

Análise Teórica de Canal UHF em Uma Rua Urbana

Adoniran Braga e Gervásio Cavalcante

Universidade Federal do Pará – Campus Universitário do Guamá, 66.075-900 – Belém, Pará, Brasil.

Resumo — Neste trabalho será analisada a propagação de ondas UHF numa rua de cidade. Esta rua é modelada como um guia de onda planar com múltiplas fendas distribuídas deterministicamente. As características de propagação são alcançadas a partir da utilização de métodos como óptica geométrica e teoria de imagem. Esta aproximação é expressa por campos de múltiplos raios que percorrem diferentes percursos, seja este raio direto ou refletido nas paredes do guia de onda. Com o objetivo de subtrair do campo final as perdas decorridas da não homogeneidade da rua, este modelamento de distribuição de fendas com larguras otimizadas é proposto.

Palavras-chaves — modelos de propagação, sistema móvel celular, guias de ondas.

I. INTRODUÇÃO

Tentativas de reduzir o sinal de interferência e consequentemente aumentar a eficiência espectral de um sistema de comunicação de rádio celular em ambientes urbanos levaram a necessidade, em alguns casos, da redução da altura das antenas.

A instalação das antenas transmissora e receptora abaixo da altura de pequenos prédios (2 e 3 andares) resultam numa mudança nas características de propagação, onde a rua da cidade atua como um guia de onda para a propagação do sinal.

O problema foi estudado experimentalmente em uma rua urbana cercada por prédios e árvores altas onde a altura das antenas era menor que a altura média dos prédios e das copas das árvores [1].

Também foi realizado um estudo teórico utilizando óptica geométrica para a modelagem do guia de onda [2], [3]. Esta expressão não apenas permite calcular as variações dos parâmetros de energia do campo ao longo da rua, mas também apresenta expressões analíticas para a estrutura espacial do campo. Em [4] foi proposto um estudo estocástico da distribuição de múltiplas fendas, no qual esta distribuição estatística também visava o ajuste das perdas nas regiões não homogêneas das superfícies laterais do guia.

Na seção II, a rua é modelada como um guia de onda plano paralelo com o coeficiente de reflexão variável. Utilizando a teoria de imagem [4], o campo para um observador é dado por uma superposição de campo de múltiplos raios que caminham da fonte. Estes raios podem ser diretos, refletidos, refratados, espalhados ou difratados por obstáculos. Na seção III o guia de onda é apresentado com múltiplas fendas e

anteparos distribuídos de forma determinística. O tamanho das fendas e anteparos é encontrado através de um método de otimização de forma a ajustar o modelo teórico com os dados experimentais. Na seção IV são construídas as expressões da intensidade de campo no guia. Na seção V, os cálculos numéricos dos algoritmos são apresentados e comparados com os dados experimentais.

II. ÓPTICA GEOMÉTRICA E FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

Utilizando a óptica geométrica, que é um método aproximado, para altas frequências, de determinação da propagação de onda para campos incidentes, refletidos e refratados, é possível se determinar fatores que avaliem a relevância ou não de cada campo, como módulo e fase.

A teoria de imagem em um guia de onda plano paralelo com o coeficiente de reflexão variando com o alcance do raio é mostrada na Fig. 1, na qual a lateral do guia associado ao plano yz , para $x=0$ ($p=1$), possui um coeficiente de reflexão $V_1(z)$ e a lateral do guia associado ao plano yz , para $x=h$ ($p=2$), possui um coeficiente de reflexão $V_2(z)$. Considera-se também a reflexão apenas nas paredes laterais ($p=1$ e $p=2$) e no chão do guia (plano xz para $y=0$), sendo a parede superior do guia considerada absorvente.

