -	nome do bloco parâmetros específicos: velocidade de grupo, fator de supressão de ganho, etc.	laser_2
- objeto 6 -	nome do bloco parâmetros específicos: turbulência atmosférica, espalhamento Mie, etc.	canal_2
- demais métodos para manipulação destes objetos.		

Fig. 5.6 - Elementos da classe parâmetros.

A classe *buffer*, fig. 5.7, cria um objeto para cada saída do sistema. O número total de saídas é determinado pelas propriedades herdada das classes anteriores. No nosso exemplo, temos uma saída para cada bloco.

Classe <i>buffer</i>		
- objeto 1 -	buffer	saída do bloco 1 características: frequência de amostragem, frequência central, etc.
- objeto 2 -	buffer	saída do bloco 2 características: frequência de amostragem, frequência central, etc.
- objeto 3 -	buffer	saída do bloco 3 características: frequência de amostragem, frequência central, etc.
- objeto 4 -	buffer	saída do bloco 4 características: frequência de amostragem, frequência central, etc.
- objeto 5 -	buffer	saída do bloco 5 características: frequência de amostragem, frequência central, etc.
- objeto 6 -	buffer	saída do bloco 6 características: frequência de amostragem, frequência central, etc.
- demais métodos para manipulação destes objetos.		

Fig. 5.7 - Elementos da classe *buffer*.

A classe usuário, fig. 5.8, possui os métodos utilizados na classe base biblioteca. Deste modo em uma única classe estão reunidas todas as funções para implementação de modelos, mais especificamente, as funções de interface para entrada e saída para de dados para os blocos.

Classe usuário
- <b>métodos</b> para implementação dos modelos da biblioteca.
- demais métodos para manipulação destes objetos.

Fig. 5.8 - Elementos da classe usuário.

Finalmente, a classe gerenciador herda todos os métodos e objetos das demais classes. Deste modo pode esta classe administrar o processo de simulação, ou seja, pode determinar com a classe blocos, o nome bloco1 (*driver\_1*) e o dispositivo associado (*driver\_corrente*); pode obter na classe biblioteca o seu número de saídas (1); pode, com a classe *buffer*, alocar

espaço para esta saída (objeto 1); e pode, finalmente, com a classe parâmetros associar as características do dispositivo ao bloco. Uma de suas funções é definir a ordem de execução dos blocos. Na fig. 5.9, a primeira ordenação é apresentada.

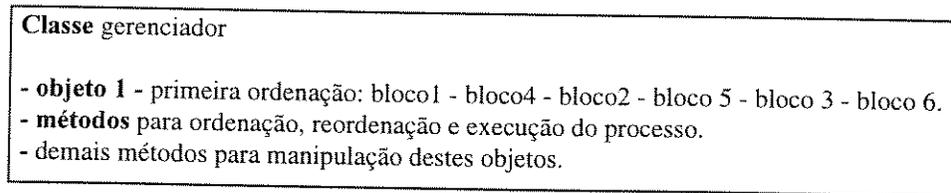


Fig. 5.9 - Elementos da classe gerenciador.

A fig. 5.10 mostra o diagrama do fluxo de operações no programa. Cada bloco se refere a dados e funções pertencentes a uma ou mais classes, enquanto as ligações representam o caminho onde transitam dados e mensagens entre estes elementos.

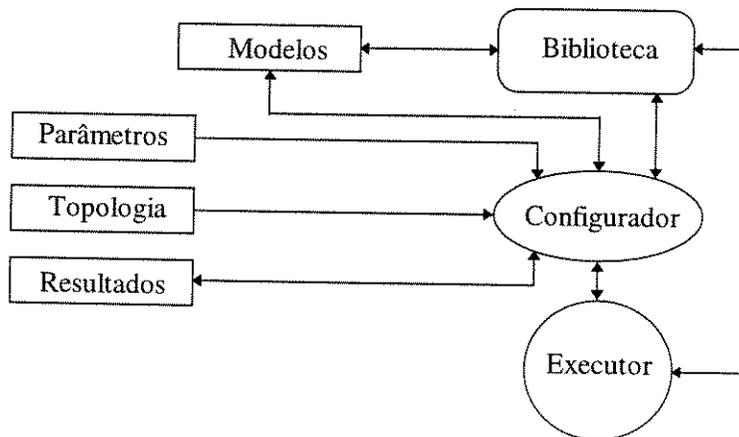


Fig. 5.10 - Fluxo de operações no SIMNT [1].

O configurador é formado pelos construtores das classes associadas com os arquivos de topologia, parâmetros e resultados. Deste modo, armazena todas as variáveis de estado relacionadas com cada um dos blocos de um determinado sistema. A biblioteca é formada pelo construtor de classe associado com o arquivo de biblioteca e os modelos são funções-membro desta classe. Finalmente, o executor é responsável pela chamada dos construtores das classes e o início da simulação.

## 5.2 - Driver de Corrente

O driver de corrente é responsável pela geração de pulsos de corrente a serem injetados em dispositivos como laser. A corrente injetada no laser é dada por [3]:

$$I(t) = I_{bias} + \sum_{k=-\infty}^{\infty} A_k I_p(t - kT) \quad (5.1)$$

onde  $I_{bias}$  é a corrente de polarização,  $A_k$  representa uma sequência de bits independentes e equiprováveis,  $T$  é o período de bit (taxa de bit)<sup>-1</sup> e  $I_p$  é o pulso de corrente.

O formato do pulso de corrente é dado pelas seguintes equações [4]:

$$I_p(t) = \begin{cases} 0; & t < 0 \\ I_m \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{2.2t}{\tau_r}\right) \right\}; & 0 < t < T \\ I_m \exp\left\{-\frac{2.2(t-T)}{\tau_r}\right\}; & t > T \end{cases} \quad (5.2)$$

onde  $\tau_r$  é o tempo de subida do pulso de corrente, geralmente entre 10 e 90% de  $T$ , e  $I_m$  é o valor de pico da corrente de modulação. Por esta definição,  $I(t)$  tem formato NRZ (Non-Return to Zero). O arquivo de parâmetros fornecido ao bloco do *driver* é apresentado na lista 5.1, o qual foi utilizado para gerar a fig. 5.11.

# Arquivo de parâmetros para DriverNRZ		
<b>double</b>	Ibias 38.86e-3	# corrente de polarização (A)
<b>double</b>	IMod 20e-3	# valor de pico da corrente de modulação (A)
<b>double</b>	BitRate 1e9	# taxa de bits (bps)
<b>double</b>	RiseTime 5e-10	# tempo de subida/descida (s)
<b>int</b>	Length 16	# comprimento da sequência de bits
<b>int</b>	Seq 0101110001011100	# sequência de bits

Lista 5.1 - Arquivo de parâmetros fornecido ao bloco DriverNRZ.

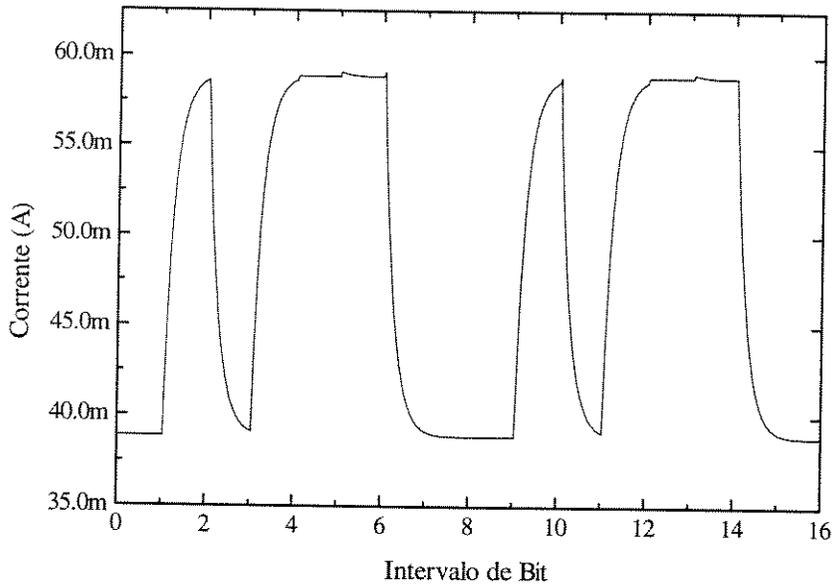


Fig. 5.11 - Corrente na saída do bloco DriverNRZ para os parâmetros da lista 5.1.

### 5.3 - Laser Monomodo

O laser monomodo é obtido através de modificação de estrutura do laser de Fabry-Perot de duas faces. Atualmente, o laser mais usado é o de realimentação distribuída (DFB)[3]. Neste dispositivo é colocada uma grade na região ativa como um filtro ressonante, desta forma suprimindo os modos laterais de emissão.

