

Cintilação em Ondas Milimétricas na Faixa de Absorção do Oxigênio — Funções Densidade Espectral Temporal

Luiz A. R. da Silva Mello e Carlos Gustavo S. Migliora

Este trabalho apresenta um estudo teórico-experimental dos efeitos observados, durante condições de turbulência atmosférica, no sinal recebido em enlaces em visibilidade operando em frequências sujeitas à absorção por gases na faixa de ondas milimétricas. É desenvolvido um modelo teórico que permite caracterizar a cintilação em termos de funções densidade espectral temporal e das variâncias de amplitude e fase. Verifica-se que os modelos encontrados na literatura para efeitos de cintilação em faixas de frequência em que o mecanismo de absorção pode ser desprezado constituem-se num caso particular da presente teoria.

Os resultados teóricos são comparados com medidas de flutuações de amplitude e fase diferencial realizadas em dois enlaces experimentais operando nas frequências de 55,5 e 36,1 GHz, compartilhando um mesmo percurso de 4,1 km.

1. Introdução

O sinal recebido num enlace eletromagnético em visibilidade é composto por um campo médio ou coerente e uma componente flutuante, ou campo incoerente. O campo coerente depende das características médias do meio de propagação enquanto que o campo incoerente está associado às variações aleatórias espaço-temporais dos parâmetros do meio (turbulência). A intensidade das flutuações, comumente denominadas cintilações, da amplitude e da fase do sinal recebido, dependem da frequência de propagação, da distância entre o transmissor e o receptor e das condições da troposfera. Na faixa de microondas o efeito de cintilação pode, em geral, ser desprezado, mas representa uma séria limitação ao projeto de enlaces rádio em visibilidade operando em frequências óticas.

Na faixa de ondas milimétricas, em condições de turbulência atmosférica, a cintilação observada em ligações em visibilidade é suficientemente intensa para merecer um estudo detalhado, não só para a avaliação de seus efeitos no desempenho de sistemas, como também por representar uma ferramenta importante em técnicas de sensoriamento remoto [1]-[5].

Os autores são Professores do Centro de Estudos em Telecomunicações da PUC/Rio, 22453, Rio de Janeiro, RJ.

A turbulência atmosférica é caracterizada pela formação e movimentação de massas de ar sob diferentes condições de temperatura e pressão e com diferentes velocidades de deslocamento, provocadas pelo aquecimento não uniforme da troposfera, pela ação do sol e do solo, e pela ação do vento. Numa atmosfera turbulenta o índice de refração comporta-se como um campo aleatório variante no tempo.

Os fundamentos da teoria de propagação em meios aleatórios foram estabelecidos por Chernov[6] e Tatarski[7] e [8]. Estes resultados foram posteriormente refinados por Ishimaru [9] — [11], que estendeu os tratamentos anteriores, limitados ao caso da propagação de ondas planas, para incluir os casos de ondas esféricas e feixes colimados, convergentes e divergentes. Todos estes trabalhos desprezavam o efeito da absorção por gases, considerando o índice de refração da atmosfera como um campo aleatório real.

A influência da absorção foi introduzida inicialmente por Izyumov [12], que resolveu a equação de onda para um índice de refração complexo. Gurvich [13] obteve soluções assintóticas para as densidades espectrais temporais das flutuações de amplitude e de fase de uma onda monocromática, problema também tratado por Armand et alii [14], Ott [15], e Ott e Thompson [16]. Estes últimos obtiveram ainda soluções numéricas para as integrais que representam estas funções. Mais recentemente, um tratamento teórico bastante consistente, porém limitado à determinação das funções correlação espacial das flutuações de amplitude e de fase, foi apresentado por Manning et alii [17].

Na área experimental, Janes et alii [18] realizaram medidas da densidade espectral de amplitude e fase em 9,6 e 34,5 GHz. Trabalho semelhante foi desenvolvido por Ho et alii [19] em 36 e 110 GHz, para as flutuações de amplitude. Em frequências sujeitas à absorção por gases, os principais resultados experimentais são devidos a Armand et alii [20], que realizaram medidas na faixa de 60 GHz e a Jayasuryia et alii [21] e Medeiros Filho et alii [22], na faixa de 55 GHz.

Neste trabalho, a formulação de Ishimaru [10] é estendida de modo a incluir os efeitos da absorção por gases atmosféricos, com a suposição de que o índice de refração da troposfera é um campo aleatório complexo variante no tempo. A partir da solução da equação de onda pelo método de Rytov, e utilizando representações espectrais para as flutuações das partes real e imaginária do índice de refração, são obtidas as funções correlação cruzada em espaço e frequência da log-amplitude e fase da onda propagante, num desenvolvimento semelhante ao apresentado no trabalho de Manning et alii [17]. Através da aplicação da hipótese do congelamento de Taylor [10], estas funções são convertidas do domínio espacial para o temporal. A transformada de Fourier, em relação à variável tempo, das funções correlação cruzada em frequência e tempo resultantes fornece funções densidade coespectral

temporal das flutuações de amplitude e de fase. As soluções analíticas obtidas são gerais e reproduzem resultados particulares obtidos por integração numérica [16] bem como a solução de Ishimaru [10] para o caso sem perdas quando se faz a parte imaginária do índice de refração igual a zero. Além disso, as aproximações assintóticas destas soluções coincidem com os resultados encontrados na literatura [13]-[16].

Os resultados teóricos obtidos são ainda comparados com dados, obtidos em medidas de amplitude e fase diferencial realizadas em dois enlaces experimentais, compartilhando um mesmo percurso, operando nas frequências de 55,5 GHz, na banda de absorção do oxigênio, e 36,1 GHz, uma janela de absorção do espectro. Para permitir a comparação entre resultados teóricos e experimentais foram realizadas, paralelamente às medidas de amplitude e fase do sinal recebido em cada enlace, medidas de parâmetros meteorológicos: temperaturas de bulbo seco e bulbo úmido, pressão barométrica, velocidade e direção do vento.

2. Caracterização da Atmosfera

Em problemas de propagação eletromagnética na faixa de microondas a atmosfera é usualmente modelada por um índice de refração real que varia com a altura mas é constante na direção horizontal no plano do enlace. Em faixas de ondas milimétricas sujeitas à absorção por gases, os efeitos observados no sinal recebido podem ser explicados modelando-se o índice de refração da troposfera na forma

$$n(r, f, t) = 1 + n_1(r, f, t) + i[m_0(r, f, t) + m_1(r, f, t)] \quad (1)$$

onde r é o vetor posição e

$$m_0(r, f, t) = \langle \text{Im}[n(r, f, t)] \rangle \quad (2)$$

com $\text{Im}\langle \cdot \rangle$ denotando a parte imaginária da quantidade entre colchetes e $\langle \cdot \rangle$ denotando a média espacial no volume considerado. Os termos n_1 e m_1 representam as flutuações das partes real e imaginária do índice de refração em condições de turbulência atmosférica.