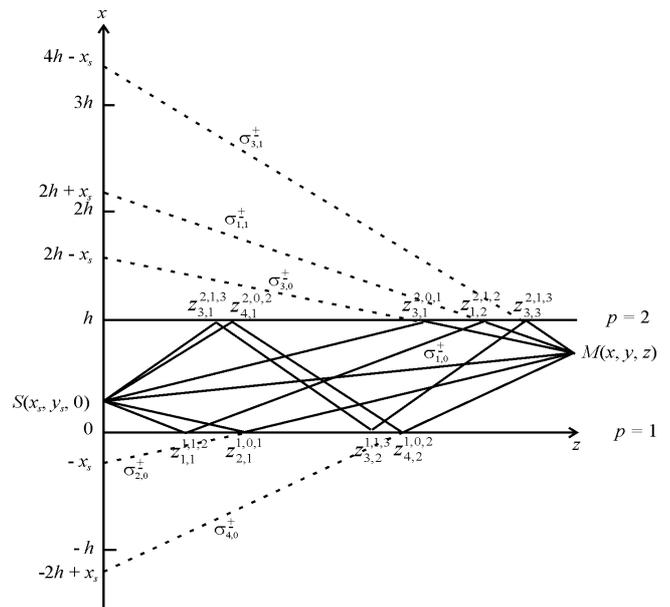


Fig.1 – Representação das fontes imaginárias em um guia de onda plano paralelo

Desconsidera-se, inicialmente, a influência do chão do guia, fazendo homogêneo o sistema de propagação de ondas no eixo y , e considera-se o guia de onda infinito, sendo $S(x_s, y_s, 0)$ a localização do transmissor e $M(x, y, z)$ a localização do observador (receptor). O campo resultante $U_f(x, y, z)$ pode ser expresso como uma soma de diversas contribuições de campo no ponto $M(x, y, z)$ tais como: campo do raio em linha de

Adoniran J. B. Braga, PPGEE/UFPA, Universidade Federal do Pará, Brasil, e.mail:judsonbraga@hotmail.com, Gervásio P. S. Cavalcante, Departamento de Engenharia Elétrica e de Computação da Universidade Federal do Pará, Belém/PA, Brasil, 66075-900, Tel./Fax: (+5 591).211.1634, e. mail: gervasio@ufpa.br

Este trabalho foi parcialmente financiado pela FINEP/REENGE/FADESP/UFPA.

visada (LoS) entre $S(x_s, y_s, 0)$ e $M(x, y, z)$; campo de raios refletidos nas superfícies laterais do guia de onda antes de alcançar $M(x, y, z)$ com intensidades de campo proporcionais aos respectivos coeficientes de reflexão; e campo composto de múltiplos raios difratados.

$$U_f(x, y, z) = U_r(x, y, z) + U_d(x, y, z), \quad (1)$$

na qual, $U_r(x, y, z)$ representa a contribuição de raios em LoS e refletidos e $U_d(x, y, z)$ representa a contribuição de raios difratados. Em geral, as amplitudes dos campos difratados são especificadas pela amplitude do campo incidente nas bordas dos prédios ou em qualquer superfície irregular e pelo coeficiente de difração e são determinados pela Teoria Geométrica da Difração (GTD). Elas são funções dos ângulos de raio incidente \mathbf{q}_{in} e de raio difratado \mathbf{q}_d . Como é mostrado em [5], a contribuição difrativa é muito pequena, comparada com a contribuição do raio LoS e dos raios refletidos, e pode ser desprezada.

Baseado na teoria de imagem, a Fig. 1 apresenta a contribuição $U_r(x, y, z)$ no ponto $M(x, y, z)$ expressa por [4]:

$$U_r(x, y, z) = \sum_{m=0}^{\infty} \left\{ \prod_{n=0}^m (V_1(z_{1,m}^{1,m,n}) V_2(z_{2,m}^{2,m,n})) \times U_{1,m}(x, y, z / \mathbf{s}_{1,m}^-) \right. \\ + \prod_{n=0}^m (V_1(z_{2,m}^{1,m,n}) V_2(z_{2,m}^{2,m,n})) V_1(z_{2,m}^{1,m}) \times U_{2,m}(x, y, z / \mathbf{s}_{2,m}^-) \\ + \prod_{n=0}^m (V_1(z_{3,m}^{1,m,n}) V_2(z_{3,m}^{2,m,n})) V_2(z_{3,m}^{1,m}) \times U_{3,m}(x, y, z / \mathbf{s}_{3,m}^-) \\ \left. + \prod_{n=0}^{m+1} (V_1(z_{4,m}^{1,m,n}) V_2(z_{4,m}^{2,m,n})) \times U_{4,m}(x, y, z / \mathbf{s}_{4,m}^-) \right\}, \quad (2)$$

na qual, $z_{q,m}^{p,m,n}$ representa a posição de cada reflexão com os índices p, q, m, n e n representando, respectivamente, a distinção de cada superfície lateral (1- parede inferior; 2- parede superior); os diferentes tipos de percurso (1, 2, 3 e 4); a distinção das reflexões de um raio (1ª reflexão - $m=1$; 2ª reflexão - $m=2$); a distinção dos raios para cada tipo de percurso (a partir de $m=0$); e o número total de reflexões de cada raio ou o valor final de μ para cada raio. E $V_p(z_{qm}^{p,m,n})$ representa o coeficiente de reflexão. Os percursos de propagação destes raios podem ser determinados pelas imagens da fonte representadas na Fig. 1 e dadas por [3]:

$$\mathbf{s}_{1,m}^{\pm} = \left\{ z^2 + [2mh + x_s - x]^2 + (y_s \pm y)^2 \right\}^{1/2} \quad (3)$$

