

# 印刷带状偶极子天线与经典三维柱状偶极子天线的等效理论研究

常玉梅<sup>1</sup>, 车文荃<sup>1</sup>, 周 雍<sup>2</sup>

(1. 南京理工大学通信工程系, 江苏南京 210094; 2. 滑铁卢大学电子与计算机工程系, 加拿大滑铁卢 N2L3G1)

**摘要:** 相对于传统的柱状偶极子, 印制偶极子天线更适合应用于现代通讯系统. 本文通过引入边缘场效应, 对传统的基于感应电动势法的柱状电偶极子辐射阻抗公式进行修正, 并在此基础上将其推广至印制偶极子天线中. 此外, 本文还采用合成渐进法, 基于物理概念, 推导出平面偶极子天线的谐振频率及谐振频率处辐射电阻的两个计算机辅助计算公式. 数值计算及验证表明, 两个公式的精度均在 2% 以内, 可以用于指导工程设计.

**关键词:** 印制偶极子天线; 辐射阻抗; 模糊电磁学; 合成渐进法; 矩量法

**中图分类号:** TN911.23      **文献标识码:** A      **文章编号:** 0372-2112 (2015)02-0230-06

**电子学报 URL:** <http://www.ejournal.org.cn>

**DOI:** 10.3969/j.issn.0372-2112.2015.02.004

## Equivalence of the Strip-Dipole Antenna Printed on Dielectric Substrate to the Classical Rod-Dipole Antenna in Air

CHANG Yu-mei<sup>1</sup>, CHE Wen-quan<sup>1</sup>, CHOW Yung<sup>2</sup>

(1. Department of Communication Engineering, Nanjing University of Science & Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China)

(2. Electrical and Computer Engineering, University of Waterloo, Waterloo, ON N2L3G1, Canada)

**Abstract:** Dipole-antenna printed as strip on a dielectric substrate is more suitable for modern technology than the classical dipole in rod form. In this paper, an improved radiation impedance formula of rod-dipole in free space was proposed by considering the edge effects at two ends and the feeding point. Based on the improved formula and the equivalent conversion between rod-dipole and strip-dipole, this paper derived a pair of simple and accurate formulas to convert the response of a strip-dipole on slab to that of an equivalent rod-dipole; the two formulas were obtained by using the Synthetic Asymptote (SA) method. The validity and the accuracy of the formula were verified, which is less than 2%, which means that these two formulas can be quite useful for the guidance of practical engineering design.

**Key words:** printed dipole; radiation impedance; fuzzy EM; synthetic asymptote (SA); method of moment (MoM)

### 1 引言

现代通信系统平面化和集成化的发展趋势使得平面天线被广泛地应用<sup>[1~4]</sup>, 作为一种经典的天线结构, 偶极子天线也需要进行平面化以满足工程需求. 因此, 有关平面偶极子特性的研究也非常重要. 对于自由空间中的柱状偶极子天线, 人们已经通过采用坡印廷矢量法, 等效传输线法, 感性电动势法等多种方法得到其辐射阻抗公式, 尤其是基于感应电动势法得到的公式, 应用十分广泛<sup>[5~8]</sup>. 然而, 对于平面偶极子辐射阻抗的相关报道却并不多见; 其中, Alexopoulos 在文章<sup>[9]</sup>中主要是通过求解偶极子天线上的电流分布, 然后再通过求解

格林公式得出微带偶极子天线和在介质基板上的柱状偶极子天线的辐射阻抗. Kazemipour 等人<sup>[10]</sup>则将微带偶极子天线等效为一对镜像偶极子天线, 并假设介质基板的厚度很薄可忽略天线的远场效应, 通过修正超越函数 sine-和 cosine-得到微带偶极子辐射阻抗的简化公式.

然而, 上述两种求解天线辐射阻抗的过程都是比较繁琐的. 观察基于感应电动势法得到的偶极子辐射阻抗解析式可以发现: (1) 辐射阻抗解析解中总共包含 15 项, 且公式中使用了大量的诸如 sine-或 cosine-等超越函数; (2) 这 15 项中几乎每一项都是关于偶极子的长度  $l$ 、半径  $a$  及工作频率  $f$  的函数; (3) 在史密斯圆图上, 偶极子的阻抗轨迹基本可以看作是不变的, 即: ① 轨迹近似

为一个位于阻抗圆右半区域的闭合圆;②无论偶极子的长度和半径取何值,轨迹总会经过谐振点( $X_0 = 0$ );③偶极子的电长度总是  $\beta_0 l = \pi$ (脚标“0”表示偶极子位于自由空间中).基于上述三点发现及金属薄片宽度与金属柱半径之间的等效转换公式<sup>[11]</sup>,可将印刷在介质基板上的带状偶极子与自由空间中的柱状偶极子的辐射阻抗解析式进行等效.