O termo m_0 está associado à atenuação provocada pela absorção por gases. A Fig. 1 mostra curvas da atenuação específica devida ao oxigênio e ao vapor d'água de uma onda plana em propagação numa atmosfera homogênea em condições normais de temperatura e pressão. As faixas de frequências em que a atenuação específica total é muito reduzida são denominadas janelas atmosféricas, e a parte imaginária do índice de refração pode af

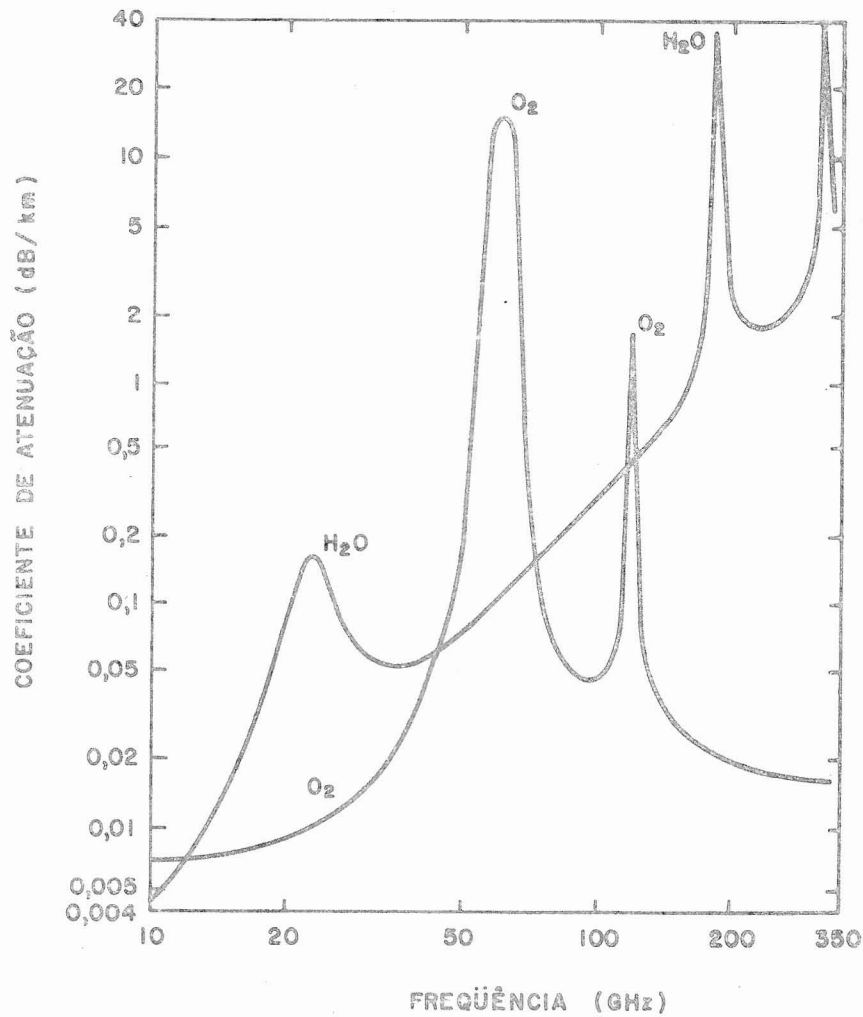


Figura 1. Absorção atmosférica devida ao oxigênio e ao vapor d'água.

ser desprezada ($m_0 \approx 0$, $m_1 \approx 0$). Nas demais regiões do espectro o comportamento de m_0 é, em geral, caracterizado por modelos empíricos. Neste trabalho, para frequências em torno do pico de absorção pelo oxigênio, em 60 GHz, será empregado o modelo de Ott e Thompson [21], segundo o qual

$$m_o(f, t) = \frac{20,4624 \times 10^{-6}}{15,3664 + (60 - f)^2} \left[\frac{P_d}{P_o} \right]^{x(f)} \left[\frac{T_o}{T} \right]^{y(f)} \quad (3)$$

onde f é a frequência em GHz, P_d a pressão média do ar seco em mbar, T a temperatura média em Kelvin (K), $P_0 = 1013,25$ mbar e $T_0 = 300$ K. Os expoentes $x(f)$ e $y(f)$ são parâmetros cujos valores foram determinados empiricamente por Ott e Thompson [23] para algumas frequências.

No desenvolvimento a ser apresentado na Seção 3 serão utilizadas representações espectrais bidimensionais [12] para os termos de flutuação n_1 e m_1 . Admitindo-se que o índice de refração da atmosfera é um campo aleatório homogêneo e isotrópico, estas representações têm a forma

$$n_1(\mathbf{r}) = n_1(x, \rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\mathbf{K}_\rho \cdot \rho} d\nu_n(x, K_\rho) \quad (4)$$

$$m_1(\mathbf{r}) = m_1(x, \rho) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\mathbf{K}_\rho \cdot \rho} d\nu_m(x, K_\rho) \quad (5)$$

onde $\mathbf{K}_\rho = K_y \hat{y} + K_z \hat{z}$, $\rho = y \hat{y} + z \hat{z}$ e $\mathbf{r} = x \hat{x} + \rho$, com \hat{x} , \hat{y} e \hat{z} denotando os vetores unitários nas direções x , y , z e K_y e K_z denotando as frequências espaciais de flutuação nas direções y e z . A dependência de n_1 e m_1 com a frequência e o tempo foi, por simplicidade, omitida em (4) e (5).

