

背腔式窄缝天线在有耗介质中的特性

吴信宝 潘威炎 林为干

(中国电波传播研究所, 新乡 453003) (电子科技大学, 成都 610054)

摘要 本文利用矩量法与并矢格林函数相结合, 研究了背腔式窄缝天线在有耗介质中的特性. 对于矩阵单元的双重级数, 采用泊松求和公式改善了级数的收敛性; 对于矩阵单元的二重积分, 分别采用积分中值定理及椭圆积分予以简化. 本文的数值结果分别给出了有耗介质及天线结构参数对输入阻抗的影响, 为天线设计提供了依据.

关键词 背腔式缝隙天线; 有耗介质; 矩量法; 并矢格林函数

一、引言

背腔式缝隙天线 (CBS, Cavity-Backed Slot antenna) 的研究是天线理论中一个非常活跃的领域. 所谓背腔式缝隙天线即是在一个封闭的腔体壁上开一个缝隙, 电磁能量由缝隙向外辐射. 这种类型的天线具有尺寸小、重量轻、通过介质加载后具有较低的发射频率, 因此广泛应用于飞机、导弹等飞行器上^[1,2].

Galejs^[3,4] 研究了激励源位于缝隙口面中心位置的情况, 将腔体视为短路波导, 假设腔体内存在单一波导模, 且口面电场呈正弦分布, 从而导出了天线导纳的变分表达式. 对于同样的天线结构及环境介质(空气), Cockrell^[5] 利用玻印亭定理研究了天线的输入阻抗; Long^[6] 作了大量的实验研究, 并在此基础上, 导出了天线输入阻抗的表达式^[7]. 该表达式在一定的频带范围、腔体截面及口径尺寸条件下, 是频率及腔体深度的函数. 不难看出, 上述研究存在以下缺陷: (1) 均将腔体视为短路波导, (2) 假设缝隙口面场呈正弦分布, (3) 没有考虑其它因素(如激励源位置等)对天线性能的影响. Hadidi^[8] 利用矩量法研究了激励源位于口面上的任意位置、外部环境为空气介质情况下天线的电路参数及口面场分布. 众所周知, 矩量法解题的关键之一是矩阵单元的计算, 而 Hadidi 未能给出适于数值计算的矩阵单元表达式.

近年来, 在石油地球物理测井中, 采用背腔式缝隙天线进行地层测量^[9], 地层一般是有耗的, 而有耗介质情况下背腔式缝隙天线的特性研究还未见有专门文献发表.

本文采用矩量法与并矢格林函数相结合, 研究外部有耗介质情况下背腔式缝隙天线的特性, 以及馈电点位置及腔体深度对天线特性的影响, 为天线设计提供理论依据. 对于矩阵单元的双重级数及双重积分, 分别利用泊松求和及椭圆积分与积分中值定理予以简化, 得到了适于计算的矩阵单元表达式.

二、缝隙口面电场积分方程

如图 1 所示, 腔体尺寸分别为 a, b, c , 缝隙口面长为 $2L$, 宽为 $2w$. 设为窄缝, 即 $W \ll L, W \ll \lambda$, 此时口面电场 $E_z^o(x, y) \approx 0$. 激励源为 y 方向均匀电流分布的线源,

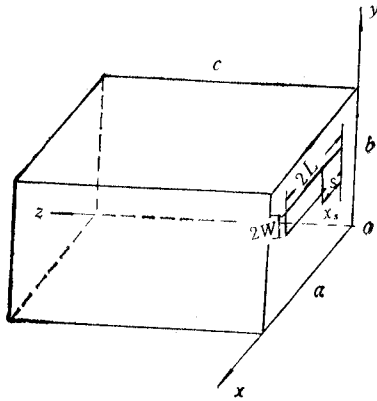


图 1 CBS 天线模型简图
(图中 $2W$ 应是 $2w$)

表示为 $J_y^o = I_0 \delta(x - x_s)$, 式中 I_0 是电流幅值, x_s 是馈电点位置. $z > 0$ 区域为腔体, 设为区域 1; $z < 0$ 区域为均匀有耗介质, 设为区域 2. $z = 0$ 平面除缝隙口面外均是理想导体 (无限薄).