本文首先对基于感应电动势法的电偶极子辐射阻抗解析式进行修正;在此基础上,将其扩展到平面偶极子的情形,得到平面偶极子的相移常数  $\beta_{eff}$  和辐射电阻  $R_{eff}$  的表达式.进一步采用合成渐进方法(Synthetic Asymptote, SA),推导出平面偶极子印制在不同厚度和不同介电常数的介质板上时,其辐射电阻和谐振频率随厚度变化的计算机辅助计算公式,通过与仿真结果对比,该公式的精度均在 2% 以内.

## 2 柱状偶极子天线辐射阻抗解析式的修正

普通柱状偶极子工作在自由空间(波阻抗为  $\eta_0$  和相移常数为  $\beta_0$ )中时,如图 1 所示.

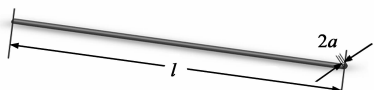


图1 自由空间中的柱状偶极子,长度为 $l$ ,半径为 $a$

基于感应电势法可得到偶极子天线的经典辐射阻抗  $Z_{rad}$  解析式<sup>[12]</sup>,如公式(1)~(4)所示:

$$Z_{rad} = R_{rad} + X_{rad} \quad (1)$$

$$R_{rad} = \frac{\eta_0}{4\pi} \cdot \left\{ \begin{aligned} &2\text{Si}(2\beta_0 \cdot l) \cdot [\text{Si}(4\beta_0 \cdot l) - 2\text{Si}(2\beta_0 \cdot l)] + \cos(2\beta_0 \cdot l) \cdot [C + \ln(\beta_0 \cdot l)] \\ &+ \text{Ci}(4\beta_0 \cdot l) - 2\text{Ci}(2\beta_0 \cdot l) + 2[C + \ln(2\beta_0 \cdot l) - \text{Ci}(2\beta_0 \cdot l)] \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

$$X_{rad} = \frac{\eta_0}{4\pi} \cdot \left\{ \begin{aligned} &2\text{Si}(2\beta_0 \cdot l) - \sin(\beta_0 \cdot l) \cdot [2\text{Ci}(2\beta_0 \cdot l) - \text{Ci}(4\beta_0 \cdot l) - \text{Ci}(2\beta_0 \cdot a^2/l)] \\ &-\cos(\beta_0 \cdot l) \cdot [2\text{Si}(\beta_0 \cdot l) - \text{Si}(2\beta_0 \cdot l)] \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\text{Si}(x) = \int_0^x \frac{\sin(x)}{x} dx, \quad (4)$$

$$\text{Ci}(x) = - \int_x^\infty \frac{\cos(x)}{x} dx,$$

$$\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}, \beta_0 = \sqrt{\mu_0\epsilon_0}, C_1 = 0.57721$$

图 2(a)和 2(b)所示为半波偶极子的  $l/a = 160$  和 80 时,修正前辐射阻抗解析式(1)与高频电磁仿真软件 HFSS 及矩量法<sup>[13]</sup>程序计算得到的阻抗值的对比.

结果表明软件仿真结果与 MoM 程序计算结果的误差(本文中所述的误差均是指方差)在 5% 左右.而修正

前公式的计算结果与 HFSS 和 MoM 的误差均接近 15%,甚至更大(当  $l/a$  值比较小时),这说明公式(1)~(4)的精度有待改善.

利用 MoM 方法可以得到沿偶极子表面的实际电流分布,将其与理想的正弦函数曲线比较(感应电动势法采用的电流分布形式),如图 3(a)所示.

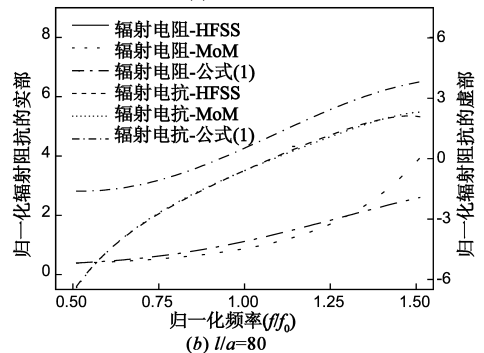
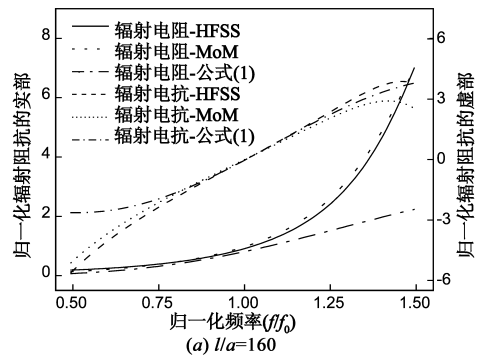
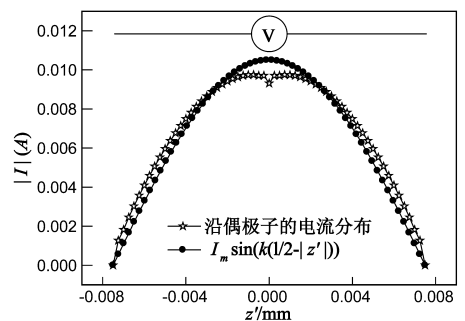
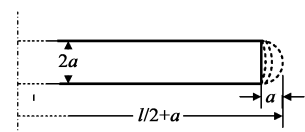