As funções correlação das amplitudes espectrais aleatórias $d\nu_n$ e $d\nu_m$ atendem a relações da forma

$$\langle d\nu_i(x', K_{\rho_1}) d\nu_j(x'', K_{\rho_2}) \rangle = F_{ij}(|x' - x''|, K_{\rho_1}) \delta(K_{\rho_1} - K_{\rho_2}) dK_{\rho_1} dK_{\rho_2} \quad (6)$$

para $i=n, m$ e $j=n, m$. As funções F_{ij} são denominadas densidades espectrais bidimensionais e relacionam-se com as densidades espectrais tridimensionais $\Phi_{ij}(K)$ através da relação

$$\Phi_{ij}(K) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(iK_x x) F_{ij}(|x|, K_\rho) dx \quad (7)$$

para $x = x' - x''$, $K = K_x \hat{x} + K_\rho$, $K = |K|$, $i=n, m$ e $j=n, m$, com K_x denotando a frequência espacial de flutuação na direção x . É comumente aceito que, em condições de turbulência atmosférica, as flutuações das partes real e imaginária do índice de refração podem ser caracterizadas pelo espectro de Kolmogorov [24], dado por

$$\Phi_{nn}(K) = \Phi_n(K) = C_n^2 K^{-11/3} \quad (8)$$

$$\Phi_{mm}(K) = \Phi_m(K) = C_m^2 K^{-11/3} \quad (9)$$

$$\Phi_{mn}(K) = \Phi_{nm}(K) = C_{nm} K^{-11/3} \quad (10)$$

para $2\pi/L_0 < K < 2\pi/\ell_0$, onde L_0 e ℓ_0 são, respectivamente, os tamanhos de escala externo e interno da turbulência. Esta faixa de valores de K é denominada sub-faixa inercial.

As constantes de estrutura das partes real (C_n^2) e imaginária (C_m^2) do índice de refração e a constante de estrutura cruzada (C_{nm}) dependem do comportamento estatístico da pressão, temperatura e pressão de vapor d'água na atmosfera. Seguindo o modelo de Hill et alii [25], e utilizando dados de medidas, Medeiros Filhos [26] obteve as seguintes relações semi-empíricas entre as constantes de estrutura

$$\frac{C_m^2}{C_n^2} = \nu^2 \left[\frac{1 + 0,4\sigma_{eT}/\sigma_T^2 + 0,04\sigma_e^2/\sigma_T^2}{1 - 7,0\sigma_{eT}/\sigma_T^2 + 12,25\sigma_e^2/\sigma_T^2} \right] \quad (11)$$

$$\frac{C_{nm}}{C_n^2} = \nu \left[\frac{1 - 3,3\sigma_{eT}/\sigma_T^2 - 0,7\sigma_e^2/\sigma_T^2}{1 - 7,0\sigma_{eT}/\sigma_T^2 + 12,25\sigma_e^2/\sigma_T^2} \right] \quad (12)$$

$$\nu = 1,93 \times 10^4 m_0 \left[\frac{\langle T \rangle}{\langle P \rangle + 9620 \langle e \rangle / \langle T \rangle} \right] \quad (13)$$

onde σ_e^2 , σ_T^2 , $\langle e \rangle \langle T \rangle$ são respectivamente as variâncias e médias da pressão de vapor d'água e da temperatura absoluta, σ_{eT} a covariância entre estas duas variáveis, e $\langle P \rangle$ o valor médio da pressão na atmosfera.

3. Funções Correlação Cruzada das Log-Flutuações de Amplitude e das Flutuações de Fase

Numa atmosfera turbulenta a constante dielétrica é um campo aleatório variante no tempo $\epsilon_r(r,t)$. Expressando o campo elétrico associado a uma onda em propagação neste meio na forma

$$E(r, t) = E'(r, t) \exp(-i2\pi ft) \quad (14)$$

onde f é a frequência de propagação e a dependência espaço-temporal de $E'(r,t)$ está associada ao comportamento aleatório do meio, a equação de onda se escreve na forma

$$\nabla^2 E' + k^2 \epsilon_r E' = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon_r E') - 2i \frac{k}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\epsilon_r E') - \nabla [E' \cdot \nabla (\ln \epsilon_r)] \quad (15)$$

onde c é a velocidade de propagação da onda e $k=2\pi f/c$. Os termos envolvendo derivadas em relação ao tempo de $\epsilon_r E$ podem ser desprezados na equação acima desde que se tenha

$$\epsilon_r \gg \frac{1}{(2\pi f)^2} \frac{\partial^2 \epsilon_r}{\partial t^2} - i \frac{\partial \epsilon_r}{\partial t} \quad (16)$$

Isto equivale a considerar que a taxa de variação temporal da estrutura da troposfera é muito pequena em relação à frequência de oscilação da onda, o que efetivamente ocorre para a propagação na faixa de ondas milimétricas. Além disto, pode ser demonstrado [17] que o último termo da equação, denominado termo de despolarização, pode ser desprezado quando o comprimento de onda é muito menor que o tamanho de escala interno da turbulência λ_0 que, para a atmosfera, é da ordem de 1 cm. Assim, para frequências na faixa de ondas milimétricas ou superiores, a equação de onda pode ser aproximada por

$$\nabla^2 E'(r) + k^2 n^2(r) E'(r) = 0 \quad (17)$$

onde $n(r) = \sqrt{\epsilon_r(r)}$ é dado por (1).

Considerando a transmissão de uma onda plana linearmente polarizada, a equação escalar de onda correspondente pode ser resolvida pelo método de Rytov, expressando o fasor campo elétrico na forma

$$E'(r) = \exp[\psi_0 + \psi_f] \quad (18)$$

onde $\exp(\psi_0)$ representa o campo na ausência de turbulência e $\exp(\psi_f)$ representa um termo aleatório associado às flutuações do índice de refração. A primeira aproximação de ψ_f , denotada ψ_1 , obtida pelo método das perturbações suaves é da forma [17]

$$\psi_1 = \chi + i S_1 \quad (19)$$

com

$$\chi(k, x, \rho) = \int_0^x dx' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [H_1(x', k, K_\rho, \rho) d\nu_n(x', K_\rho) - H_2(x', k, K_\rho, \rho) d\nu_m(x', K_\rho)] \quad (20)$$

$$\chi_1(k, x, \rho) = \int_0^x dx' \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [H_1(x', k, K_\rho, \rho) d\nu_m(x', K_\rho) + H_2(x', k, K_\rho, \rho) d\nu_n(x', K_\rho)] \quad (21)$$

onde

$$\chi_1(x', k, K_\rho, \rho) = e^{iK_\rho \cdot \rho} \operatorname{Re}[H(x', k, K_\rho)] \quad (22)$$

$$\chi_2(x', k, K_\rho, \rho) = e^{iK_\rho \cdot \rho} \operatorname{Im}[H(x', k, K_\rho)] \quad (23)$$

$$H(x', k, K_\rho) = ik \exp \left[\frac{-i K_\rho^2 (x - x')}{2k(1 + im_0)} \right] \quad (24)$$

onde foram empregadas representações nas formas apresentadas em (4) e (5) para as flutuações das partes real e imaginária do índice de refração.

A função χ é denominada log-flutuação de amplitude do sinal e é igual ao logaritmo da razão entre as amplitudes do campo em condições de turbulência atmosférica e numa atmosfera homogênea. Analogamente, S_1 é a diferença entre as fases dos campos nestas duas situações.