设 $H^{(1)}, H^{(2)}$ 分别表示区域 1 及区域 2 的磁场, 在缝隙口面上存在边界条件

$$\lim_{z \rightarrow 0^+} \hat{z} \times H^{(1)}(\mathbf{r}) - \lim_{z \rightarrow 0^-} \hat{z} \times H^{(2)}(\mathbf{r}) = J_y^o \hat{y} \quad (1)$$

取上式的 y 分量, 有

$$H_z^{(2)} - H_z^{(1)} = -J_y^o, \quad (z \rightarrow 0) \quad (2)$$

利用等效原理, 可求出用口面面磁流及磁源并矢格林函数表示的 $H^{(1)}$ 及 $H^{(2)}$. 考虑窄缝假

设, 对于区域 1 来说, 口面面磁流为

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}) = E_y^o(x, y) \hat{z} \quad (3)$$

则区域 1 的磁场表示为

$$H^{(1)}(\mathbf{r}) = -j\omega \varepsilon_1 \int_A \bar{\mathbf{g}}_h(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{M}(\mathbf{r}') ds \quad (4)$$

式中 ε_1 是区域 1 的介电常数, $\bar{\mathbf{g}}_h(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 为腔体磁源磁型并矢格林函数. 区域 2 的磁场表示为

$$H^{(2)}(\mathbf{r}) = -j\omega \tilde{\varepsilon}_2 \int_A \bar{\mathbf{G}}_m(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot [-\mathbf{M}(\mathbf{r}')] ds \quad (5)$$

式中 $\tilde{\varepsilon}_2$ 是区域 2 的复介电常数, $\bar{\mathbf{G}}_m(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 是均匀半空间磁源磁型并矢格林函数.

分别取(4),(5)式的 x 分量, 代入(2)式, 即可得到

$$\int_A E_y^o(x', y') F_{xx}(x, y, x', y') dx' dy' = j\omega \mu_0 J_y^o \quad (6)$$

式中

$$F_{xx} = \left(k_1^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) g_{Axx} + \left(k_2^2 + \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) G_0, \quad (z = 0) \quad (7)$$

$$g_{Axx} = \frac{1}{ab} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{\gamma \text{th}(\gamma c)} \sin(k_x x) \sin(k_x x') \cos(k_y y) \cos(k_y y') \quad (8)$$

$$\gamma = \sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_1^2}, \quad k_x = m\pi/a, \quad k_y = n\pi/b \quad (9)$$

$$\varepsilon_m = \begin{cases} 1, & m = 0 \\ 2, & m \neq 0 \end{cases} \quad (\varepsilon_n \text{ 同})$$

$$G_0 = \exp(-jk_2 R)/(2\pi R), \quad R = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2} \quad (10)$$

(6)式即是所要寻找的口面电场积分方程。

三、积分方程的矩量解

下面采用矩量法来求解积分方程(6)式,设口面电场 $E_y^a(x', y')$ 具有分离变量形式

$$E_y^a(x', y') = X(x')Y(y') \quad (11)$$

考虑窄缝假设及场的边缘效应^[3], $Y(y')$ 可写为

$$Y(y') = -1/(\pi \sqrt{w^2 - (y' - y_c)^2}) \quad (12)$$

式中 y_c 是缝隙口面中心点的 y 坐标。 $X(x')$ 则是未知函数,可展开为基函数 $X_q(x')$ 的叠加,

$$X(x') = \sum_{q=1}^Q V_q X_q(x') \quad (13)$$

将(13)式代入(6)式,再取适当的试验函数 $W_p(x, y)$ 与之取内积,从而得到一线性代数方程组

$$\sum_{q=1}^Q V_q (a_{pq} + b_{pq}) = C_p, \quad (p = 1, 2, \dots, Q) \quad (14)$$