图2 修正前的偶极子辐射阻抗与HFSS及MoM程序计算的结果对比,  $Z_0 = 75\Omega, f = 0.5f_0 - 1.5f_0$



(a) 采用MoM方法计算的沿半波偶极子的电流分布



(b) 偶极子末端存在的边缘场效应, 其中 $l/a = 160$

图3

图 3(a)指出,当电偶极子工作在谐振频率时,沿其表面的电流分布并非理想的正弦电流分布,而是在中心馈电点及两侧靠近末端的位置处与理想正弦函数曲线有所偏离.因此,馈电点电流值的偏移将会产生一个

电感分量  $\Delta L$ , 也就意味着辐射阻抗中会存在一个  $\Delta R$ . 靠近两末端的电流发生偏移则会产生一个电容分量  $\Delta C$ . 图 3(b) 则指出, 由于边缘场效应的存在, 其两端必然会发生电荷的聚集, 半径约为  $a$ , 因此电偶极子的实际工作长度会由原来的  $l$  延长至  $(l+2a)$ . 然而, 图 3a 中这三处的电流偏移量并不是很大, 说明它们均可以引入修正因子来进行改进. 因此, 将  $\Delta L, \Delta R$  以及  $\Delta C$  考虑之后, 电偶极子的辐射阻抗解析式可表示为:

$$\frac{1}{Z_{rad}} = \frac{1}{Z_{rad} + \Delta R + j\omega\mu_0\Delta L} + \frac{j\omega\epsilon_0}{\Delta C} \quad (5)$$

其中,

$$\Delta L = (l+2a)K_1 \ln\left(\frac{(l+2a)K_1}{a}\right) \quad (6)$$

$$\Delta C = \frac{1}{(l+2a)K_2} \ln\left(\frac{(l+2a)K_2}{a}\right) \quad (7)$$

当电偶极子处于谐振状态时, 公式(1)计算得到的值  $Z_{rad}$  等于  $(61+j0)\Omega$ , 且近似为常数, 也就是说, 只要比值  $l/a > 50$ ,  $Z_{rad}$  将与  $a$  的取值无关. 该比值虽然比较接近实际情况, 但是  $61\Omega$  的辐射电阻值的误差仍然较大. 因为无论软件仿真还是实际测试结果均表明该值应在  $75\Omega$  左右, 那么可以认为边缘场产生的辐射电阻值  $\Delta R \approx 14\Omega$ .

对于寄生电感  $\Delta L$  和寄生电容  $\Delta C$ , 均可以表示为等效柱状偶极子的半径  $a$  与含边缘场在内的偶极子长度  $(l+2a)K_1$  (或  $K_2$ ) 的乘积. 由于电流的相位沿着电偶极子会发生变化, 直接通过边缘场的电流和电荷求解  $\Delta L$  和  $\Delta C$  存在一定的难度. 本文是通过全波分析软件 HFSS 或程序计算拟合得到  $K_1$  和  $K_2$  的值, 分别为  $K_1 = 0.0145$  和  $K_2 = 1.05$ . 可以发现,  $K_1$  的值很小, 说明电偶极子两端附加场产生的电流很小; 相比之下,  $K_2$  的值很大, 说明电偶极子馈电点处的电流突变产生大量的电荷积聚, 导致寄生电容值较大.

为验证式(5)的精度, 将 HFSS 仿真得到的辐射阻抗值与式(5)的计算结果进行比较, 如图 4 所示. 不难发现, 在谐振点处选择合适的  $\Delta R$  可以使得误差几乎为零; 在整个工作频段内, 误差也可以控制在 5% 以内; 而修正前式(1)的误差则超过 10%. 因此, 通过对式(1)进行修正, 使得电偶极子的辐射阻抗解析式的精度大大提高. 需要注意的是, 若比值  $l/a$  太小, 譬如  $l/a < 40$ , 式(5)的误差可能会增大. 但是, 在实际工程中, 该比值通常大于 40, 因此改进后的式(5)适用于绝大多数情形.