O laser recebe em sua entrada uma sequência de amostras de corrente, e em sua saída gera um campo elétrico  $E(t)$ . A potência óptica do laser semiconductor em função da corrente injetada  $I(t)$ , é determinada pelas equações de taxa, que descrevem a relação entre a densidade de fótons,  $p(t)$ , densidade de portadores,  $n(t)$ , e a fase óptica,  $\phi(t)$ , dentro da cavidade do laser. Estas equações são dadas por [5]:

$$\frac{dp(t)}{dt} = \Gamma G(t)(n(t) - n_0)p(t) - \frac{p(t)}{\tau_p} + \frac{\beta \Gamma n(t)}{\tau_n} \tag{5.3}$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = \frac{I_p(t)}{qV_a} - G(t)(n(t) - n_0)p(t) - \frac{n(t)}{\tau_n} \tag{5.4}$$

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \frac{\alpha}{2} \left( \Gamma v_g a_0 (n(t) - n_0) - \frac{1}{\tau_p} \right) \quad (5.5)$$

Nestas equações,  $\Gamma$  é o fator de confinamento,  $n_0$  é a densidade de portadores na transparência,  $\tau_p$  é o tempo de vida médio do fóton,  $\beta$  é a fração de emissão espontânea acoplada ao modo de emissão,  $\tau_n$  é o tempo de vida médio do elétron,  $q$  é a carga do elétron,  $V_a$  é o volume da região ativa,  $v_g$  é a velocidade de grupo,  $a_0$  é o coeficiente de ganho e  $\alpha$  é o fator de largura de linha. O parâmetro  $G(t)$  é o coeficiente de ganho material, o qual é definido por:

$$G(t) = \frac{v_g a_0}{1 + \varepsilon p(t)} \quad (5.6)$$

onde  $\varepsilon$  é o fator de supressão de ganho. Por integração numérica de (5.3)-(5.5), usando a corrente injetada dada pela equação (5.1), obtém-se a potência óptica  $P(t)$ , emitida por face, a qual é dada por:

$$P(t) = \frac{p(t)}{2} \frac{V_a \eta_0 h f_0}{\Gamma \tau_p} \quad (5.7)$$

onde  $\eta_0$  é a eficiência quântica diferencial do laser,  $h$  é a constante de Planck, e  $f_0$  é a frequência de emissão. Então o campo elétrico na saída do laser é dado por [6]:

$$E(t) = \sqrt{P(t)} \exp \left\{ j(2\pi f_0 + \phi(t)) \right\} \quad (5.8)$$

O algoritmo de Runge-Kutta [7] de quarta ordem, com passo adaptativo, é empregado para integração numérica das equações de taxa. O passo adaptativo necessita de um maior tempo de processamento, mas de um menor número de amostras.

Utilizando os valores de corrente da fig. 5.11 e os parâmetros fornecidos ao bloco do laser, e apresentados na lista 5.2, obtém-se a curva apresentada na fig. 5.12, que representa a potência óptica instantânea saída do laser.

# Arquivo de parâmetros para o laser		
double	CenterFreq 3.5294e14	# frequência central de emissão (Hz)
double	Gama 0.4	# fator de confinamento do modo de emissão
double	n0 1e18	# densidade de elétrons na transparência (cm <sup>-3</sup> )
double	tp 3e-12	# tempo de vida médio do fóton (s)
double	Beta 3e-5	# fração de emissão espontânea acop. ao modo de emissão
double	tn 1e-9	# tempo de vida médio do elétron (s)
double	Va 1.5e-10	# volume da camada ativa (cm <sup>-3</sup> )
double	Alpha 5	# fator de largura de linha
double	Vg 8.5e9	# velocidade de grupo na região ativa (cm/s)
double	a0 2.5e-16	# coeficiente de ganho diferencial (cm <sup>2</sup> )
double	Eta0 0.4	# eficiência quântica diferencial total
double	e 1e-17	# fator de supressão de ganho

Lista 5.2 - Arquivo de parâmetros fornecido ao bloco do laser.

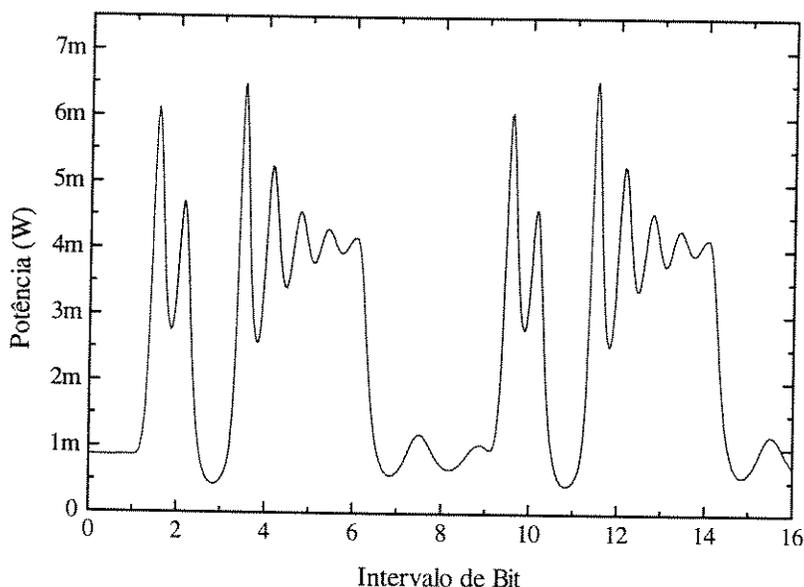


Fig. 5.12 - Potência óptica na saída do bloco do laser.

Um importante fato a ser observado na fig. 5.12, é a diferenciação do formato do pulso em função dos bits que lhe são precedentes. Na sequência tripla de 1's apenas o primeiro pulso é fortemente alterado pela oscilação de relaxação, enquanto os bits "1" que aparecem separados por um bit "0" ambos são alterados.

Pode-se notar uma diferença quando um bit "1" vem após uma sequência longa de bits "0" e quando vem após um único bit "0". Isto ocorre pois após a transição de "1" para "0", o nível de densidade de portadores depende de um tempo para se estabilizar, apresentando assim uma oscilação amortecida que tende ao nível de polarização observável na sequência tripla de 0's.

Desta forma, compreendemos as alterações sofridas pelos bits conforme o seu posicionamento na sequência e assim, o laser pode ser visto como um elemento com memória, isto é, o comportamento para o bit atual depende dos bits precedentes.

Vamos considerar a memória do laser com comprimento de 3 bits [6], desta forma, deve ser utilizada uma sequência de bits que inclua todas as possíveis combinações de 3 bits. Isto pode ser realizado através da utilização repetitiva da sequência de máximo comprimento. A sequência utilizada é apresentada na lista 5.1, onde a mesma é repetida uma vez para que as 8 combinações de 3 bits aconteçam.

## 5.4 - Canal Atmosférico

O canal de comunicação utilizado em nosso sistema é o canal atmosférico, que como outro qualquer canal de comunicação, contribuirá na degradação do sinal recebido em sua entrada. O modelamento do canal atmosférico nesta faixa do espectro (faixa óptica) deve ser muito mais rigoroso do que nas faixas inferiores do espectro, como por exemplo, nas faixas de VHF ou UHF. Vários efeitos devem agora ser considerados, como turbulência, espalhamento e absorção.

O modelo para caracterização do efeito deste canal sobre o sinal óptico transmitido pelo laser é mostrado nos capítulos 2,3 e 4, onde os efeitos de expansão ou alargamento do feixe, turbulência, absorção e espalhamento são tratados, sendo estes os principais efeitos referentes ao canal, que causam degradações ao sistema.

Existe também o efeito da dispersão temporal do pulso, e este é uma combinação do efeito de dispersão do canal e efeito do *chirp* gerado pelo laser. Como nossa análise será restrita a transmissões em taxas bem inferiores a 1 (Gbps), o efeito do *chirp* pode ser desprezado. O efeito de dispersão do canal é relativamente baixo (quando comparado com o efeito da degradação introduzido pela atenuação), assim podemos desprezar o efeito de dispersão e a atenuação será o fator limitante do sistema quando utilizarmos a atmosfera como canal de comunicação óptico [8].

A fig. 5.13 mostra a potência óptica incidente no fotodetector depois do sinal ter passado pelo canal atmosférico, onde os efeitos de turbulência, absorção e espalhamento são considerados, e também pela lente de convergência utilizada na recepção. Os parâmetros utilizados para obtenção da fig. 5.13 são mostrados na lista 5.3.

# Arquivo de parâmetros para o canal atmosférico		
<b>double</b>	Cn2 5e-14	# turbulência ( $m^{-2/3}$ )
<b>double</b>	VirtualRange 10	# Faixa de visão virtual (km)
<b>double</b>	Trans 1km 0.8	# transmissividade por absorção (1 km)
<b>double</b>	Wo 0.001	# Raio inicial do feixe (m)
<b>double</b>	WL 0.15	# raio da lente Rx (m)
<b>double</b>	L 3.4	# comprimento do enlace (km)

Lista 5.3 - Arquivo de parâmetros fornecido ao bloco do canal atmosférico.

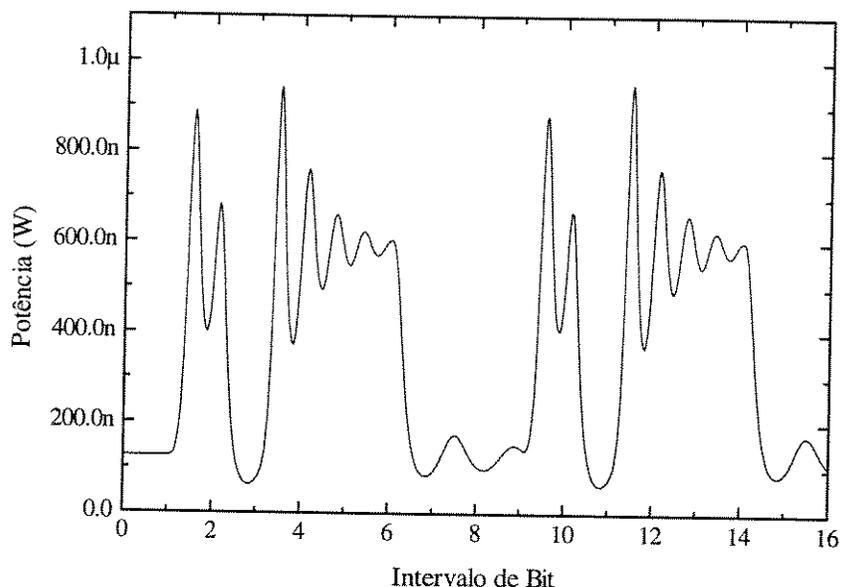


Fig. 5.13 - Potência óptica na saída do bloco do canal atmosférico.

## 5.5 - Modelamento do Receptor

Para o sistema em questão, o receptor é formado por um fotodiodo, um filtro elétrico e um circuito de decisão como mostrado na fig. 5.14.