其中

$$a_{pq} = \int_A \int_A W_p(x, y) X_q(x') Y(y') \left(k_x^2 + \frac{\partial^2}{\partial x'^2} \right) g_{Ax} (x, y, x', y') dx' dy' dx dy \quad (15)$$

$$b_{pq} = \int_A \int_A W_p(x, y) X_q(x') Y(y') \left(k_x^2 + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} \right) G_0(x, y, x', y') dx' dy' dx dy \quad (16)$$

$$C_p = \int_A W_p(x, y) j\omega\mu_0 J_y^a(x, y) dx dy \quad (17)$$

既然 E_y^a 沿 y 方向的变化已知,因此在此方向不需要试验函数,我们可以选择 $W_p(x, y)$ 为

$$W_p(x, y) = S_p(x) \delta(y - y_c) \quad (18)$$

式中 δ 是 Dirac δ 函数, S_p 是要选择的场点试验函数。利用 Galerkin 矩量法,选取分段正弦基及权函数可将(15),(16)两式中的二阶微分算符去掉,取

$$X_q(x') = \begin{cases} \sin [k_1(\Delta - |x' - x_q|)] / \sin(k_1\Delta), & |x' - x_q| \leq \Delta \\ 0, & |x' - x_q| > \Delta \end{cases} \quad (19)$$

$$S_p(x) = \begin{cases} \sin [k_1(\Delta - |x - x_p|)] / \sin(k_2\Delta), & |x - x_p| \leq \Delta \\ 0, & |x - x_p| > \Delta \end{cases} \quad (20)$$

将(8),(10),(12)及(18)~(20)式代入(15)~(17)式,分别求得

$$a_{pq} = [A_p(x'_{q-1}) - 2 \cos(k_1\Delta)A_p(x'_q) + A_p(x'_{q+1})]k_1 / \sin(k_1\Delta) \quad (21)$$

式中

$$A_p(x') = \frac{1}{ab} \sum_{mn} \frac{\epsilon_m \epsilon_n \cos^2(k_y y_c)}{\gamma \text{th}(\gamma c)} J_0(k, w) \sin(k_x x') T_p \quad (21a)$$

$$T_p = \frac{4k_2 \sin(k_x x_p)}{(k_2^2 - k_x^2) \sin(k_2\Delta)} \sin[(k_2 - k_x)\Delta/2] \sin[(k_2 + k_x)\Delta/2] \quad (21b)$$

$$b_{pq} = [B_q(x_{p-1}) - 2 \cos(k_2 \Delta) B_q(x_p) + B_q(x_{p+1})] k_2 / \sin(k_2 \Delta) \quad (22)$$

式中

$$B_q(x_p) = \frac{1}{\sin(k_1 \Delta)} \int_{-\Delta}^{\Delta} \sin[k_1(\Delta - |t|)] Q[(p-q)\Delta - t] dt \quad (22a)$$

$$Q(\xi) = \frac{1}{\pi^2} \int_0^{\pi/2} \frac{\exp\{-jk_2[\xi^2 + (w \sin \theta)^2]^{1/2}\}}{[\xi^2 + (w \sin \theta)^2]^{1/2}} d\theta \quad (22b)$$

$$C_p = \begin{cases} j\omega\mu_0 I_0 \sin[k_2(\Delta - |x_s - x_p|)] / \sin(k_2 \Delta), & |x_s - x_p| \leq \Delta \\ 0, & |x_s - x_p| > \Delta \end{cases} \quad (23)$$