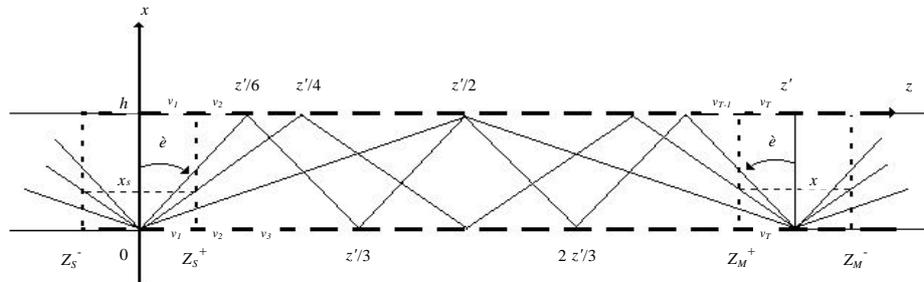


Fig.2 – Representação de todos os possíveis pontos de reflexão e de todas as fendas e telas

$$\mathbf{s}_{2,m}^{\pm} = \left\{ z^2 + [2mh + x_s + x]^2 + (y_s \pm y)^2 \right\}^{1/2} \quad (4)$$

$$\mathbf{s}_{3,m}^{\pm} = \left\{ z^2 + [2(m+1)h - (x_s + x)]^2 + (y_s \pm y)^2 \right\}^{1/2} \quad (5)$$

$$\mathbf{s}_{4,m}^{\pm} = \left\{ z^2 + [2(m+1)h - (x_s - x)]^2 + (y_s \pm y)^2 \right\}^{1/2}. \quad (6)$$

Os sinais positivo e negativo representam, respectivamente, a ocorrência e a não ocorrência de reflexão na superfície inferior do guia de onda. Os percursos (3)-(6) são determinados a partir da consideração do guia de onda ser plano paralelo contínuo com reflexões ideais em suas paredes. Cada fonte virtual possui uma contribuição em $M(x, y, z)$, sem ainda a influência dos coeficientes de reflexão, de:

$$U_{q,m}(x, y, z | \mathbf{s}_{q,m}) = E_o \frac{e^{-jk\mathbf{s}_{q,m}^{\pm}}}{4ps_{q,m}^{\pm}}, \quad (7)$$

na qual, E_o é a amplitude do campo no transmissor e k é o número de onda.

Cada um dos quatro termos de (2) está relacionada com um dos tipos de percursos expressos de (3)-(6) que representam, para $q=1, 2, 3$, e 4 , respectivamente, um percurso com um número par de reflexões sendo a primeira na parede inferior ($p=1$); um percurso com um número ímpar de reflexões sendo a primeira na parede inferior ($p=1$); um percurso com um número ímpar de reflexões sendo a primeira $p=2$; e um percurso com um número par de reflexões sendo a primeira em $p=2$.

III. DISTRIBUIÇÃO DAS MÚLTIPLAS FENDAS E ANTEPAROS

Os cálculos realizados até agora resultam numa expressão que representa a soma de todos os campos emitidos pelo transmissor e que atingem o receptor. Na prática, diversos raios são perdidos entre $S(x, y, 0)$ e $M(x, y, z)$ devido a não homogeneidade da rua no eixo z . Diversos cruzamento e entradas, além de anteparos não paralelos ao eixo z , como troncos de árvores e outros objetos, acarretam um certo desvanecimento na contribuição final dos campos. Para isto, este trabalho propõe uma distribuição determinística das múltiplas fendas e anteparos a fim de ocasionar no campo final um desconto controlado pelo tamanho destas fendas e anteparos, e desta forma servir como ajuste de perdas no guia de onda. Esta distribuição é apresentada na Fig. 2.