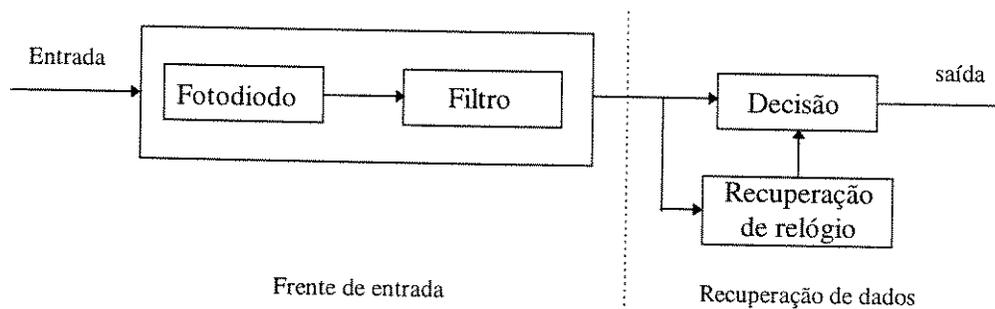


Fig. 5.14 - Diagrama em blocos do receptor óptico.

A função do fotodiodo consiste em converter a potência óptica que chega ao receptor em um sinal elétrico do qual a informação transmitida pode ser extraída. O filtro limita a largura de faixa e define a resposta em frequência do receptor, de forma a otimizar seu desempenho. É usual fazer com que a banda passante do filtro seja relacionada com a taxa de transmissão utilizada.

O sinal filtrado é então amostrado e comparado com um limiar, de forma a decidir se a amostra corresponde ao nível lógico “1” ou ao nível lógico “0”. O critério de desempenho a ser utilizado é o de taxa de erro de bit e é apresentado na seção 5.6.

A configuração formada pelo fotodiodo e pelo filtro é chamada de frente de entrada do receptor, e seu modelo elétrico, incluindo as fontes de ruído, é mostrado na fig. 5.15. O fotodiodo com eficiência quântica  $\eta$ , é modelado por uma fonte de corrente em paralelo com uma capacitância  $C_d$  e uma resistência  $R_p$ , que gera uma corrente de ruído térmico  $i_{Rp}$ .

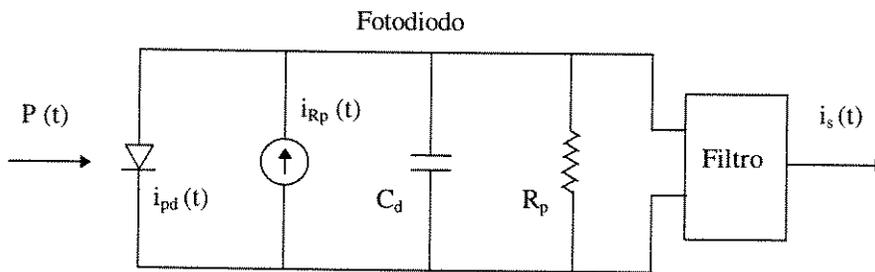


Fig. 5.15 - Modelo elétrico do receptor.

### 5.5.1 - Fotodiodo

A corrente gerada pelo fotodiodo,  $i_{pd}(t)$ , corresponde a um processo aleatório, cujos parâmetros estatísticos dependem do tipo do fotodiodo utilizado (PIN ou APD). Na saída do fotodiodo, a corrente pode ser separada em duas partes: o valor médio da fotocorrente, que corresponde ao sinal contendo a informação desejada, e o ruído introduzido pelo fotodiodo, como mostrado a seguir:

$$i_{pd}(t) = \langle i_{pd}(t) \rangle + n_{pd}(t) \tag{5.9}$$

onde

$i_{pd}(t)$  é a corrente gerada pelo fotodiodo (A).

$\langle i_{pd}(t) \rangle$  é o valor médio da fotocorrente, média estatística (A).

$n_{pd}(t)$  é a corrente ruidosa gerada pelo fotodiodo (A).

O valor médio da fotocorrente é dado por:

$$\langle i_{pd}(t) \rangle = R \cdot G \cdot P(t) \quad (5.10)$$

onde

$P(t)$  é a potência óptica incidente no fotodiodo (W).

$G$  é o ganho médio de avalanche ( $G=1$  para fotodiodo PIN).

$R$  é a responsividade do fotodiodo (A/W), e relaciona a fotocorrente gerada com a potência óptica incidente que a gerou. A responsividade ( $R$ ) é muitas vezes usada para caracterização da performance de um fotodiodo, e pode ser definida como:

$$R = \frac{q\lambda}{hc} \eta \quad (5.11)$$

onde  $q$  é a carga do elétron,  $h$  é a constante de Planck,  $c$  é a velocidade da luz e  $\eta$  é a eficiência quântica do fotodiodo, e relaciona o número de elétrons gerados devido ao número de fótons incidentes e absorvidos pelo fotodiodo.

Desta forma, a equação (5.10) para um fotodiodo PIN fica:

$$\langle i_{pd}(t) \rangle = \frac{q\lambda}{hc} \eta \cdot P(t) \quad (5.12)$$

### 5.5.1.1 - Ruído no Fotodiodo

O ruído é geralmente usado para se referir a qualquer sinal espúrio ou distúrbio não desejado que venha a mascarar o sinal recebido em um sistema de comunicação. Em sistemas de comunicação óptica, existem três principais tipos de ruído: ruído de corrente de escuro, ruído shot (balístico) e ruído térmico.

A corrente de escuro é gerada no interior do dispositivo mesmo na ausência de luz incidente. Assim a corrente de escuro contribui para geração do ruído total do sistema e flutuações na corrente média gerada pelo fotodiodo. A densidade espectral de corrente ruidosa ( $A^2/Hz$ ) devido à corrente de escuro pode ser dada por:

$$S_d = 2qI_d \quad (5.13)$$

onde  $I_d$  é a corrente de escuro. Então a corrente ruidosa ( $A^2$ ) é:

$$\sigma_d^2 = 2qI_d B_e \quad (5.14)$$

onde  $B_e$  é a banda elétrica do sistema em questão.

O ruído shot (balístico) está associado à aleatoriedade de chegada de fótons. A corrente é gerada por um movimento de unidades distintas com carga  $q$  geradas sob um regime estatístico de Poisson, que provocará flutuações estatísticas no valor instantâneo da corrente. A densidade espectral da corrente ruidosa ( $A^2/Hz$ ) devido ao ruído shot pode ser dada por:

$$S_s = 2qI_p \quad (5.15)$$

onde

$I_p = \langle i_{pd}(t) \rangle$  é o valor médio da fotocorrente dada pela equação (5.12). Então a corrente de ruído shot ( $A^2$ ) é:

$$\sigma_s^2 = 2qI_p B_e \quad (5.16)$$

Desta forma o ruído shot depende do sinal.

Para uma temperatura diferente de zero absoluto, elétrons em qualquer condutor movimentam-se aleatoriamente. Em um resistor, este movimento caracteriza-se por uma corrente, mesmo na ausência de tensão aplicada. Esta corrente vai ser adicionada à fotocorrente contribuindo também para a flutuação de amplitude, surgindo assim o chamado ruído térmico. A caracterização estatística do ruído térmico é feita por um processo gaussiano estacionário com média nula e com densidade espectral constante ( $A^2/Hz$ ) que pode ser dada por:

$$S_s = \frac{4k_b T}{R_p} \quad (5.17)$$

onde

$R_p$  é a resistência de polarização do fotodiodo ( $\Omega$ ).

$k_b$  é a constante de Boltzmann ( $1.38054 \cdot 10^{-23} J/K$ ).

$T$  é a temperatura ( $K$ ).

Então a corrente de ruído térmico ( $A^2$ ) é:

$$\sigma_{th}^2 = \frac{4k_b T B_e}{R_p} \quad (5.18)$$

e desta forma verifica-se que o ruído térmico não é dependente do sinal.

Para os três ruídos anteriores, nota-se uma dependência direta da corrente de ruído com a banda passante do filtro. Quanto mais estreito é este filtro menor é a flutuação de amplitude no instante de decisão, no entanto, maior é o espalhamento temporal do pulso, provocando, assim, interferência intersimbólica. Isto será mostrado na seção seguinte.

### 5.5.2 - Filtro de Formato Gaussiano

O uso do filtro tem como objetivo aumentar a relação sinal / ruído, preservando as características essenciais do sinal. O filtro elétrico é modelado por um filtro de formato gaussiano e sua função de transferência é dada por:

$$H(f) = \exp\left\{-\pi\left(\frac{f}{2f_r}\right)^2\right\} \quad (5.19)$$

onde  $f_r = b/T$  é a frequência de corte do filtro dada em fração da taxa de bit,  $T$  é a taxa de bit e  $b$  é um valor tipicamente entre 0.6 e 0.8.

Na saída do filtro, a corrente gerada pode ser separada em duas componentes: o valor médio de corrente, que corresponde ao sinal contendo a informação desejada, e o ruído introduzido pelo fotodiodo, ou seja:

$$i_s(t) = \langle i_s(t) \rangle + n_s(t) \quad (5.20)$$

onde

$i_s(t)$  é a corrente gerada pelo filtro (A).

$\langle i_s(t) \rangle$  é o valor médio da corrente (A).

$n_s(t)$  é a corrente ruidosa na saída do filtro (A).

O valor médio de corrente é dado por:

$$\langle i_s(t) \rangle = \langle i_{pd}(t) \rangle \otimes h_r(t) \quad (5.21)$$

onde  $h_r(t)$  é a transformada inversa de Fourier de  $H(f)$  e  $\otimes$  denomina convolução.

A determinação da corrente de ruído pode ser feita considerando-se o conjunto de fontes de ruído no receptor como uma única fonte de ruído equivalente na entrada do filtro, e tendo densidade espectral de corrente ruidosa total ( $A^2/Hz$ ) dada por:

$$S_{tot} = S_d + S_s + S_{th} \quad (5.22)$$

e

$$\sigma_{tot}^2 = S_{tot} \cdot B_e \quad (5.23)$$

onde  $\sigma_{tot}^2$  é a corrente ruidosa total ( $A^2$ ), assim podemos mostrar também que:

$$\sigma_{tot}^2 = \sigma_d^2 + \sigma_s^2 + \sigma_{th}^2 \tag{5.24}$$

onde esta corrente dependerá da banda passante do filtro elétrico utilizado.