式中 x_s 是馈电点的位置。图 2 是典型的分段正弦基函数示意图。对于本文所求解的
口面电场的 y 分量 E_y^0 ，显然基函数是满足边界条件的。图中 $\Delta = 2L/(Q+1)$ ， $x_p = x_c - L + p\Delta$ ， $x_q = x_c - L + q\Delta$ ， $p, q = 1, 2, \dots, Q$ ， (x_c, y_c) 是缝隙口面中心点坐标。

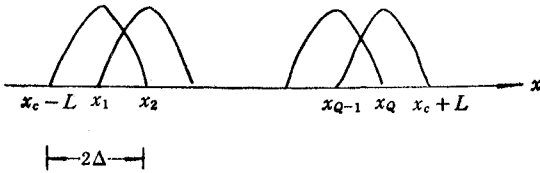


图 2 分段正弦基函数图示

至此，已形式上求出了各矩阵元素，从(21a)可以看出， $A_p(x')$ 是双重级数形式，且在 n 方向级数收敛很慢，为了克服这一困难，我们采用泊松求和来加速级数收敛，具体参见附录 A。对于 b_{pq} 的计算牵涉到二重积分，如果直接利用

数值方法，将费大量机时，而结果不一定很理想。为此，我们针对场点与源点的不同距离，采用不同的近似方法，得到机时能接受、且精度良好的表达式，具体参见附录 B。

缝隙口面的电压分布可表示为

$$V(x) = \sum_{q=1}^Q V_q X_q(x) \quad (24)$$

因此利用(14)式求出 V_q 后，即可得到口面电压分布曲线。

天线的输入阻抗表示为

$$Z_{in} = V(x_s) / I_0 \quad (25)$$

式中 I_0 是馈电点电流， $V(x_s)$ 是馈电点电压，因此对于单位电流， $V(x_s)$ 即是天线的输入阻抗。下面着重考察外部有耗介质对天线特性的影响，以及馈电点位置不同、腔体深度不同时天线输入阻抗的变化规律，为天线设计提供依据。

四、数值计算及结论

为了说明本文算法的可靠性，我们取文献[6]中 Long 实验天线尺寸。利用本文算法，计算当 $f = 500 \sim 700$ MHz 时，天线的输入阻抗。将该结果与 Long 的实验结果作比较，如图 3 所示。由图可以看出，在大部分频率点上，本文结果与 Long 实验结果比较吻合，误差基本上小于 10%，但在一些低频点上误差增大。究其原因是，在 Long 实验中，缝隙是开在有限大、有一定厚度及一定电导率的导体板上的，而本文假设导体板是无限大、零厚度的理想导体板。且随着频率降低，波长增大，导体板有限尺寸造成的偏差将

增大,从而造成在低频部分,本文结果与实验结果偏差增大。

图 4 给出了外部环境电导率变化对天线输入阻抗的影响。天线结构尺寸同图 3。由图 4 可以看出,随着电导率的增加,输入阻抗逐渐减小,且电阻部分比电抗部分下降的幅度大,这与实际情况吻合。外部有耗介质相当于并联一个阻抗,该阻抗的实部随 σ_2 的增大而减小,而虚部因为 ϵ_2 不变保持稳定,从而使天线输入阻抗的倒数增大,相应地输入阻抗本身减小,且其电阻部分下降的幅度比电抗部分大。

图 5 给出了外部环境介电常数变化对天线输入阻抗的影响。天线结构尺寸同图 3。从图 5 可以看出,随着介电常数的增大,电抗部分迅速下降,而电阻部分相对稳定,有小的起伏变化。

若固定环境介质 ($\epsilon_2 = 15\epsilon_0, \sigma_2 = 0.5\text{S/m}$), 取 $f = 500 \sim 700 \text{ MHz}$, 天线尺寸同图 3。研究在此环境下, 频率改变对天线输入阻抗的影响, 发现天线在此环境下谐振状态不明显, 且电阻及电抗随频率变化均不大 (R 改变了 $7\Omega, x$ 改变了 0.84Ω)。限于篇幅, 该图省略。这就给我们一个启示: 若环境介质的介电常数及电导率均较大, 则天线的谐振特性非常不明显, Z_{in} 在一定频段内变化不大。