As funções correlação cruzada em espaço e frequência de χ e S_1 são definidas por

$$B_\chi(k_1, k_2, \rho_1, \rho_2) = \langle \chi(k_1, x_1, \rho_1) \chi(k_2, x_2, \rho_2) \rangle \quad (25)$$

$$B_S(k_1, k_2, \rho_1, \rho_2) = \langle S_1(k_1, x_1, \rho_1) S_1(k_2, x_2, \rho_2) \rangle \quad (26)$$

De (20) até (26), empregando (6) e (7) e a transformação de variáveis $\eta = (x_1 + x_2) / 2$ e $\xi = x_1 - x_2$ com as aproximações discutidas em [12], chega-se a

$$B_{\chi, S}(k_1, k_2, \rho_1, \rho_2) = 2\pi^2 \int_0^x d\eta \int_0^\infty dK \operatorname{Re} \left\{ J_0(k\rho) H(\eta, k_1, K) H(\eta_1, k_2, K) \right\}$$

$$f_3(k_1, k_2, K) = \frac{2}{LK^2} \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{b} \left[e^{bLK^2} - 1 \right] \right\} \quad (30b)$$

com

$$a = - \left[\frac{i}{k_q} + \frac{m_0}{k_p} \right] \quad (31)$$

$$b = \frac{-1}{k_p} (i + m_0) \quad (32)$$

$$m_0 = \frac{m_0(k_1)k_2 + m_0(k_2)k_1}{k_1 + k_2} \quad (33)$$

$$k_q = \frac{2k_1 k_2}{k_2 - k_1} \quad (34)$$

$$k_p = \frac{2k_1 k_2}{k_2 + k_1} \quad (35)$$

4. Funções Densidade Coespectral de Potência

As funções densidade coespectral de potência das log-flutuações de amplitude e das flutuações de fase do sinal recebido são transformadas de Fourier das funções correlação cruzada definidas na seção anterior, sendo dadas por

$$W_{\chi_S}(k_1, k_2, \omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} B_{\chi_S}(k_1, k_2, \tau) e^{i\omega\tau} d\tau \quad (36)$$

Das expressões (29) a (36), empregando (8) a (10) e considerando a ordem de grandeza de m_0 , tem-se [27]

$$W_{\chi_S}(k_1, k_2, \omega) = 0,132 \pi^{5/2} k_1 k_2 L v^{5/3} \omega^{-14/3} \left\{ (C_n^2 + C_m^2) \cdot \right.$$

$$\left. \left[\frac{A}{C^2} U_1(Z_A) + \frac{m_0 B}{C^2} \left[\frac{\Gamma(7/3)}{\Gamma(17/6)} - U_R(Z_A) \right] \right] \right\}$$

$$\mp (C_n^2 - C_m^2) \frac{U_l(Z_B)}{B} \pm \frac{C_{nm}}{B} \left[\frac{\Gamma(7/3)}{\Gamma(17/6)} - U_R(Z_B) \right] \quad (37)$$

onde

$$Z_A = (m_0 B - iA) \omega^2 \quad (38)$$

$$Z_B = (m_0 B - iB) \omega^2 \quad (39)$$

$$U_R(Z) = \operatorname{Re} [e^Z U(1/2, -4/3, Z)] \quad (40)$$

$$U_l(Z) = \operatorname{Im} [e^Z U(1/2, -4/3, Z)] \quad (41)$$

$A=L/(K_q v^2)$, $B=L/(K_p v^2)$ e U é a função de Kummer cuja representação integral é dada por

$$U(a, b, Z) = \frac{e^Z}{\Gamma(a)} \int_1^\infty e^{-Zt} t^{b-a-1} (t-1)^{a-1} dt \quad (42)$$

A fim de visualizar o comportamento das soluções dadas por (37) é conveniente desenvolver aproximações para valores extremos de ω . Duas regiões do espectro são de especial interesse e serão consideradas a seguir.

a) Região de baixas frequências

$$A\omega^2 < B\omega^2 \ll 1$$

Aplicando-se expressões assintóticas da função de Kummer [28] em (37), tem-se [27] que, para $B\omega^2 \ll 1$, $W_X(k_1, k_2, \omega)$ se escreve

$$W_X^0(k_1, k_2, \omega) = k_1 k_2 L v^{5/3} \left\{ [1,69C_n^2 (B^{4/3} \operatorname{sen}\theta_B - AC^{1/3} \operatorname{sen}\theta_A)] + 2,19 (2C_m^2 + m_0 C_{nm}) \omega^{-8/3} \right\} \quad (43)$$

enquanto $W_S(k_1, k_2, \omega)$ se escreve

$$W_S^0(k_1, k_2, \omega) = 2,19 k_1 k_2 L v^{5/3} (2C_n^2 - m_0 C_{nm}) \omega^{-8/3} \quad (44)$$

onde $\theta_B = 7/3 \tan^{-1} (-1/m_0)$ e $\theta_A = 7/3 \tan^{-1} (-A/m_0 B)$.

Para $k_1=k_2=k$ e $m_0=C_m^2=C_{nm}=0$, (43) reduz-se ao resultado já obtido por Ishimaru [9] para o caso monocromático sem absorção.

b) Região de altas frequências

$$A\omega^2 \ll 1, \quad B\omega^2 \gg 1$$

A região de altas frequências é definida desta forma, uma vez que, para bandas de frequências de interesse prático, a região $A\omega^2 \gg 1$ corresponde a frequências de flutuação em que as densidades espectrais de potência são desprezíveis, confundindo-se com o nível de ruído do equipamento receptor. Uma vez mais, empregando-se expressões assintóticas para a função de Kummer [28], obtém-se para $B\omega^2 \gg 1$ e $A\omega^2 \ll 1$,

$$W_S^\infty(k_1, k_2, \omega) = 2,19 k_1 k_2 L v^{5/3} (C_n^2 + C_m^2) \omega^{-8/3} \quad (45)$$

Note-se que (44) coincide com o resultado obtido por Ishimaru para o caso sem perdas, quando $C_m^2=0$.