O filtro apresenta uma banda passante tal, que as variações rápidas do pulso de entrada não apareçam na saída, mas a energia destas partes do pulso seja integrada.

A fig. 5.16 mostra a corrente gerada pelo fotodiodo (linha tracejada) e a corrente na saída do filtro (linha cheia), isto é, na entrada do circuito de decisão, para  $R=0.75$ . A fig. 5.17 mostra a mesma corrente gerada pelo fotodiodo apresentada na fig. 5.16, no entanto, a corrente filtrada é obtida através da passagem do sinal agora por um filtro mais estreito,  $R=0.6$ .

Através da comparação das duas figuras, notamos que com a utilização do filtro mais estreito (fig. 5.17), o efeito do espalhamento temporal é mais agravante do que com a utilização do filtro de maior banda, fazendo assim com que aumente o efeito da interferência intersimbólica e podendo provocar erros no circuito de decisão. No entanto, o filtro mais estreito deixa chegar a este mesmo circuito de decisão uma corrente com menor nível de ruído.

Desta forma, existe um compromisso da banda passante do filtro com a interferência intersimbólica e com o ruído, assim a otimização da banda passante deve ser feita a partir da probabilidade de erro, pois para o cálculo da mesma estes dois fatores são considerados.

# Arquivo de parâmetros para o fotodiodo pin		
<b>double</b>	Eta 0.8	# eficiência quântica do fotodiodo
<b>double</b>	L0 1e-8	# corrente de escuro (A)
<b>double</b>	Rp 1e6	# resistência de polarização do fotodiodo ( $\Omega$ )

Lista 5.4 - Arquivo de parâmetros fornecido ao bloco do fotodiodo PIN.

# Arquivo de parâmetros para o filtro gaussiano - fig 5.16		
<b>double</b>	R 0.75	# fr=2*R*BitRate
<b>double</b>	BitRate 1e9	# taxa de bit (bps)

Lista 5.5 - Arquivo de parâmetros fornecido ao bloco do filtro gaussiano para fig. 5.16.

```
# Arquivo de parâmetros para o filtro gaussiano - fig 5.17
double      R 0.6                # fr=2*R*BitRate
double      BitRate 1e9          # taxa de bit (bps)
```

Lista 5.6 - Arquivo de parâmetros fornecido ao bloco do filtro gaussiano para fig. 5.17.

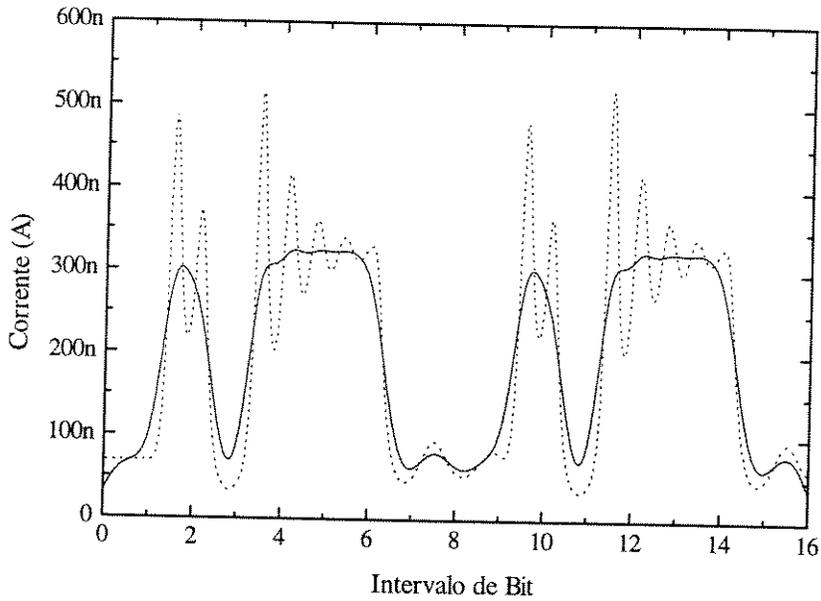


Fig. 5.16 - Corrente na saída do bloco do fotodiodo (linha tracejada) e do filtro (linha cheia) para R=0.75.

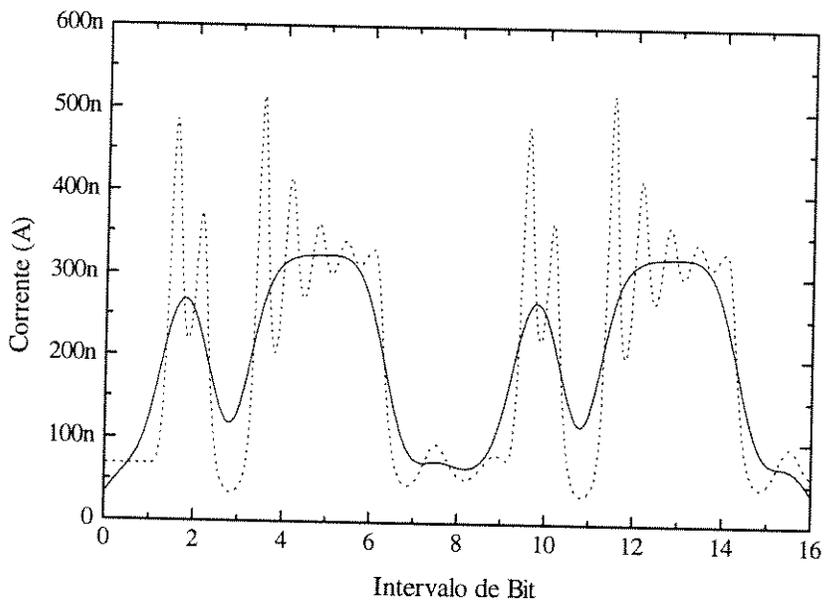


Fig. 5.17 - Corrente na saída do bloco do fotodiodo (linha tracejada) e do filtro (linha cheia) para R=0.6.

### 5.5.3 - Circuito de Decisão

A determinação do instante de decisão ( $t_s$ ) é importante na simulação de qualquer sistema. Para nossa simulação,  $t_s$  é determinado da seguinte maneira: Em um dado diagrama NRZ, existem transições entre “1” e “0” e para cada transição há um traço no diagrama de olho (Fig. 5.18).

Os traços que sobem cruzam com os traços que descem, e na região destes cruzamentos uma linha de referência é traçada e movida para cima e para baixo. Para várias posições verticais da linha de referência, o instante de amostragem que os traços cortam a linha de referência são avaliados.

A variância destes instantes é calculada e a posição da linha de referência para qual a variância é mínima é determinada. Nesta posição, é determinado o limiar de decisão e o valor médio de todos os instantes de cruzamento,  $t_{ave}$ , é calculado e o instante de decisão  $t$  é fixado a meio período de bit ( $T/2$ ) a partir de  $t_{ave}$  [6].

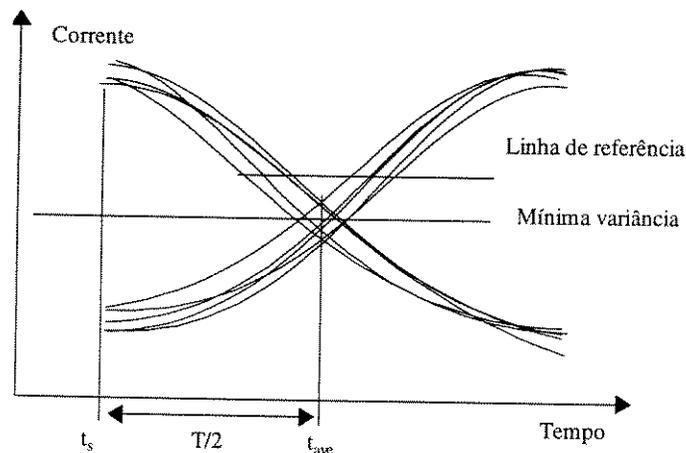


Fig. 5.18 - Exemplo de como o instante de decisão é determinado.

### 5.6 - Análise de Desempenho

A avaliação de desempenho, baseada em taxas de erro, é feita da seguinte forma: após a obtenção do instante de decisão,  $t$ , o sinal é amostrado e o valor de cada amostra é comparada com o valor do limiar de decisão  $I_d$ . Se maior, é estimado que o bit transmitido foi “1”; caso contrário, será considerado como bit transmitido o “0”.

Um dos fatores mais agravantes neste processo é a presença de ruído, pois pode falsear o resultado. Em outras palavras, o desempenho é dado essencialmente pela probabilidade de erro, que é a probabilidade de que sinal + ruído e sinal estejam em lados opostos de um dado limiar de decisão.

Há um valor de probabilidade de erro para flutuação de amplitude, causada pelo ruído, que conduz o valor da amplitude do bit "1" a níveis inferiores ao limiar de decisão, e da mesma forma, o bit "0" pode ser conduzido pelo ruído a níveis superiores ao limiar de decisão. Este fato é ilustrado na fig. 5.19.

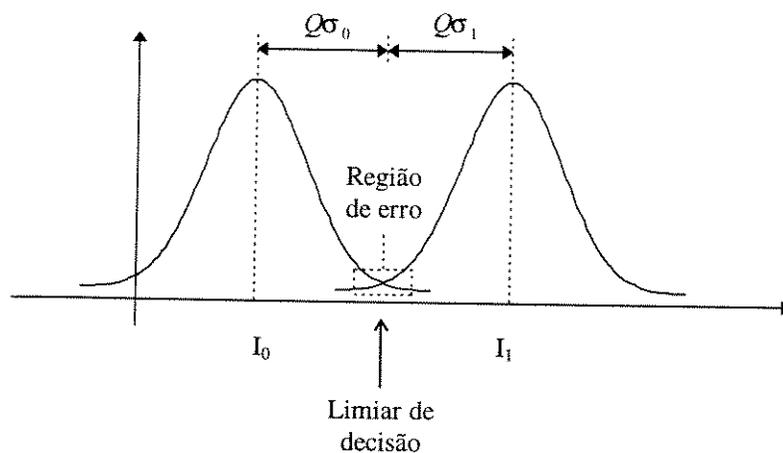


Fig. 5.19 - Distribuição de probabilidade em torno dos valores médios de sinal [9].