O primeiro passo é encontrar expressões que representem cada uma das posições de reflexão $z_{qm}^{p,m,n}$ e depois verificar

se ela coincide com uma fenda ou com um anteparo previamente distribuído no guia. A Fig. 2 resume todas as possibilidades de posições de reflexão nas paredes do guia para qualquer posição do transmissor e do receptor ao longo do eixo x . As posições de reflexão dependem da largura da rua (h), das posições na direção x da fonte e do observador (x_s e x_r) e da distância axial entre eles (z). É importante ressaltar que as alturas das antenas (y_s e y_r) não influenciam na posição de reflexão no eixo z .

O método utiliza geometria elementar, na qual, a consideração do guia plano paralelo permite a perfeita repetição das posições de reflexão a partir de uma progressão aritmética (P.A). A diferença entre os pontos geométricos imaginários da fonte e do observador e seus pontos reais são compensados por acréscimos e decréscimos da distância real entre os dois (z_s^- e z_s^+ ; z_r^- e z_r^+). E z' representa o valor imaginário do alcance.

Para cada tipo de raio, ($q=1, 2, 3$ e 4), diferentes expressões de n , q , z_s , z_r , etc... são encontradas. Tem-se para $q=1$:

$$n = 2m, \quad (8)$$

sendo que, se $m=0$, não existem reflexões. Mas, para $m>0$, tem-se:

$$\text{tag}q = \frac{z_s}{x_s} = \frac{z_r}{x_r} = \frac{z - z_s + z_r}{h.n} \quad (9)$$

Desta forma, pode-se encontrar a posição de cada reflexão, para $q=1$ e $m>0$, pela expressão:

$$z_{1,m}^{p,m,n} = (m-1)h \text{ tag}q + z_s \quad (10)$$

Fazendo a mesma análise geométrica, obtém-se para $q=2$:

$$n = 2m + 1. \quad (11)$$

Na qual, para $m=0$:

$$\text{tag}q = \frac{z_s}{x_s} = \frac{z_r}{h - x_r} = \frac{z - z_s + z_r}{h} \quad (12)$$

e para $m>0$:

$$\text{tag}q = \frac{z_s}{x_s} = \frac{z_r}{x_r} = \frac{z - z_s - z_r}{h.(n-1)} \quad (13)$$

$$z_{2,m}^{p,m,n} = (m-1)h \text{ tag}q + z_s \quad (14)$$

Para $q=3$, tem-se:

$$n = 2m + 1 \quad (15)$$

$$\text{tag}q = \frac{z_s}{x_s} = \frac{z_r}{x_r} = \frac{z + z_s + z_r}{h.(n+1)} \quad (16)$$

$$z_{3,m}^{p,m,n} = mh \text{ tag}q - z_s, \quad (17)$$

e para $q=4$:

$$n = 2m + 2 \quad (18)$$

$$\text{tag}q = \frac{z_s}{x_s} = \frac{z_r}{x_r} = \frac{z + z_s - z_r}{h.n} \quad (19)$$

$$z_{4,m}^{p,m,n} = mh \text{ tag}q - z_s. \quad (20)$$

Representando L e l como o tamanho dos anteparos e fendas, nas quais suas distribuições são representadas na Fig. 2, pode-se ajustá-los de forma a sincronizar os resultados teóricos com os experimentais. Através do método de otimização de duplo gradiente são calculados os valores ótimos das fendas e anteparos.

Para identificar cada fenda, utiliza-se o contador v ($v=1, 2, 3, 4, \dots, T-1, T$), o qual associado a L e l , fornece as regiões de reflexão e de absorção. As regiões de reflexão, onde há anteparos refletivos, podem ser representados por:

$$(v-1)(L+l) \langle z_{q,m}^{p,m,n} \rangle vL + (v-1)l, \quad (21)$$

e as regiões de absorção, onde não existem reflexões, por:

$$vL + (v-1)l \langle z_{q,m}^{p,m,n} \rangle v(L-l). \quad (22)$$

O inteiro T discrimina a última fenda, e pode ser dado pelo menor valor inteiro de:

$$\frac{z}{L+l}. \quad (23)$$

IV. DEDUÇÕES DAS EXPRESSÕES DE CAMPO

Nesta seção, as expressões do campo e da intensidade de campo são deduzidas, assim como as do coeficiente de reflexão. O coeficiente de reflexão é geralmente uma função complexa e depende do ângulo de incidência e da polarização da onda. Para polarização vertical, o coeficiente de reflexão pode ser aproximado, em função dos parâmetros do guia de onda, por [5]:

$$V_{\parallel}(t) = -\sqrt{\frac{\mathbf{a}t^2 - 2te_r\sqrt{\mathbf{b} + e_r t^2 + \mathbf{b}}}{\mathbf{a}t^2 + 2te_r\sqrt{\mathbf{b} + e_r t^2 + \mathbf{b}}}}, \quad (24)$$

sendo,

$$\mathbf{a} = e_r^2 + e_r + \mathbf{s}^2; \quad \mathbf{b} = e_r - 1; \quad t = (mh)/z. \quad (25)$$