O comportamento dos espectros de amplitude e fase, juntamente com suas aproximações assintóticas nas regiões de altas e baixas frequências é mostrado nas **figuras 2 até 4**. Em ambos os casos foram admitidos valores de $C_n^2 = 1 \times 10^{-12}$, com $C_m^2 = 1 \times 10^{-12}$ e $C_{nm} = 1 \times 10^{-15}$, comprimento de enlace $L = 10 \text{ km}$ e velocidade transversal do vento $v = 5 \text{ m/s}$. A **Fig. 2** apresenta estas funções para $f_1 = 55 \text{ GHz}$ e $f_2 = 60 \text{ GHz}$. A **Fig. 3** corresponde a $f_1 = f_2 = 60 \text{ GHz}$. Observa-se que, neste caso, as diferenças entre a solução exata e a aproximação dada pelas assíntotas é desprezível. A **Fig. 4** mostra as mesmas funções para $f_1 = f_2 = 36 \text{ GHz}$, frequência em que a absorção por gases é desprezível. A comparação entre os espectros das **figuras 3 e 4** indica que o mecanismo de absorção não influencia o comportamento do espectro das flutuações de fase mas provoca um significativo aumento nas flutuações lentas de amplitude (região de baixas frequências do espectro). Esta conclusão pode ser generalizada examinando-se as aproximações assintóticas do espectro dadas por (43) a (45). Uma vez que, na prática, $m_0 C_{nm} \ll C_m^2 \ll C_n^2$, quaisquer que sejam as características da turbulência, as assíntotas de altas frequências

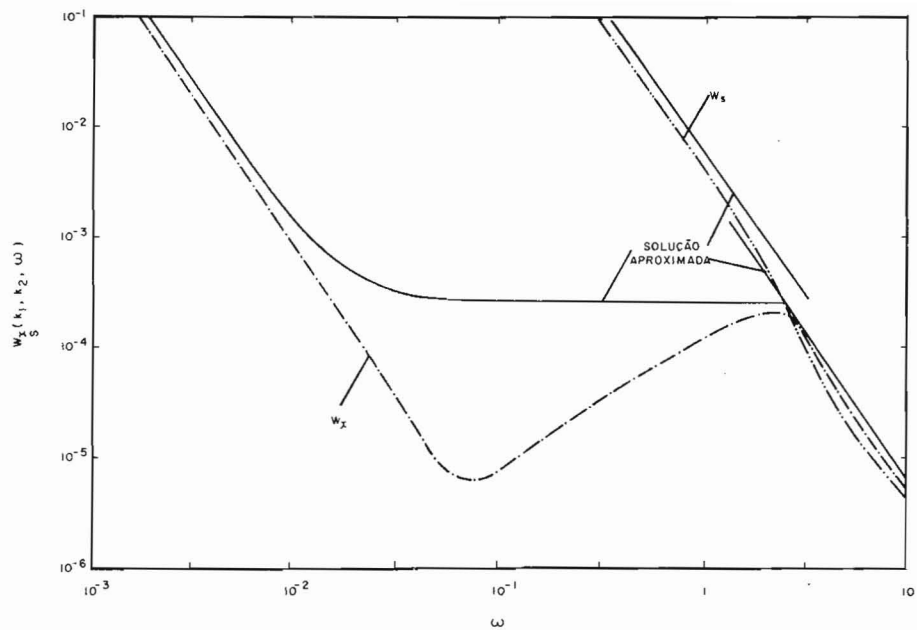


Figura 2. Funções densidade espectral temporal para o caso com absorção ($f_1 = 55$ GHz, $f_2 = 60$ GHz).

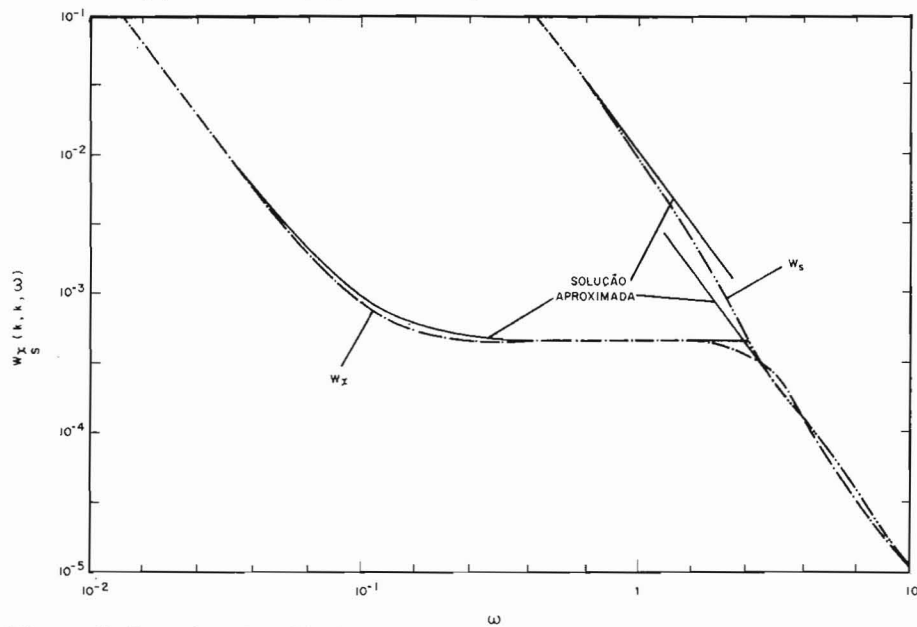


Figura 3. Funções densidade espectral temporal para o caso com absorção ($f_1 = f_2 = 60$ GHz).

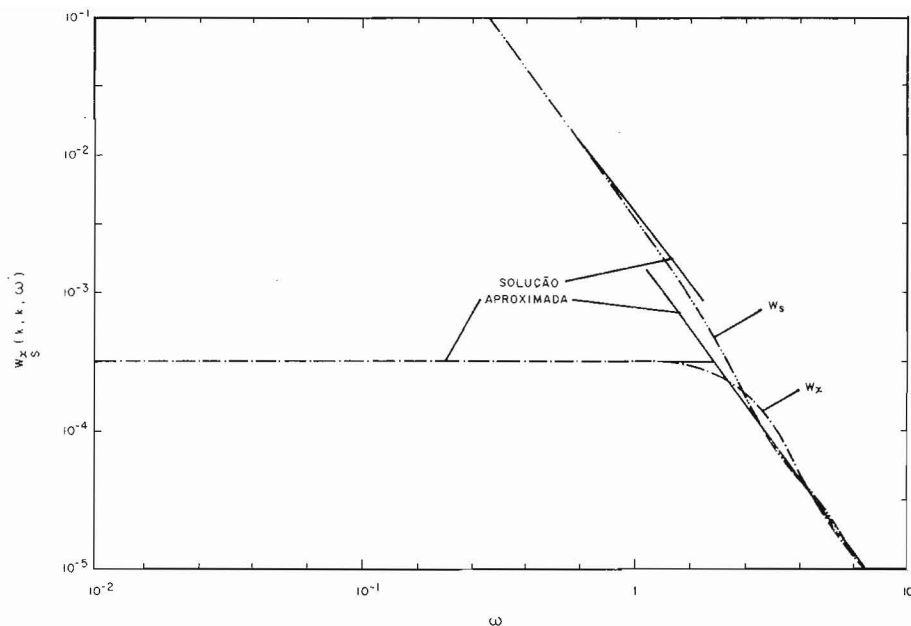


Figura 4. Funções densidade espectral temporal para o caso sem absorção ($f_1 = f_2 = 36$ GHz).