A taxa de erro de bit (BER - Bit Error Rate) na região de erro pode ser calculada por:

$$BER = P(1) \cdot P(0/1) + P(0) \cdot P(1/0) \tag{5.25}$$

onde  $P(0)$  e  $P(1)$  são as probabilidades de se receber bits "0" e "1", respectivamente. Considerando os bits equiprováveis,  $P(0) = P(1) = 0.5$ . As grandezas  $P(0/1)$  e  $P(1/0)$  são as probabilidades da flutuação de amplitude serem tão intensas que conduzam, respectivamente, o nível de sinal que representa o bit "1" abaixo do limiar de decisão e o nível que representa o bit "0" acima do limiar. Utilizando a aproximação gaussiana temos que:

$$P(0/1) = \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{I_d} \exp\left\{-\frac{(I - I_1)^2}{2\sigma_1^2}\right\} dI = \text{erfc}\left(\frac{I_1 - I_d}{\sigma_1}\right) \tag{5.26}$$

e

$$P(1/0) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \int_{I_d}^{\infty} \exp\left\{-\frac{(I - I_0)^2}{2\sigma_0^2}\right\} dI = \operatorname{erfc}\left(\frac{I_d - I_0}{\sigma_0}\right) \quad (5.27)$$

onde  $\operatorname{erfc}(\cdot)$  representa a função erro complementar.

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2/2) dt = \frac{1}{x\sqrt{2\pi}} \exp(-x^2/2) \quad \text{para } x > 3 \quad (5.28)$$

Resultando, assim, em uma taxa de erro em função do limiar de decisão  $I_d$ , dada por:

$$\operatorname{BER}(I_d) = \frac{1}{2} \left\{ \operatorname{erfc}\left(\frac{I_1 - I_d}{\sigma_1}\right) + \operatorname{erfc}\left(\frac{I_d - I_0}{\sigma_0}\right) \right\} \quad (5.29)$$

O valor de  $I_d$  pode ser otimizado para minimizar a taxa de erro. Para isto, vamos utilizar a grandeza  $Q$  que multiplica variâncias dos bits “1” e “0” na fig. 5.19.

$$Q\sigma_0 = I_d - I_0 \quad (5.30)$$

e

$$Q\sigma_1 = I_1 - I_d \quad (5.31)$$

onde  $Q$  é a medida da margem do sistema.

Das equações (5.30) e (5.31), resulta:

$$Q = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_1 + \sigma_0} \quad (5.32)$$

No caso de receptor com fotodiodo PIN, o ruído dominante é o térmico. Sendo este ruído não dependente do sinal, portanto as variâncias para os bits “1” e “0” são iguais, resultando em um limiar de decisão ótimo exatamente entre os dois níveis. Desta forma, a partir da equação (5.32), a margem do sistema para um limiar fixo é:

$$Q_f = \frac{I_1 - I_0}{2\sigma_{tot}} \quad (5.33)$$

onde  $\sigma_{tot}$  é definida na seção (5.5.2).

No caso do receptor APD, o ruído shot é dominante e, portanto a variância associada ao bit “1” é maior, assim deslocando o valor de  $I_d$  em direção do bit “0”. A partir da equação (5.32), a margem do sistema para um limiar variável é:

$$Q_f = \frac{I_1 - I_0}{\sigma_{tot}(1) + \sigma_{tot}(0)} \quad (5.34)$$

Usando a equação (5.28) podemos avaliar a taxa de erro em função de  $Q$ :

$$BER(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \frac{\exp(-Q^2/2)}{Q} \quad \text{para } Q > 3 \quad (5.35)$$

Quando  $Q = 6$  temos o sistema operando com taxa de erro de  $10^{-9}$ . Então podemos expressar a margem do sistema, em dB, como:

$$q = Q(dB) = 10 \log_{10}(Q/6) \quad (5.36)$$

que mostra quanto deve-se alterar a potência recebida para manter constante a probabilidade de erro em  $10^{-9}$ .

---

## Referências Bibliográficas

- [1] - Klein, J., "SIMNT: Uma Ferramenta para Simulação de Sistemas de Comunicação", Tese de Mestrado, Departamento de Comunicações, Faculdade de Engenharia Elétrica, Universidade Estadual de Campinas - UNICAMP (Agosto 1995).
- [2] - Booch, G., "Object Oriented design with Applications", Benjamin/Cummings, 1991.
- [3] - Green, P. E., "Fiber Optic Networks", Prentice Hall, 1993.
- [4] - Messerschmitt, C.; *et al.*, "Channel Capacity Optimization of Chirp-Limited Dense WDM/WDMA Systems Using OOK/FSK Modulation and Optical Filters", J. of Lightwave Technology, Vol 10, # 8, August 1992.
- [5] - Corvini, P. J.; Koch, T. L., "Computer Simulation of High-Bit-Rate Optical Fiber Transmission Using Single-Frequency Lasers", J. of Lightwave Technology, Vol LT-5, # 11, November 1987.
- [6] - Hinton, K.; Stephens, T., "Modeling High-Speed Optical Transmission Systems", IEEE J. on Selected Areas in Communicatios, Vol 11, # 3, April 1993.
- [7] - Press, W. H.; *et al.*, "Numerical Recipes In C", Cambridge University Press, 1991.
- [8] - Brookner, E., "Atmosphere Propagation and Communication Channel for Laser Wavelengths", IEEE Transactions Communication Technology, Vol. Com 18, # 4, August 1970.
- [9] - Keiser, G., "Optical Fiber Communications", McGraw-Hill, Inc., Second Edition, 1991.

# CAPÍTULO 6

## Simulação do Sistema

Neste capítulo apresentamos os resultados das simulações para o sistema proposto. Os modelos dos dispositivos apresentados no capítulo 5 e o modelamento do canal atmosférico para a faixa óptica são aplicados à ferramenta SIMNT, de onde são obtidos os resultados.

Estes resultados mostram o desempenho do sistema baseado na probabilidade de erro e também na margem do sistema, devido às variações de alguns parâmetros do canal. Procuramos mostrar resultados que venham caracterizar o canal atmosférico bem como a variação do desempenho com a mudança de algumas características do mesmo.

### 6.1 - Resultados

Na fig. 6.1 são mostradas as curvas de probabilidade de erro de acordo com a potência óptica recebida pelo fotodiodo para taxas de transmissão de 140 Mbps e 34 Mbps, caracterizando, assim, o desempenho do sistema de conversão óptico-elétrico.

A diferença entre o desempenho do circuito de recepção para as duas taxas deve-se, basicamente, à banda do filtro utilizado para cada uma das taxas. Para taxas mais altas utiliza-se filtros com maior banda, desta forma aumentando o nível de ruído no circuito de decisão e fazendo com que o desempenho do sistema caia.

Por comparação das duas curvas da fig. 6.1, verifica-se uma margem média de 3.1 (dB) entre as duas taxas. Ou seja, para que os dois sistemas apresentem o mesmo desempenho, é necessário que a potência óptica recebida pelo sistema operando em 140 Mbps seja 3.1 (dB) superior àquela recebida pelo sistema operando em 34 Mbps. No entanto, esta análise só é válida quando os dois sistemas trabalham nas mesmas condições e tenham as mesmas características, como por exemplo, mesmas características de atenuação, mesmas

dimensões das lentes, e até mesmo tenha sido usado a mesma sequência de bits na simulação. Ou seja, apenas a taxa de transmissão seja diferente e os correspondentes filtros.

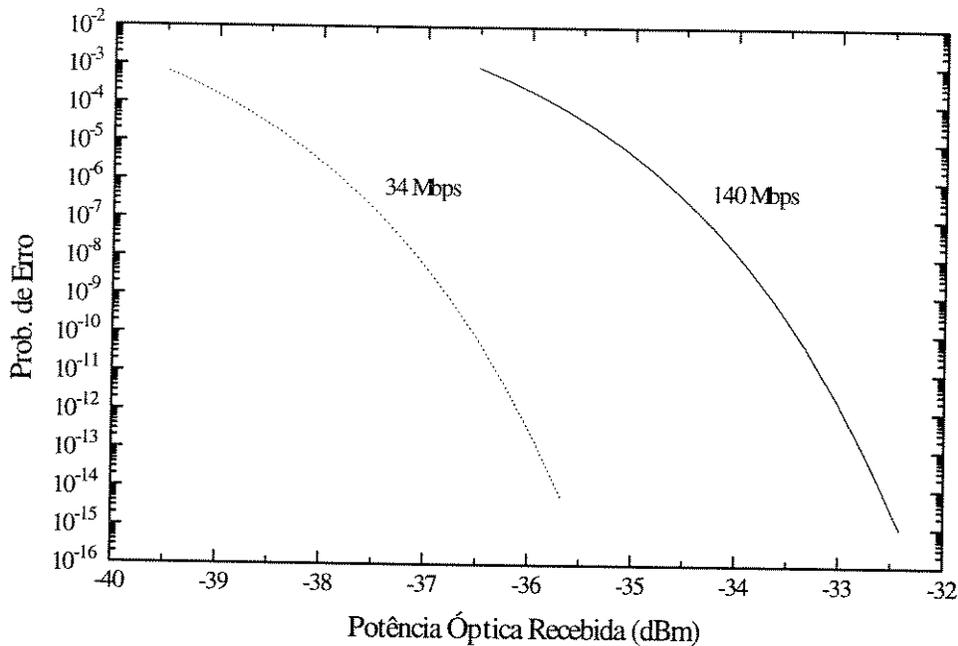


Fig. 6.1 - Probabilidade de erro versus potência óptica recebida.