Em (25), e_r e \mathbf{s} são a permissividade relativa e a condutividade do material refletor, respectivamente. Para polarização horizontal, o coeficiente de reflexão pode ser aproximado por [5]:

$$V_{\perp}(t) \approx -1, \quad (26)$$

Analisando-se (2), percebe-se que o 1º e o 4º termos são simétricos, assim como o 2º e o 3º termos. Desta forma, pode-se expressar o campo por:

$$U_f(x, y, z) = \frac{E_0}{4p} \{P[x_s - x, y_s - y/0] - P[x_s + x, y_s - y/1] - V_g (P[x_s - x, y_s + y/0] - P[x_s + x, y_s + y/1])\} \quad (27)$$

na qual, V_g é o coeficiente de reflexão da superfície inferior do guia e pode ser aproximado, para ambas polarizações, por $V_g = -1$, e $P[\Delta x, \Delta y/a]$ é aproximado por:

$$P[\Delta x, \Delta y/a] = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \left[G_q (V_p)^{2m+a} \frac{e^{-jk \sqrt{z^2 + (2mh + \Delta x)^2 + \Delta y^2}}}{\sqrt{z^2 + (2mh + \Delta x)^2 + \Delta y^2}} \right] \quad (28)$$

na qual, G_q define se o raio emitido pela fonte alcançou o ponto $M(x,y,z)$, ($G_q=1$), ou se foi absorvido por alguma fenda, ($G_q=0$). O índice a define se o número de reflexões é par ($\alpha=0$) ou se é ímpar ($\alpha=1$). É importante observar que as somatórias de $m=-\infty$ até 0 e $m=0$ até $+\infty$ devem ser calculadas separadamente pois o índice G_q representa situações distintas de percursos distintos.

Devido à desconsideração da contribuição difrativa [5], pode-se aproximar o valor da intensidade de campo como o quadrado do módulo do campo resultante em (27):

$$\langle P \rangle = \left| U_f(x, y, z) \right|^2 \quad (29)$$

V. COMPARAÇÕES DE RESULTADOS TEÓRICAS E EXPERIMENTAIS

Para se comparar os algoritmos apresentados com os dados experimentais, foram considerados os mesmos parâmetros para ambos. Os dados experimentais foram extraídos de uma rua urbana [1] cercada por prédios e árvores altas de muita folhagem em uma região de clima equatorial. A altura das antenas era menor que a altura média dos prédios e das copas das árvores caracterizando o chão e as laterais como superfícies refletoras e o teto como superfície de absorção ou de difração com pequena contribuição de campo.

A análise dos resultados teóricos é necessária para se entender a influência de cada fator, coeficiente ou campo na contribuição final de potência. Apenas o estudo teórico individual de cada fator pode explicar efeitos observados nesta contribuição final. Os parâmetros considerados na campanha de medições que são aplicados no modelo teórico e outros valores médios inseridos no mesmo são apresentados na Tabela I.

Os valores da permissividade relativa e da condutividade da estrutura são relativos ao concreto. Os campos foram transmitidos com polarização vertical. E os ajustes teóricos, otimizados pelo método de duplo gradiente, foram: amplitude do campo $E_0=2,746$; largura dos anteparos, $L=36$ m; e largura das fendas, $l=15,5$ m.

TABELA I – PARÂMETROS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS.