dos espectros, dadas por (45), são essencialmente iguais para os casos com e sem absorção. O mesmo é válido para as assíntotas de baixa frequência dos espectros de fase. Para o espectro de log-amplitude, entretanto, a assíntota de baixa frequência, dada por (43), é proporcional a $\omega^{-8/3}$ no caso com absorção, mas independente da frequência de flutuação para o caso sem absorção, em que $C^2_m = C_{nm} = m_0 = 0$.

5. Resultados Experimentais

As medidas cujos resultados são apresentados nesta seção foram realizadas em dois enlaces experimentais, operando na frequência de 36,1 GHz e na faixa de 55 GHz, compartilhando um mesmo percurso de 4,1 km entre o University College London e o Imperial College of Science and Technology. O terreno sob os enlaces é constituído parcialmente por uma área aberta, o Hyde Park, e parcialmente por áreas construídas. A altura das antenas é de cerca de 40 m em relação ao solo.

Estes resultados correspondem a três tipos de experimento:

- i) medidas de amplitude: experimentos em que foram medidas as amplitudes

dos sinais recebidos em 55,5 GHz e 36,1 GHz, além dos parâmetros meteorológicos;

ii) medidas de fase diferencial: experimentos em que o sinal em 55 GHz foi modulado em frequência e medida a diferença de fase entre as bandas laterais do sinal resultante, a amplitude do sinal em 36,1 GHz e os parâmetros meteorológicos;

iii) medidas de amplitude e fase diferencial: experimentos em que foram medidas as amplitudes das bandas laterais do sinal modulado em 55,5 GHz, sua diferença de fase e os parâmetros meteorológicos.

Cada experimento corresponde ao registro contínuo de dados, durante cerca de uma hora, em condições de turbulência atmosférica. A **Tabela 1** apresenta as condições de tempo, valores médios de parâmetros meteorológicos e as variâncias das diversas quantidades medidas para 12 exemplos extraídos do conjunto de experimentos realizados. A **Tabela 1** apresenta ainda valores de C_m^2/C_n^2 e C_{nm}/C_n^2 estimados empregando-se as expressões em (3), (11), (12) e (13), e de C_n^2 . A constante de estrutura C_n^2 poderia, em princípio, ser determinada a partir das medidas de parâmetros meteorológicos. Entretanto, considerando que as medidas eram do tipo pontual, referentes a um dos extremos do enlace, e certa limitação na precisão dos sensores utilizados, estimou-se C_n^2 a partir da variância de log-amplitude (σ_χ^2) medida em 36 GHz, pela relação [7], [12]:

$$\sigma_\chi^2 = 0,307 C_n^2 k^{7/6} L^{11/6} \quad (46)$$

A **Fig. 5** mostra as funções densidade espectrais das flutuações de log-amplitude das bandas laterais do sinal em 55 GHz, da diferença de fase entre estas bandas laterais e da log-amplitude em 36 GHz, relativas ao experimento 12, obtidas pela aplicação da transformada rápida de Fourier aos dados amostrados a cada 0,8 s. A **Fig. 5** mostra ainda as assíntotas das diversas funções densidade espectral, obtidas a partir do modelamento teórico do problema através das expressões em (43) até (45). Na determinação das assíntotas da função densidade espectral da diferença de fase, $W_{\Delta s}(k_1, k_2, \omega)$, foi empregada ainda a relação [5]

$$W_{\Delta s}(k_1, k_2, \omega) = W_S(k_1, k_1, \omega) + W_S(k_2, k_2, \omega) - 2W_S(k_1, k_2, \omega) \quad (47)$$

Observa-se uma boa concordância entre os espectros teórico e experimental para as log-amplitudes em 36,1 e 55,5 GHz. No caso dos espectros da diferença de fase, embora a limitada faixa de frequências de flutuação medidas

VARIÂNCIAS

Número do Experimento	Hora	Banda Lateral Superior (dB ²)	55 GHz Portadora (dB ²)	Banda Lateral Superior (dB ²)	36 GHz Portadora (dB ²)	Diferença de Fase (rad ²)	Temperatura (K ²)	Pressão de Vapor d'água (mb ²)	Covariância (K.mb)
1	16:00	—	8,70E-2	—	1,35E-2	—	9,32E-2	1,23E-3	1,48E-2
2	14:30	—	1,96E-2	—	1,02E-2	—	7,45E-2	3,34E-3	1,02E-2
3	10:00	—	3,24E-2	—	1,77E-2	—	7,77E-2	1,62E-2	3,78E-2
4	18:30	—	3,83E-2	—	1,96E-2	—	5,90E-2	7,88E-3	2,15E-2
5	19:30	—	1,96E-2	—	5,90E-3	—	1,21E-2	2,17E-3	4,87E-3
6	16:45	—	—	—	1,08E-2	5,76E-5	4,17E-2	2,49E-2	2,80E-2
7	17:00	—	—	—	1,26E-2	8,90E-5	1,85E-2	4,98E-3	6,75E-3
8	18:00	—	—	—	6,36E-2	6,34E-4	4,88E-2	4,31E-2	2,27E-2
9	12:30	—	—	—	5,18E-3	4,61E-5	2,37E-1	3,48E-2	8,32E-2
10	14:00	—	—	—	7,06E-3	2,78E-5	1,81E-2	1,24E-2	9,27E-3
11	12:30	2,22E-2	—	2,31E-2	1,12E-2	7,16E-6	2,19E-1	4,38E-2	1,06E-1
12	13:00	8,31E-3	—	8,47E-3	2,83E-3	4,57E-5	2,50E-2	2,90E-3	8,35E-3