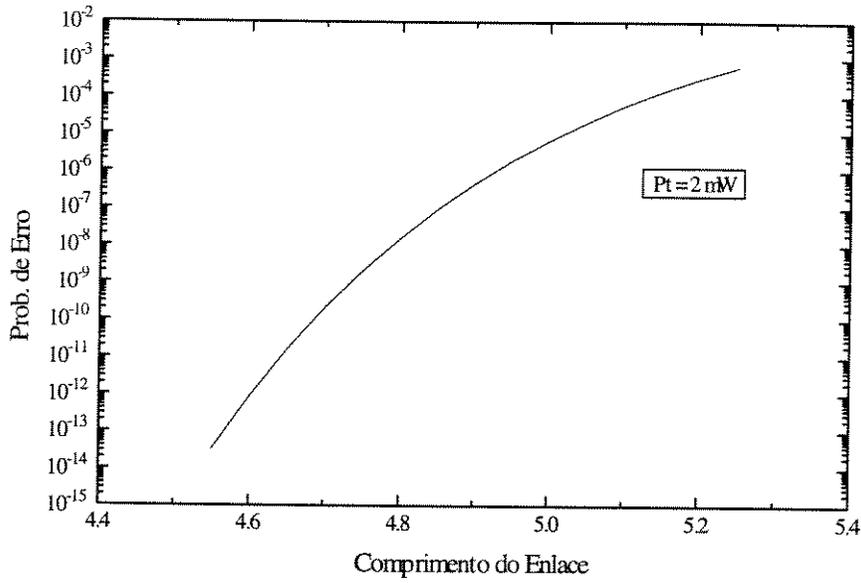
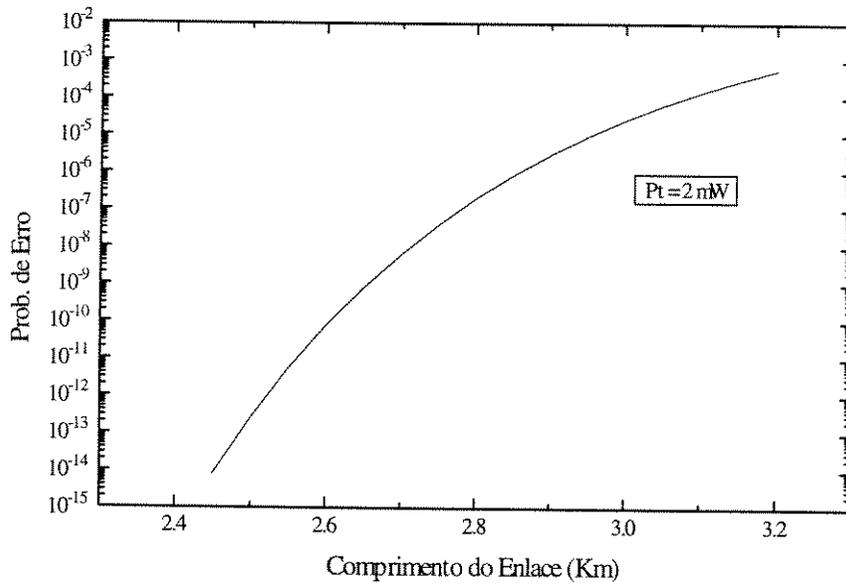
Todos os resultados que serão apresentados a seguir referem-se a taxa de transmissão de 140 Mbps. As figs. 6.2, 6.3 e 6.4 mostram o desempenho do sistema, de acordo com o comprimento do enlace, para uma potência de transmissão de 2 mW e taxa de transmissão de 140 Mbps. Estas figuras são referentes aos casos de fraco, médio e forte desvanecimento, respectivamente. Nas listas (6.1) e (6.2) são apresentados os parâmetros para o canal atmosférico. Para os outros dispositivos são mantidos os parâmetros listados no capítulo 5.

Fraco desvanecimento	Turbulência - $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-15} \text{ (m}^{-2/3}\text{)}$ Faixa virtual - $\nu = 20 \text{ (km)}$
Médio desvanecimento	Turbulência - $C_n^2 = 5 \cdot 10^{-14} \text{ (m}^{-2/3}\text{)}$ Faixa virtual - $\nu = 10 \text{ (km)}$
Forte desvanecimento	Turbulência - $C_n^2 = 1.5 \cdot 10^{-13} \text{ (m}^{-2/3}\text{)}$ Faixa virtual - $\nu = 5 \text{ (km)}$

Lista 6.1 - Parâmetros do canal atmosférico.

Raio do feixe -  $W_0 = 1$  (mm)  
Raio da lente Rx -  $W_L = 0.1$  (m)  
Umidade relativa - HR = 66 %

Lista 6.2 - Parâmetros do canal atmosférico

Fig. 6.2 - Probabilidade de erro *versus* comprimento do enlace para fraco desvanecimento.Fig. 6.3 - Probabilidade de erro *versus* comprimento do enlace para médio desvanecimento.

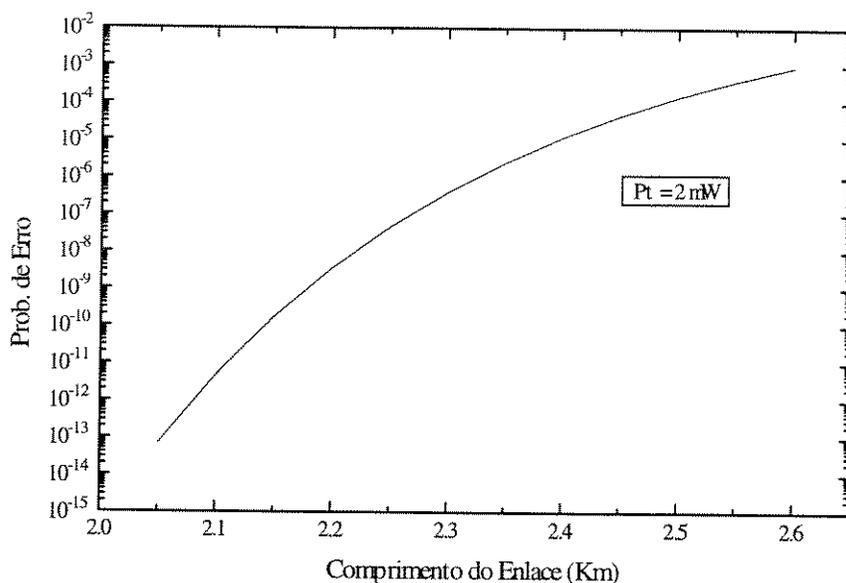


Fig. 6.4 - Probabilidade de erro *versus* comprimento do enlace para forte desvanecimento.

Nas três curvas anteriores, percebe-se que a probabilidade de erro aumenta bruscamente a partir de certos comprimentos do enlace com apenas pequenos acréscimos dos mesmos. Isto se deve principalmente à aproximação gaussiana usada para distribuição de intensidade do feixe e também ao modelo utilizado para cálculo da probabilidade de erro (Cap. 5 - seção 5.6). O raio do feixe aumenta com a distância e, à medida que a lente se torna bem menor que o raio do feixe, pequenas variações no raio do feixe provocam grandes variações de energia, pois é no centro do feixe que está concentrada a maior parte da energia.

As figs. 6.5, 6.6 e 6.7 mostram a potência de transmissão, de acordo com o comprimento do enlace, necessária para realizar uma probabilidade de erro de  $10^{-9}$ . Estas curvas referem-se aos casos de fraco, médio e forte desvanecimento do canal, respectivamente. Os parâmetros para o canal atmosférico são apresentados nas listas (6.1) e (6.2).

Nestas três curvas percebe-se que a medida que se faz incrementos iguais no comprimento do enlace, necessita-se de incrementos cada vez maiores na potência de transmissão para manter a probabilidade de erro em  $10^{-9}$ . Quando o desvanecimento torna-se maior, este efeito é ainda mais acentuado. Ou seja, para canal com maior desvanecimento a curva terá maior inclinação do que as curvas para as demais situações. Isto pode ser considerado como uma característica própria deste sistema.

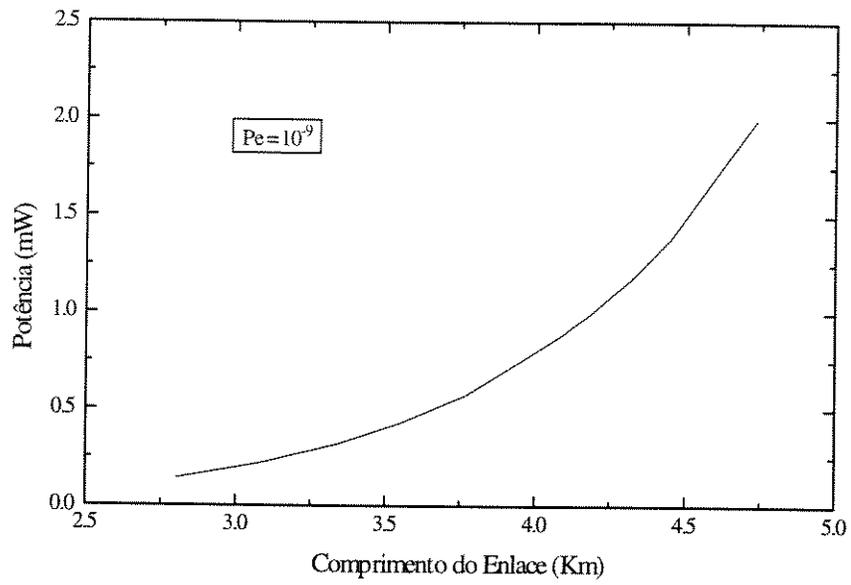


Fig. 6.5 - Potência de transmissão *versus* comprimento do enlace para fraco desvanecimento e  $Pe = 10^{-9}$ .