Parâmetros	Símbolos	Valor
Frequência de operação	f	900 MHz
Altura da antena transmissora	y_s	3 m
Altura da antena receptora	y	1,5 m
Ganho da antena transmissora	G_t	2,14 dB
Ganho da antena receptora	G_r	2,14 dB
Potência de transmissão	P_t	30 dBm
Largura média do guia	h	15 m
Posição do transmissor	x_s	8 m
Posição do receptor	x	8 m
Distância inicial	Z_{min}	150 m
Distância final	Z_{max}	1050 m
Permissividade relativa	σ_r	3
Condutividade	ϵ_c	10^{-4} S/m

Finalmente, o comportamento da intensidade de campo de todos os raios somados variando com o alcance z pode ser calculado. Conforme mencionado anteriormente e analisado extensivamente por Braga em [5], os campos difratados apresentam uma pequena contribuição apenas para distâncias superiores a 600 m e que portanto podem ser desprezados para a composição do campo total.

A fig. 3 apresenta a variação da intensidade de campo teórica e experimental para diferentes alcances.

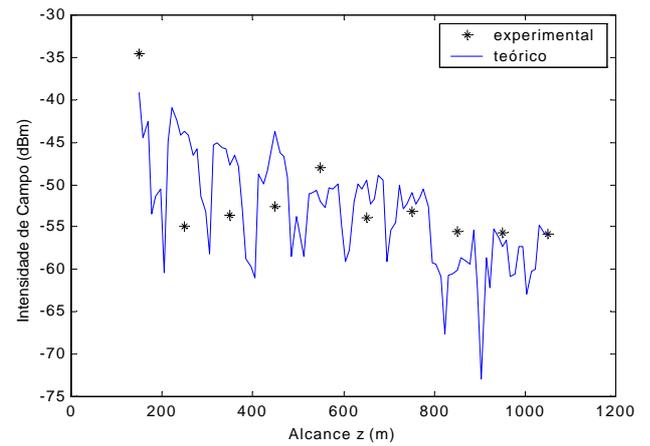


Fig.3 – Intensidade de campo experimental e teórico no ponto $M(x,y,z)$ para diferentes alcances

A partir dos dados experimentais e teóricos, estima-se uma curva que represente a variação da intensidade de campo. Para os dados experimentais, a curva de melhor ajuste é representada pela equação:

$$P_{(EXP)} = -5,8511 - 16,9338 \cdot \log_{10}(z) \quad (30)$$

E para os dados teóricos:

$$P_{(TEO)} = -4,5860 - 17,8026 \cdot \log_{10}(z) \quad (31)$$

As curvas de (30) e (31) comprovam o bom ajuste dos dados teóricos e experimentais.

A formulação do modelo também permite se fazer análises das intensidades de campo variando no eixo transversal do guia de onda. Os gráficos das Fig. 4, 5 e 6 são calculados a partir da equação de intensidade de campo tomando o alcance como fixo e variando a posição x do receptor. As figuras são obtidas para 3 situações diferentes de posicionamento transversal x_s do transmissor. Para a Fig. 4, a fonte é localizada no centro do guia. Na segunda situação, a fonte é posicionada a um quarto da largura da rua (Fig. 5). E na última, o transmissor está bastante próximo da superfície lateral do guia de onda (Fig. 6). Para estas 3 situações, o valor do alcance z é fixado em $z=450\text{m}$, $z=750\text{m}$ e $z=1050\text{m}$.

Além do desvanecimento da intensidade de campo, quando seus valores são comparados para diferentes alcances, observa-se uma maior tendência de características simétricas na Fig. 4, na qual, o transmissor está posicionado exatamente no centro do guia de onda no eixo transversal.

VI. CONCLUSÃO

Foi comprovado que a otimização das larguras de fendas e anteparos em um guia de onda plano paralelo no modelamento de rua urbana arborizada, resulta em uma boa concordância entre os dados teóricos e experimentais. Observou-se o baixo coeficiente de perda de propagação ($\alpha_{\text{exp}}=1,69$), caracterizando o fenômeno do confinamento de onda dentro do guia. Verificou-se também, uma rápida convergência computacional. Isto se deveu ao baixo coeficiente de reflexão, para polarização vertical, e a grande probabilidade de escape de raios de baixo ângulo de incidência nas fendas do guia de onda. Analisando a variação de campo ao longo do eixo transversal do guia de onda, observou-se que, a simetria de parâmetros tende a apresentar resultados também simétricos, o que deve ser evitado.