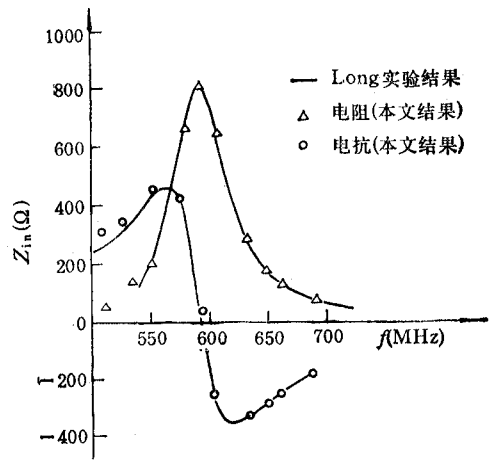


图 3 本文结果与 Long 实验对比图
 参数为: $a = 35\text{cm}, b = 10\text{cm}, c = 17.86\text{cm},$
 $2L = 25\text{cm}, \omega/L = 0.04, x_c = a/2, y_c = b/2,$
 $s = L, \bar{\epsilon}_2 = \epsilon_1 = \epsilon_0$

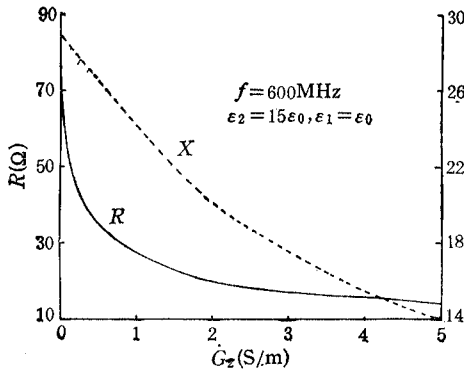


图 4 外部电导率变化对 Z_{in} 的影响
 (横坐标应是 $\sigma_2(\text{S/m})$)

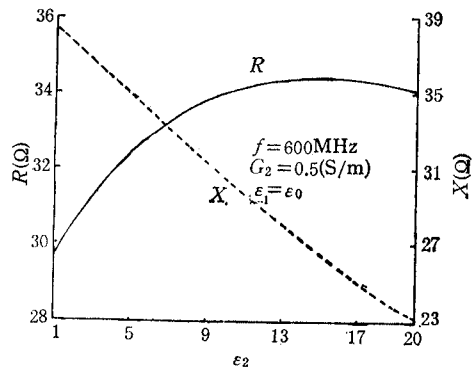


图 5 外部环境介电常数变化对 Z_{in} 的影响
 (横坐标应是 ϵ_2/ϵ_0 ; 图中 G_2 应是 σ_2)

以上研究了环境介质对天线特性的影响。下面在环境介质不变的条件下($\epsilon_2 = 15\epsilon_0, \sigma_2 = 0.5\text{S/m}$), 研究馈电点位置及腔体深度对天线输入阻抗的影响。

图 6 给出了馈电点位置变化对天线输入阻抗的影响。由图可以看出, 馈电点位置变化对输入阻抗有波动影响。在 $s/L < 0.8$ 时, 输入阻抗变化较大, 位置稍有不同, Z_{in} 即

有较大变化。而 $s/L = 0.8 \sim 1$ 范围内, Z_{in} 较为稳定(亦即随位置变化不太敏感), 且输入阻抗的电阻部分较大。因此从天线设计及希望有较大输入电阻的角度来说, 馈电点位置应选在 $s/L = 0.8 \sim 1.2$ 范围内。