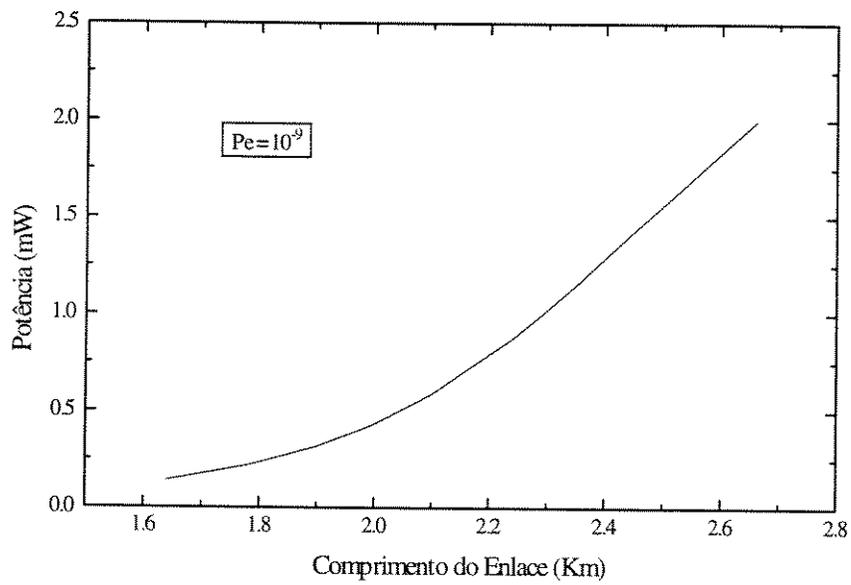


Fig. 6.6 - Potência de transmissão *versus* comprimento do enlace para médio desvanecimento e  $Pe = 10^{-9}$ .

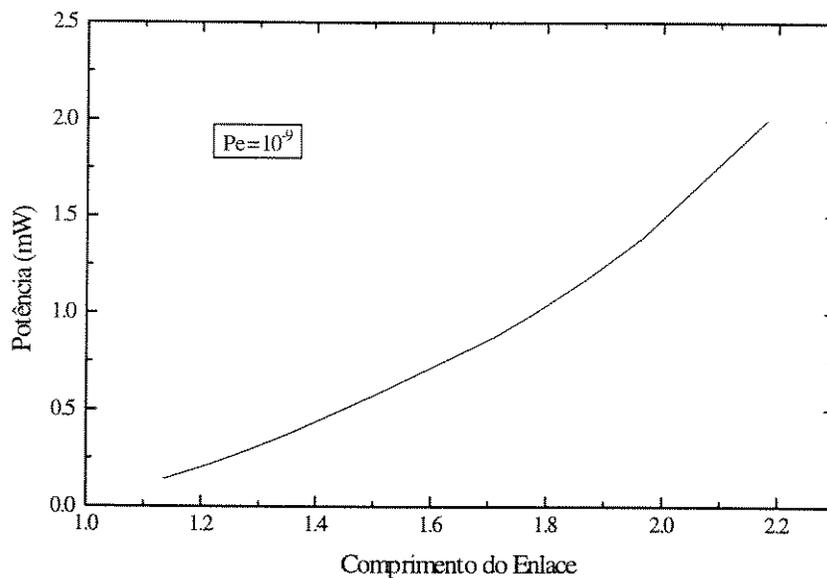


Fig. 6.7 - Potência de transmissão *versus* comprimento do enlace para forte desvanecimento e  $Pe = 10^{-9}$ .

Para uma mesma faixa de potência (0.15 mW a 2 mW), como apresentado nas figs. 6.5 a 6.7 obtemos uma menor variação do comprimento do enlace para o canal com forte desvanecimento do que nos demais. Isto é fácil de ser percebido, pois um canal com maior atenuação, dispondo da mesma variação de potência que um canal de menor atenuação, terá uma variação do comprimento do enlace menor para receber a mesma potência óptica na recepção.

A fig. 6.8 mostra a margem do sistema, de acordo com a variação da dimensão da lente de recepção, para realizar uma probabilidade de erro de  $10^{-9}$ . Para esta curva utilizamos os parâmetros apresentados na lista (6.2) e tomamos, como referência, o raio da lente  $WL = 0.1$  m, que é o ponto de 0 dB na curva. Esta curva independe da potência transmitida, pois o receptor foi colocado a uma distância tal a manter a probabilidade de erro em  $10^{-9}$  para o ponto de referência (0 dB). Verificamos também, por inspeção, que esta curva independe das características do canal. Para qualquer mudança nos parâmetros do sistema, faz-se necessário que o receptor seja reposicionado no ponto onde a probabilidade de erro seja  $10^{-9}$ . Por exemplo, se mudarmos na simulação o valor da turbulência, devemos recalcular a posição onde a probabilidade de erro seja  $10^{-9}$  e, neste ponto, esta curva pode ser aplicada para a avaliação da margem do sistema.

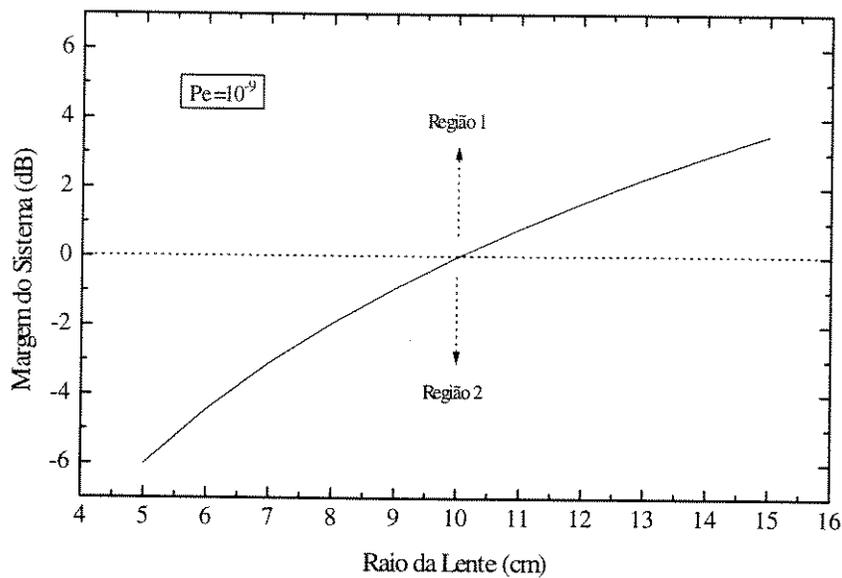


Fig. 6.8 - Margem do sistema *versus* raio da lente de recepção.

Nesta fig. 6.8, a região 1 representa uma região de excesso de potência transmitida para realizar uma probabilidade de erro de  $10^{-9}$ , pois houve um aumento na dimensão da lente e, conseqüentemente, um aumento na potência óptica recebida e, assim, a probabilidade de erro diminuindo. Por exemplo, se mudarmos a lente de  $WL = 0.10$  m para uma lente de  $WL = 0.12$  m, haverá um excesso de potência de 1.58 dB. Desta forma, podemos diminuir a potência de transmissão deste mesmo valor para que a probabilidade de erro permaneça em  $10^{-9}$ .

A região 2 representa a situação contrária à região 1, ou seja, uma região de excesso de perdas. Como diminuimos o tamanho da lente, a potência óptica recebida será menor e, conseqüentemente, haverá um aumento na probabilidade de erro. Por exemplo, se mudarmos a lente de  $WL = 0.10$  m para uma lente de  $WL = 0.08$  m, haverá um excesso de perdas de 1.94 dB. Desta forma, devemos aumentar a potência de transmissão deste mesmo valor para que a probabilidade de erro permaneça em  $10^{-9}$ .

É importante considerar que devido ao feixe gaussiano, a margem na região 2 é sempre maior que a margem na região 1, para a mesma variação da dimensão da lente. Como no exemplo dado anteriormente, se aumentarmos a dimensão da lente em 20 % ( $WL = 0.12$  m), podemos diminuir a potência de transmissão em 1.58 dB. No entanto, se diminuirmos a dimensão da lente dos mesmos 20 %, precisamos aumentar a potência de

transmissão em 1.94 dB. Esta situação é mais acentuada quando as variações da dimensão da lente são maiores.

Toda esta análise da fig. 6.8 só é válida, logicamente, quando a dimensão do feixe no ponto de recepção é maior que a dimensão da lente, e é o que ocorre para todos os comprimentos de enlace em questão.

A fig. 6.9 mostra a margem do sistema, de acordo com o raio do feixe de laser no ponto de transmissão, para realizar uma probabilidade de erro de  $10^{-9}$ . Para obtenção desta curva utilizamos o mesmo raciocínio feito para obtenção da curva anterior, onde agora tomamos como referência o raio do feixe  $W_0 = 1$  mm, que é o ponto de 0 dB na curva. Os demais parâmetros utilizados são apresentados na lista (6.2). Pelos mesmos motivos da curva anterior, esta curva não depende nem da potência transmitida e nem das demais características do canal.

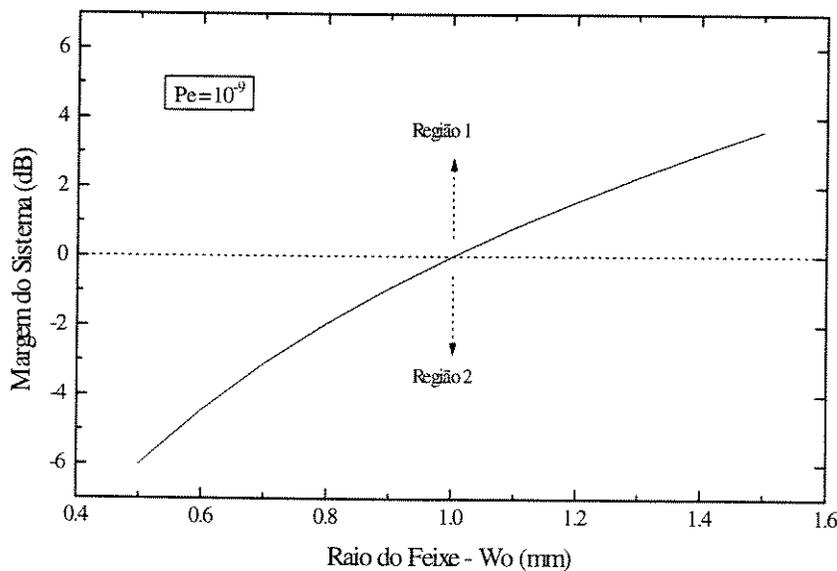


Fig. 6.9 - Margem do sistema *versus* raio do feixe.