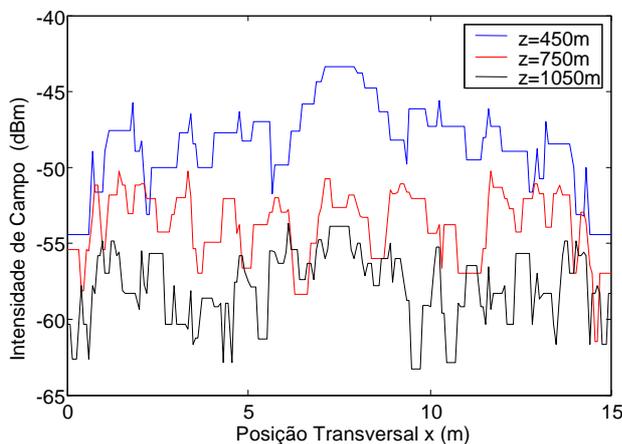


Fig.4 – Intensidade de campo variando com a posição transversal x do receptor do sistema e a fonte transmissora posicionada em $x_s = 7,5$ m. (—) $z = 450$ m; (—) $z = 750$ m; e (—) $z = 1050$ m.

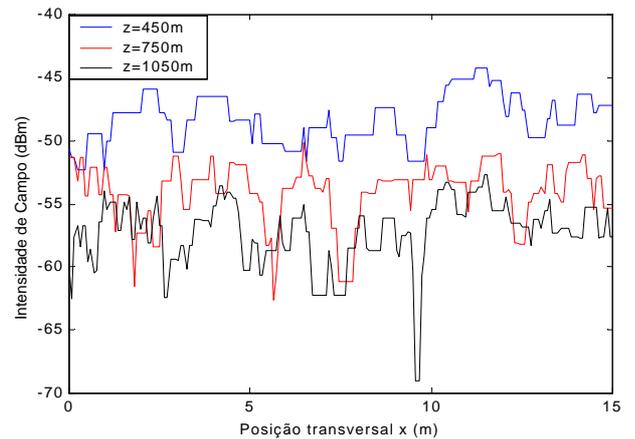


Fig.5 – Intensidade de campo variando com a posição transversal x do receptor do sistema e a fonte transmissora posicionada em $x_s = 3,75$ m. (—) $z = 450$ m; (—) $z = 750$ m; e (—) $z = 1050$ m.

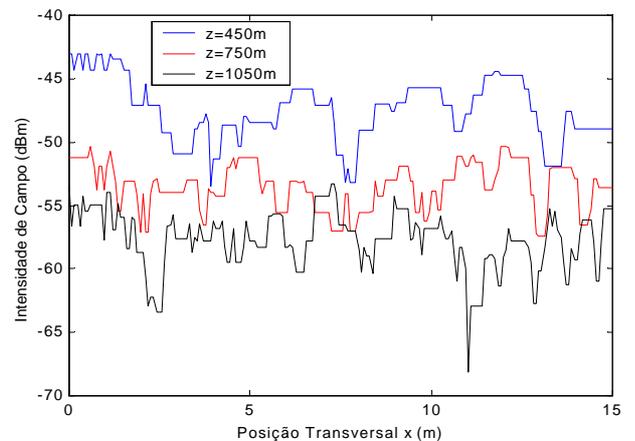


Fig.6 – Intensidade de campo variando com a posição transversal x do receptor do sistema e a fonte transmissora posicionada em $x_s = 0,5$ m. (—) $z = 450$ m; (—) $z = 750$ m; e (—) $z = 1050$ m.

REFERENCIAS

- [1] J. E. Freire, G. P. S. Cavalcante e G. L. Siqueira, "Medições de Cobertura de Sistemas Móveis Celular no Centro da Cidade de Belém: comparação com modelos de predição ponto-área", anais do VIII Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, 1998, Joinville - SC.
- [2] L. B. Felson and A. H. Kamel, "Hybrid Ray-Mode Formulation of Parallel Plane Waveguide Green's functions," *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, Vol. AP-29, Pp. 637-649, Apr. 1981.
- [3] R. Mazar and B. Katz, "Ray-Mode Analysis of a Random Medium Waveguide," *J. Acoust. Soc. Amer.*, Vol. 95, no. 4, pp. 2495-2504, 1994.
- [4] R. Mazar, A. Bronshtein, and I. -Tai Lu, "Theoretical Analysis of UHF Propagation in a City Street Modeled as a Random Multislit Waveguide", *IEEE Transaction on antennas and Propagation*, vol. 46, No 6, June 1998, pp. 864-871.
- [5] A. J. B. Braga, "Análise Teórica de Canal UHF em Uma rua Urbana", Dissertação de Mestrado, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal do Pará, - PPGEE/UFPA, Belém, Brasil, Fevereiro 2002.