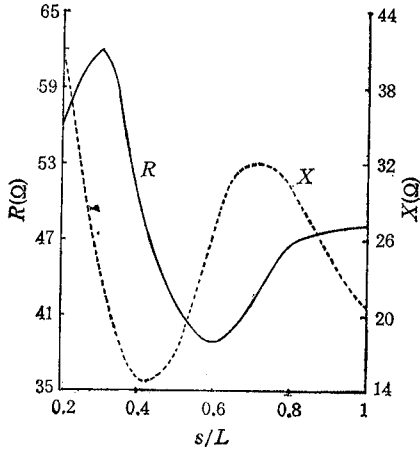


图6 馈电点位置不同对 Z_{in} 的影响
参数: $a = 0.7\lambda$, $b = 0.2\lambda$, $c = 0.3\lambda$,
 $2L = 0.6\lambda$, $w/L = 0.04$, $x_c = a/2$,
 $y_c = b/2$, $f = 3\text{GHz}$

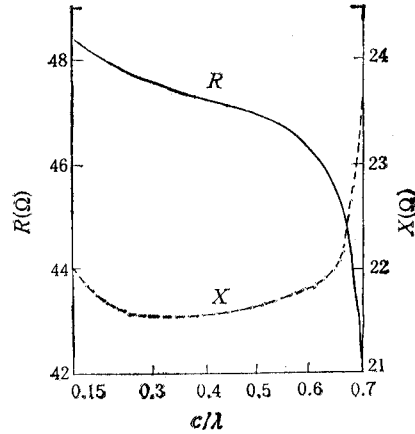


图7 腔体深度变化对 Z_{in} 的影响
参数: $a = 0.7\lambda$, $b = 0.2\lambda$, $2L = 0.6\lambda$,
 $w/L = 0.04$, $s = L$, $x_c = a/2$,
 $y_c = b/2$, $f = 3\text{GHz}$

图7给出了腔体深度变化对天线输入阻抗的影响。由图可以看出, 当 $c < 0.5\lambda$ 时, 输入阻抗变化不大, R 随 c 的增大而减小; X 随 c 的增大, 一开始 ($c < 0.3\lambda$) 下降, 而后平滑上升。但当 $c > 0.5\lambda$ 时, R 迅速下降, X 迅速上升。因此从易于加工及具有较大输入电阻的角度来说, 腔体深度 c 的取值范围应为 $0.3\lambda \sim 0.5\lambda$ 之间, 此时天线有较大的口面电压分布, 所以其辐射效率较高。

通过上述讨论, 我们可以得到以下结论: (1) 有耗介质环境能使天线的谐振状态变得不明显, 随着电导率及介电常数的增大, 输入阻抗的 R 和 X 均变化不大。(2) 馈电点位置的选取应在 $s/L = 0.8 \sim 1.2$ 之间, 这样不但可以方便加工, 而且易于与 50Ω 同轴线实现阻抗匹配, 同时天线有较大的口面电压分布, 从而天线的辐射效率较高。(3) 腔体深度取值为 $0.3\lambda \sim 0.5\lambda$ 之间较好。

值得一提的是, 本文的研究是为石油测井天线设计提供依据的, 因此介质参数的选取基于某油田的地质参数, 所有结论也是在此基础上得出的。

感谢金元松高级工程师给予的有益讨论。

附 录

A. 关于 $A_p(x')$ 的加速收敛技术

从(21a)式不难看出, $A_p(x')$ 关于 m 的求和, 其收敛性与 m^{-3} 相当, 而关于 n 的求和仅与 $n^{-1.5}$ 相当。实际数值计算时, m^{-3} 收敛性较好, 而 $n^{-1.5}$ 收敛很慢, 为了改善 $A_p(x')$

的收敛性, 将 (21a) 式改写为

$$A_p(x') = \frac{2}{ab} \sum_{m=1}^{\infty} \sin(k_x x') T_p \left[\frac{1}{k_m \text{th}(k_m c)} + 2U_m \right] \quad (\text{A-1})$$