Como na fig. 6.8, a região 1 representa uma região de excesso de potência transmitida e a região 2 uma região de excesso de perdas. Verificamos através da curva anterior, que se aumentarmos o raio inicial do feixe de laser conseguiremos uma melhoria no desempenho do sistema devido ao aumento da potência recebida. Este fato pode ser explicado através da equação (2.29) e da fig. 3.7.

A equação (2.29) mostra a expansão do feixe de laser com a distância. Para análise, a partir de certas distâncias correspondentes a campo distante, onde o feixe de laser é

divergente, os feixes que são lançados com maior raio terão menor expansão do que feixes que são lançados com menor raio. Desta forma, a densidade de potência no ponto de recepção será maior, o nível do sinal na recepção será maior e, conseqüentemente, melhor o desempenho.

A fig. 3.7 mostra que, para os comprimento de enlace em questão, o aumento do raio do feixe no ponto de transmissão faz com que o efeito da turbulência seja menor, provocando uma menor perda no enlace. Com os valores de  $W_0$  utilizados na fig. 6.9, assegura-se que este efeito acontece para comprimentos de enlace acima de 10 m ( $\Omega < 0.4$  na fig. 3.7). No entanto, cada vez que o comprimento do enlace aumenta, o efeito da turbulência para feixes com raios diferentes no ponto de transmissão, mas com valores próximos, será praticamente o mesmo. Desta forma, o efeito ilustrado na fig. 6.9 sofre maior influência da expansão do feixe do que da turbulência.

Da equação de expansão, nota-se que a margem na região 2 é sempre maior que a margem na região 1 para a mesma variação do raio do feixe em relação ao valor do raio de referência. Por exemplo, se aumentarmos o raio do feixe transmitido em 30 % ( $W_0 = 1.3$  mm) precisaremos diminuir a potência transmitida em 2.3 dB para que a probabilidade de erro permaneça em  $10^{-9}$ . No entanto, se diminuirmos o raio do feixe transmitido dos mesmos 30 % ( $W_0 = 0.7$  mm), precisaremos aumentar a potência transmitida em 3.1 dB.

Com os resultados apresentados anteriormente, buscamos mostrar o desempenho do sistema proposto para transmissão óptica pela atmosfera. Verificamos que, para os níveis de potência de transmissão analisados, pode-se fazer enlaces até uma faixa de 2.5 km, considerando o canal atmosférico de médio desvanecimento, que é o caso mais próximo das situações práticas. A situação de fraco desvanecimento não é comum. Já o caso de forte desvanecimento torna-se cada dia mais comum, principalmente nas grandes cidades onde o nível de poluição atmosférica vem aumentando.

Além de analisar o desempenho do sistema, buscamos também mostrar a forma que alguns parâmetros do sistema, como dimensões da lente, dimensão do feixe transmitido, etc, influenciam no funcionamento do mesmo.

Através das curvas mostradas anteriormente, podemos avaliar o desempenho do sistema sem a necessidade de que outras simulações sejam feitas. Por exemplo, se quisermos mudar a taxa de transmissão para 34 Mbps, basta verificarmos através da fig. 6.1 que este novo sistema tem uma folga de 3.1 dB em relação ao sistema de 140 Mbps. Então para utilizarmos os demais gráficos para o sistema de 34 Mbps, basta que usemos esta folga

calculada na fig. 6.1. Por exemplo, se quisermos determinar qual a potência de transmissão necessária para realizar uma probabilidade de erro de  $10^{-9}$  para um enlace de 2.18 km em um canal de forte desvanecimento e taxa de transmissão de 34 Mbps, basta utilizarmos a curva da fig. 6.7 para determinar a potência, para taxa de 140 Mbps, e utilizarmos a folga calculada através da fig. 6.1. Neste caso seria 2 mW - 3.1 dB (folga)  $\cong$  1 mW. Este resultado é coerente com o resultado obtido diretamente através de simulação.

Algumas considerações foram feitas na simulação para obtenção destes resultados. Consideramos, inicialmente, que o centro da lente de recepção coincide com o centro do feixe de laser. Na prática, podem ocorrer problemas relacionados ao desalinhamento do sistema, e que pode ser agravado principalmente devido ao efeito da turbulência. Isto ocorrendo, perdas adicionais serão inseridas ao sistema.

Outra consideração é que toda energia do feixe coletada pela lente de recepção seja focada no fotodiodo. Teoricamente, isto pode ser realizado através do posicionamento ideal do fotodiodo em relação a lente como mostrado no capítulo 2 (seção 2.4).

Consideramos, também, que não há incidência direta da luz ambiente sobre a lente, ou seja, que a posição da lente seja tal que os raios solares não sejam perpendiculares ao plano da lente. Altos níveis de luz ambiente, incidente sobre a lente, podem levar até mesmo à saturação do fotodiodo. Desta forma, cuidados a níveis práticos devem ser observados quanto ao posicionamento do sistema.

# Conclusões

Neste trabalho apresentamos um modelo de sistema de transmissão óptica pela atmosfera e ,através de simulação computacional, analisamos o seu desempenho baseado no cálculo da probabilidade de erro. Para esta análise, buscamos variar algumas características do canal e verificar o comportamento do sistema devido a estas variações. Para esta simulação, cada dispositivo ou bloco foi modelado através de um equacionamento matemático adequado. O canal atmosférico foi o dispositivo estudado com maior rigor e os efeitos de turbulência, absorção e espalhamento foram considerados no seu modelamento.

Fizemos uma análise da propagação de feixe no espaço livre, mostrando sua expansão ou alargamento à medida que ele se propaga. Este efeito é de grande importância, pois, com o aumento da distância, a densidade de potência diminui, provocando, desta forma, perdas consideráveis na recepção. Por este motivo, utilizamos uma lente no sistema de recepção com o objetivo de aumentar a área do receptor e, conseqüentemente, aumentar o nível de potência recebida pelo fotodiodo.

Estudamos o efeito da absorção devido aos constituintes moleculares da atmosfera, principalmente aquele provocado pelo vapor de água, e também o efeito do espalhamento devido às partículas, para o qual considerou-se apenas o espalhamento Mie. Estes efeitos tendem a provocar uma degradação no sistema através da atenuação do sinal. Já o efeito da turbulência provoca variações nas propriedades eletromagnéticas, forma e direção de propagação do feixe, caracterizando, assim, alguns outros tipos de degradações no sistema, como por exemplo, cintilação de amplitude da seção transversal do feixe, expansão do feixe superior à expansão que ocorre no espaço livre, etc.

Fizemos, também, uma análise das janelas de transmissão óptica para o canal atmosférico, onde foram considerados os efeitos da turbulência atmosférica, absorção e espalhamento. Fizemos comparações entre quatro comprimentos de onda, sendo que três destes são os comprimentos de onda dos *lasers* de maior utilização comercial. A janela de transmissão mais apropriada para um determinado sistema vai depender do efeito, turbulência, absorção ou espalhamento, que é predominante no enlace em questão. A intensidade de cada um destes efeitos pode levar à escolha de janelas de transmissão

diferentes. Por este motivo, um estudo rigoroso das características do canal atmosférico deve ser feito para cada enlace de modo que a escolha da janela de transmissão óptica seja a mais apropriada.

Os resultados gerados na simulação do sistema de transmissão óptica pela atmosfera permitiram uma avaliação do desempenho do sistema, e também de como este pode ser modificado através das variações dos parâmetros do canal. Devido à alta atenuação do canal atmosférico, o alcance médio para este tipo de sistema é baixo, no entanto, pode-se conseguir enlaces com maior alcance através, por exemplo, do aumento da potência transmitida, aumento da dimensão da lente de recepção ou, até mesmo, com o aumento do raio do feixe transmitido, sendo este último verdadeiro apenas em algumas situações.

Em todos os resultados obtidos, consideramos o canal atmosférico como um meio homogêneo, caracterizando, assim, que em todo o enlace a constante de estrutura para índice de refração tivesse o mesmo valor. Através do equacionamento do capítulo 3, verificamos que a turbulência atua de forma diferente quando analisada próxima ao transmissor ou próxima ao receptor. Por exemplo, consideremos um enlace entre dois pontos A e B onde em cada um destes pontos exista um transmissor e um receptor. Consideremos que, próximo ao ponto A, exista uma região de alta turbulência. Desta forma, o enlace entre os pontos A e B será afetado pela turbulência de forma diferente do enlace entre os pontos B e A, assim caracterizando desempenhos diferentes para cada sentido do enlace.

Perdas adicionais àquelas que já descrevemos podem ocorrer devido ao efeito da chuva. Este efeito não foi aqui estudado, mas já adiantamos que é de grande importância e que pode até mesmo, em algumas condições, levar à inviabilidade de utilização deste sistema. Estamos estudando este efeito e isto fica como proposta de trabalhos futuros. Outra proposta, consiste em estudarmos o efeito da variação da direção de propagação, ou linha de visada, para que possamos caracterizar o sistema de forma a se aproximar ainda mais de condições práticas, da mesma forma que fizemos na pesquisa dos parâmetros envolvidos na simulação. Grande parte dos parâmetros envolvidos foram pesquisados na literatura, no entanto, alguns deles foram dados obtidos através de manuais de fabricante, dados práticos.

“ No passado, grande ênfase foi dada à pesquisa, projeto e desenvolvimento de vários dispositivos e sistemas infravermelho, principalmente para aplicações militares. Porém, para o futuro, a tendência é que o uso da tecnologia do infravermelho seja de igual ou de maior ênfase no setor comercial, onde ambas as aplicações *indoor* e *outdoor* são possíveis. A disponibilidade comercial de diodos especiais tem aberto a possibilidade de se produzir aplicações de comunicação óptica via atmosfera para transmissão de voz, dados e vídeo. É esperado que a tecnologia de comunicação infravermelho venha a ser o principal campo das aplicações fotônicas no século 21.”

Chris J. Georgopoulos

“Impact of Infrared Technology to Wireless Communications”

Proceedings of Spie, June 1995, Vol. 2426, pg. 584-595

9th Meeting on Optical Engineering in Israel.