CONSTANTES DE ESTRUTURA

MÉDIAS

Número do Experimento	Hora	Condições do Tempo	C_n^2	C_m^2 / C_n^2	C_{nm} / C_n^2	(V) (m/s)	(T) (C)	(e) (mb)
1	16:00	nublado	6,09E-14	8,54E-5	5,77E-2	8,0	5,0	86,1
2	14:30	nublado	4,60E-14	8,03E-6	5,09E-3	3,0	4,5	85,1
3	10:00	sol e frio	7,98E-14	3,78E-5	3,60E-2	2,0	5,2	79,5
4	18:30	neblina	8,84E-14	6,83E-5	5,56E-2	1,5	5,6	59,0
5	19:30	nublado e quente	2,66E-14	1,02E-5	1,06E-2	3,5	21,0	65,0
6	16:45	sol	4,87E-14	2,68E-6	2,12E-3	3,0	13,7	—
7	17:00	sol	5,68E-14	4,96E-6	3,16E-3	2,5	13,2	—
8	18:00	nublado e quente	2,87E-14	1,11E-6	6,24E-4	3,5	18,9	—
9	12:30	nublado e quente	2,34E-14	2,22E-6	1,39E-2	3,0	17,3	—
10	14:00	nublado	3,18E-14	9,10E-6	7,88E-4	1,0	7,7	81,0
11	12:30	sol e frio	5,07E-14	9,28E-5	8,78E-2	1,0	3,8	92,0
12	13:00	sol	1,26E-14	6,37E-5	5,25E-2	2,5	10,2	61,0

Tabela 1. Variâncias e médias observadas e constantes de estrutura calculadas para os diversos experimentos.

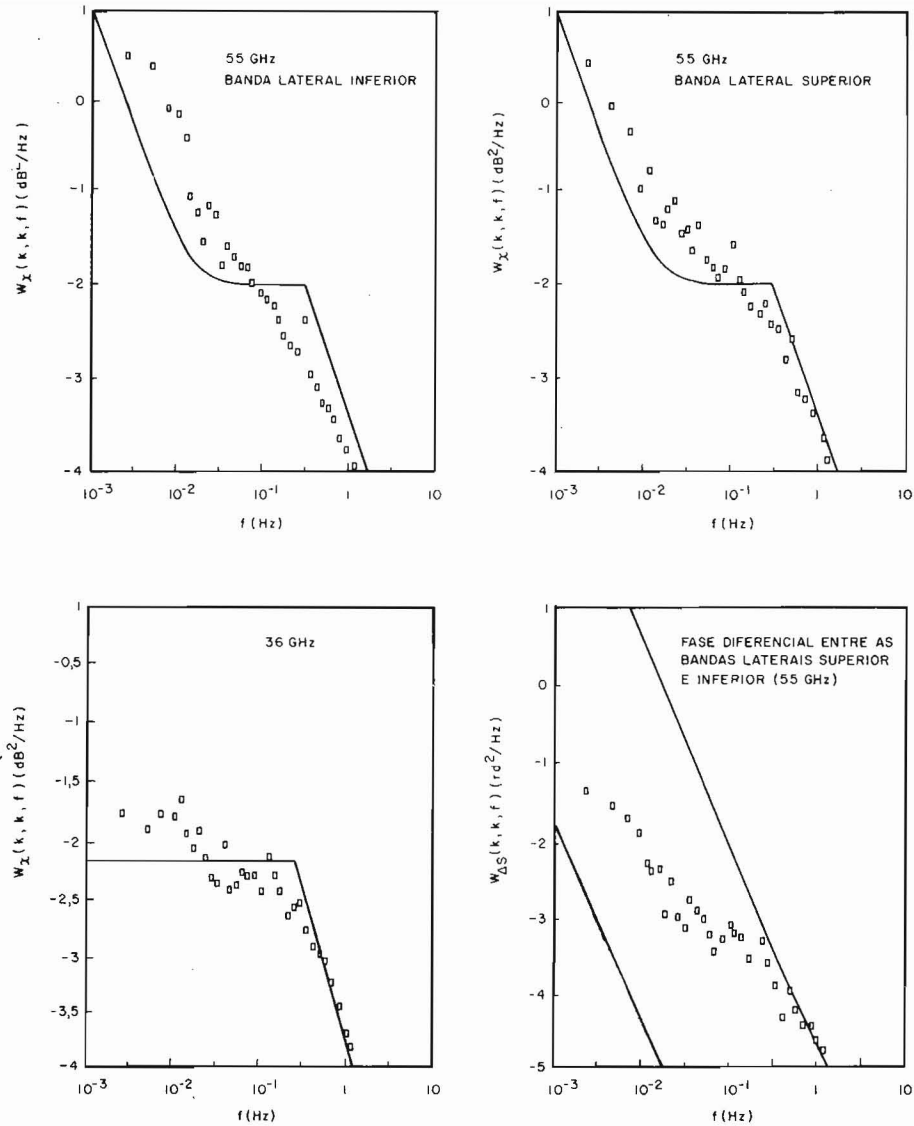


Figura 5. Funções densidade espectral temporal obtidas no experimento 12.

não permita uma verificação completa da tendência assintótica dos dados experimentais na região de baixas frequências, estes dados apresentam um comportamento coerente com os resultados teóricos na região de altas frequências.

5. Conclusões

Foi desenvolvido um modelo teórico para determinação das funções densidade espectral das flutuações temporais da log-amplitude e da fase do sinal recebido em enlaces em ondas milimétricas operando em faixas de frequências sujeitas à absorção por gases em condições de turbulência. O modelo reproduz com exatidão resultados teóricos anteriores, obtidos para frequências em que o mecanismo de absorção pode ser desprezado, constituindo-se numa solução geral que engloba esta situação como caso particular.

É possível concluir que o mecanismo de absorção provoca um aumento na intensidade das flutuações lentas da amplitude do sinal recebido em condições de turbulência atmosférica. Este fato se reflete no crescimento da função densidade espectral de log-amplitude quando a frequência de flutuação tende para zero, no caso em que o mecanismo de absorção é efetivo, em contraposição ao patamar nesta função, na região de baixas frequências de flutuação, quando o efeito de absorção é desprezível.

Para validar este modelo teórico, foram realizadas medidas do sinal recebido em dois enlaces experimentais, operando nas faixas de frequências de 36 e 55 GHz, e de parâmetros meteorológicos num dos extremos destes enlaces. Os dados experimentais mostraram, em geral, boa concordância com o modelo teórico.