式中 T_p 见 (21b) 式, k_m 及 U_m 为

$$k_m = \sqrt{k_x^2 - k_1^2} \quad (\text{A-2})$$

$$U_m = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos^2(k_y y_c)}{\gamma' \text{th}(\gamma' c)} J_0(k_y w) \quad (\text{A-3})$$

显然要改善 $A_p(x')$ 的收敛性, 关键在于改善 U_m 的收敛性. 一般情况下有, $y_c = b/2$, 则 $k_y y_c = n\pi/2$, 从而 U_m 可改写为

$$U_m = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\gamma' \text{th}(\gamma' c)} J_0\left(\frac{2n\pi}{b} w\right) \quad (\text{A-4})$$

式中 $\gamma' = \sqrt{(m\pi/a)^2 + (2n\pi/b)^2 - k_1^2}$. 利用贝塞尔函数的渐近形式, (A-4) 式可近似写为

$$U_m = \sum_{n=1}^N \frac{1}{\gamma' \text{th}(\gamma' c)} J_0\left(\frac{2n\pi}{b} w\right) + V_m \quad (\text{A-5})$$

式中 N 的选取应使 $2N\pi w/b \gg 1$, 以保证贝塞尔函数取渐近式的精度. V_m 可表示为

$$V_m = \sum_{n=N+1}^{\infty} \frac{1}{\pi \gamma'} \sqrt{\frac{b}{nw}} \cos\left(\frac{2n\pi}{b} w - \frac{1}{4} \pi\right) \quad (\text{A-6})$$

上式中用到了 $\text{th}(\gamma' c) \approx 1$ (当 $n > N$ 时). 利用泊松求和公式^[10]

$$\sum_{n=N+1}^{\infty} g(n) \exp(j\xi n) = j(1/2)g(N+1) \exp[j\xi(N+1/2)] / \sin(\xi/2) \quad (\text{A-7})$$

式中 N 是大数, $g(n)$ 是关于 n 的缓变、单调递减的函数, 利用 (A-7) 式, 则 V_m 变为一代数式

$$V_m = - \frac{\sin[(2\pi w/b)(N+1/2) - \pi/4]}{2\pi \sin(\pi w/b) \sqrt{(w/b)(N+1)[(m\pi/a)^2 + (2(N+1)\pi/b)^2 - k_1^2}} \quad (\text{A-8})$$

所以 U_m 也变为 N 项的和, 很容易上机计算, 从而 $A_p(x')$ 的收敛性得到改善.

B. 关于二重积分 $B_q(x_p)$ 的计算

1. 远区场情况 ($|p-q| > 5$) 该情况意指场点远离源点, 此时 $\xi \gg w$, 因此 (22b) 式中的被积函数比较平滑, θ 取不同值对积分影响很小, 我们采用积分中值定理来近似求 $Q(\xi)$, 则 (22b) 式变为

$$Q(\xi) = \frac{1}{2\pi} \frac{\exp\{-jk_2[\xi^2 + (w/2)^2]^{1/2}\}}{[\xi^2 + (w/2)^2]^{1/2}} \quad (\text{B-1})$$

所以 $B_q(x_p)$ 的二重积分转化为一重积分. 利用高斯求积法很容易上机计算.

2. 近区场情况 ($|p-q| \leq 5$) 该条件意指场点离源点很近或重合, 此时被积函数可能出现奇点, 严格分析可知^[11], 此时被积函数的奇点均为可去奇点. 由于场点离源点很近, 则 $\xi \approx w$, 而 w 只有 0.01λ 量级, 因此 $|k_2 \sqrt{\xi^2 + (w \sin \theta)^2}| < 1$. 将

$$\exp[-jk_2 \sqrt{\xi^2 + (w \sin \theta)^2}]$$

展开,取前几项,代入(22a)及(22b)式,得

$$B_q(x_p) = \frac{1}{\pi^2 \sin(k_1 \Delta)} \left\{ \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_0^{\pi/2} \frac{\sin k_1(\Delta - |z|)}{\sqrt{\xi^2 + (w \sin \theta)^2}} d\theta dz \right. \\ \left. - j k_2 \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_0^{\pi/2} \sin [k_1(\Delta - |z|)] dz d\theta \right. \\ \left. - \frac{k_2^2}{2} \int_{-\Delta}^{\Delta} \int_0^{\pi/2} \sin [k_1(\Delta - |z|)] \sqrt{\xi^2 + (w \sin \theta)^2} dz d\theta \right\} \quad (B-2)$$