Referências

- [1] A. D. Sayers, "Radiometric Sky Temperature Measurements at 35 and 89 GHz", IEE Proceedings H, vol. 133, n.º 3, Junho 1986, pp. 233-237.
- [2] G. G. Haroules e W. E. Brown, "A 60 GHz Multi-Frequency Radiometric Sensor for Detecting Clear Air Turbulence in the Troposphere", IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, vol. AES-5, n.º 5, 1969, pp. 712-723.
- [3] J. W. Waters, K.F. Kunzi, R.L. Pettyjohn, R.K.L. Poon e D.H. Staelin, "Remote Sensing of Atmospheric Temperature Profiles with the Nimbus 5 Microwave Spectrometer", Journal of Atmospheric Science, vol. 32, 1975, pp. 1953-1969.
- [4] R.K.L. Poon, "A Power Law Fit to Oxygen Absorption at 60 GHz and its Application to Remote Sensing of Atmospheric Temperature", Radio Science, vol. 15, n.º 1, Janeiro-Fevereiro 1980, pp. 25-33.
- [5] R. Woo, A. Ishimaru e W.B. Kendall, "Observations of Small-Scale Turbulence in the Atmosphere of Venus by Mariner 5", Journal of Atmospheric Science, vol. 31, n.º 6, 1974, pp. 1698-1706.

- [6] L.A. Chernov, "Wave Propagation in a Random Medium", McGraw Hill, New York, 1960.
- [7] V.I. Tatarski, "Wave Propagation in a Turbulent Medium", Dover Publications, Inc., New York, 1967.
- [8] V.I. Tatarski, "The Effects of the Turbulent Atmosphere on Wave Propagation", NTIS, Springfield, 1971.
- [9] A. Ishimaru, "Temporal Frequency Spectra of Multifrequency Waves in Turbulent Atmosphere", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-20, n.º 1, Janeiro 1972, pp. 10-19.
- [10] A. Ishimaru, "Wave Propagation and Scattering in Random Media", Academic Press, New York, 1978.
- [11] A. Ishimaru, "Fluctuations of a Beam Wave Propagating Through a Locally Homogeneous Medium", Radio Science, vol. 4, n.º 4, Abril 1969, pp. 295-305.
- [12] A.O. Izyumov, "Amplitude and Phase Fluctuations of a Plane Monochromatic Wave in a Near-Ground Layer of Moisture Containing Turbulent Air", Radio Eng. Electron. Phys., vol 13, n.º 7, 1968, pp. 1009-1013.
- [13] A.S. Gurvich, "Effect of Absorption on the Fluctuation in Signal Level During Atmospheric Propagation", Radio Eng. Electron. Phys., vol. 13, n.º 11, 1968, pp. 1687-1694.
- [14] N.A. Armand, A. O. Izyumov e A.V. Sokolov, "Fluctuation of Submillimeter Waves in a Turbulent Atmosphere", Radio Eng. Electron. Phys., vol. 16, 1971, pp. 1259-1266.
- [15] R.H. Ott, "Temporal Radio Frequency Spectra of Multi-Frequency Waves in a Turbulent Atmosphere Characterized by a Complex Refractive Index", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-25, n.º 2, Março 1977, pp. 254-260.
- [16] R.H. Ott e M.C. Thompson, Jr., "Atmospheric Amplitude Spectra in an Absorption Region", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-26, n.º 2, Março 1978, pp. 329-332.
- [17] R.M. Manning, L.F. Merat e P.C. Claspy, "Theoretical Investigation of Millimeter Wave Propagation Through Clear Atmosphere", Millimeter Wave Technology, Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, vol. 337, 1982, pp. 67-80.

- [18] H.B. Janes, M.C. Thompson, Jr., D. Smith e A.W. Kirkpatrick, "Comparison of Simultaneous Line-of-sight Signals at 9.6 and 34.52 GHz", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-18, n.º 4, Julho 1970, pp. 447-451.
- [19] K.L. Ho, N.D. Mavroukoulakis e R.S. Cole, "Propagation Studies on a Line-of-Sight Microwave Link at 36 GHz and 110 GHz", Microwaves, Optics and Acoustics, vol. 3, n.º 3, 1979, pp. 93-98.
- [20] N.A. Armand, A.O. Izyumov, B.I. Polevoy, A.V. Sokolov e A.I. Topkov, "Fluctuation of Millimeter Radio Waves Propagated Through a Turbulent Atmosphere Near the Oxygen Absorption Line Centered at the Wavelength of 5mm", Radio Eng. Electron. Phys., vol. 18, n.º 4, 1973, pp. 492-496.
- [21] D.A.R. Jayasuriya, F.C. Medeiros Filho e R.S. Cole, "Scintillation Fading in an Absorption Region", IEE Second International Conference on Antennas and Propagation, Inglaterra, 1981, pp. 221-224.
- [22] F.C. Medeiros Filho, D.A.R. Jayasuriya e R.S. Cole, "Spectral Density of Amplitude Scintillation on a 55 GHz Line-of-Sight Link", Electronics Letters, vol. 17, n.º 1, Janeiro 1981, pp. 25-26.
- [23] R.H. Ott e M.C. Thompson, Jr., "Characteristics of a Radio Link in the 55 to 65 GHz Range", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-26, Novembro 1976, pp. 873-877.
- [24] A.N. Kolmogorov, "The Local Structure of Turbulence in Incompressible Viscous Fluid for Very Large Reynolds Numbers", Doklady Akad. Nauk SSSR, 30, 301, 1941.
- [25] R.J. Hill, S.F. Clifford e R.S. Lawrence, "Refractive-Index and Absorption Fluctuations in the Infrared Caused by Temperature, Humidity, and Pressure Fluctuations", Journal of the Optical Society of America, vol. 70, n.º 10, 1980, pp. 1192-1205.
- [26] F.C. Medeiros Filho, "Millimetre Wave Propagation in an Absorption Region", Ph.D. Thesis, University College London, 1981.
- [27] L.A.R. Silva Mello, "Efeitos de Cintilação em Ondas Milimétricas na Faixa de Absorção do Oxigênio", Tese de Doutorado, Departamento de Engenharia Elétrica, PUC/Rio, Maio 1987.
- [28] M. Abramowitz e I.A. Stegun, "Handbook of Mathematical Functions", Dover Publications, Inc., New York.



LUIZ A. R. DA SILVA MELLO nasceu no Rio de Janeiro em 1.º de maio de 1953. Formou-se em Engenharia Elétrica—Telecomunicações na PUC/Rio, em 1975, e obteve os graus de Mestre em Ciências e Doutor em Ciências em Engenharia Elétrica, na mesma Universidade, em 1977 e 1987, respectivamente. É Professor da PUC/Rio desde 1978, exercendo atividades de pesquisa no Centro de Estudos em Telecomunicações da Universidade Católica (CETUC). Suas áreas de interesse são o eletromagnetismo aplicado e a propagação de ondas radioelétricas.

CARLOS GUSTAVO S. MIGLIORA, fotografia e biografia podem ser encontradas neste número, p. 23.