式中 $\xi = (p - q)\Delta - z$, 将上式进行变量代换,并利用椭圆积分^[12],则上式变为

$$B_q(x_p) = \frac{1}{\pi^2 \sin(k_1 \Delta)} \int_{-\Delta}^{\Delta} \sin [k_1(\Delta - |z|)] \left[\frac{1}{\sqrt{\xi^2 + w^2}} F \left(\frac{w}{\sqrt{\xi^2 + w^2}}, \frac{\pi}{2} \right) \right. \\ \left. - \frac{k_2^2}{2} \sqrt{\xi^2 + w^2} E \left(\frac{w}{\sqrt{\xi^2 + w^2}}, \frac{\pi}{2} \right) \right] dz - \frac{j k_2 [1 - \cos(k_1 \Delta)]}{\pi \sin(k_1 \Delta) k_1} \quad (B-3)$$

式中 F, E 均是椭圆积分,实际数值计算时可利用椭圆积分子程序或取级数展开式的前几项计算(视 p 及 q 的不同取值而定)。同样关于 z 的积分利用高斯求积法即可。

参 考 文 献

- [1] T. M. Smith et al., *IEEE Trans. on AP*, **AP-12**(1964)3, 285—288.
- [2] M. H. Cohen, *J. Appl. Phys.*, **25**(1954)7, 581—587.
- [3] J. Galejs, *IEEE Trans. on AP*, **AP-11**(1963)2, 119—126.
- [4] J. Galejs, *Antennas in Inhomogeneous Media*, Pergamon Press Ltd., Oxford, (1969), pp. 84—95.
- [5] C. R. Cockrell, *IEEE Trans. on AP*, **AP-24**(1976)3, 288—294.
- [6] S. A. Long, *IEEE Trans. on AP*, **AP-23**(1975)1, 1—7.
- [7] S. A. Long, *IEEE Trans. on AP*, **AP-25**(1977)6, 829—833.
- [8] A. Hadidi, M. Hamid, *IEE Proc.-H*, **136**(1989) 2, 139—146.
- [9] R. J. Gilmore et al., Enhanced Saturation Determination Using the EPT-G Endfire Antenna Array, SPWLA 28th Ann. Logging Symp., London, June 29-July 2, (1987).
- [10] E. Lier, *IEEE Trans. on AP*, **AP-38**(1990)6, 783—792.
- [11] 吴信宝,电磁波传播测井中的天线与波传播理论研究,电子科技大学博士论文,成都,1991年.
- [12] 数学手册编写组,数学手册,人民教育出版社,北京,1979年,第600—606页.

CHARACTERISTICS OF THE CAVITY-BACKED NARROW SLOT ANTENNA IN A LOSSY MEDIUM

Wu Xinbao Pan Weiyan

(China Research Institute of Radiowave Propagation, Xinxiang 453003)

Lin Weigan

(University of Electronics Science and Technology of China, Chengdu 610054)

Abstract

The study of characteristics of the cavity-backed slot antenna in a lossy medium is given by using the moment method and dyadic Green's functions. The Poisson summation formula is used to convert the double series of the elements into a more rapidly converging series, and the integration middle value theorem and elliptic integral are used to simplify the double integral of the elements. Numerical results show the effects of the lossy medium and antenna parameters on input impedance, which could be used in designing cavity-backed slot antenna.

Key words

Cavity-backed slot antenna; Lossy medium; Moment method; Dyadic Green's function