### 3 平面偶极子的辐射阻抗公式

与自由空间中的柱状偶极子不同, 当偶极子印制在介质基板上时, 通常是被加工成宽度为  $w$ , 长度仍为  $l$  的带状贴片, 如图 5 所示.

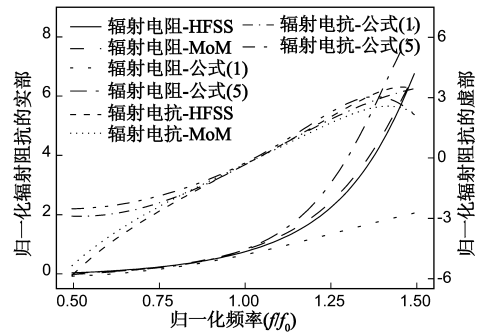


图4 电偶极子辐射阻抗的比较(修正前公式(1)、修正后公式(5)与HFSS及MoM的对比), 其中  $l/a = 160$ ,  $\text{mith}$  圆图的归一化阻抗  $Z_0 = 75\Omega$ ; 扫频范围为  $0.5f_0$  到  $1.5f_0$ ,  $f_0$  为偶极子在自由空间的谐振频率

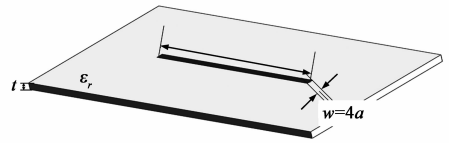


图5 平面偶极子天线的结构示意图

文献[11]中, 车文荃等人通过共形映射法, 得到带状偶极子与金属柱之间的等效转换公式:

$$\frac{w}{4} = a \quad (8)$$

此外, 当偶极子置于自由空间或各向同性介质(介电常数为  $\epsilon_r$ ) 中时, 谐振频率  $f_0$  是由沿偶极子分布的电流的相移常数  $\beta$  和辐射电阻  $R$  决定, 即由  $\beta_0 l = \lambda/2$  和  $R_0$  决定. 众所周知, 在自由空间中, 相移常数为  $\beta_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0}$ , 辐射电阻  $R_0$  可表示为包含  $\beta l$  (当  $\beta_0 l = \lambda/2$  时,  $R_0 = R_{rad} + \Delta R$ ) 和波阻抗  $\eta_0 = \sqrt{\mu_0/\epsilon_0}$  乘积的表达式; 同理, 在各向同性介质中<sup>[14]</sup>, 考虑到介质的影响, 则有:

$$\beta_{eff} = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0\epsilon_{eff}}, R_0 \propto f(\beta_{eff}l, \eta_\epsilon), \eta_\epsilon = \sqrt{\mu_0/\epsilon_r\epsilon_0} \quad (9)$$

对于印刷在介质基板上的平面偶极子来说, 其谐振频率和辐射电阻会随着衬底的介电常数  $\epsilon_r$  和厚度  $t$  发生变化而非常数<sup>[15]</sup>. 本文将基于合成渐进法探讨几种常用介质的厚度  $t$  对平面偶极子的谐振频率和辐射电阻的影响. 合成渐进法是一种曲线拟合方法, 主要是根据参数在两个极限条件下的响应(通常称为参数的近渐进式和远渐进式), 得到其在整个参数范围内的响应<sup>[15-18]</sup>.

(1) 当  $t \rightarrow 0$  时

当  $t$  为零时, 介质消失, 即

$$\epsilon_{eff} = 1 \quad (10)$$

此时谐振频率  $f_0$  的近渐进式为:

$$\lim_{t \rightarrow 0} f_{eff} = f_0 \quad (11)$$

辐射电阻  $R_0$  的近渐进式为:

$$\lim_{t \rightarrow 0} R_{\text{eff}} = R_0 \quad (12)$$

其中  $f_0$  和  $R_0$  分别为偶极子天线工作在自由空间中的谐振频率和辐射电阻。

(2) 当  $t \rightarrow \infty$  时

当  $t$  为无穷大时,平面带状偶极子天线可看作是工作在半空间中,即计算区域一半为自由空间,另一半为介质,此时情况会比较复杂:

①虽然偶极子产生的磁场不会受到半空间中介质-空气边界的影响,但是电场却会发生变化<sup>[19,20]</sup>,因为介电常数从一侧的 1 变成另一侧的  $\epsilon_r$ ,而偶极子正是位于该边界上。那么等效介电常数的远渐进式可认为是:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} \quad (13)$$

其谐振频率的远渐进式为:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} f_{\text{eff}} = f_{\infty} = \frac{f_0}{\sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}} \quad (14)$$

②当平面偶极子印制在厚度为无穷大的介质基板上时,其辐射电阻则应取边界两侧的平均值,即  $R_{\infty} = 0.5R_0(1 + 1/\sqrt{\epsilon_r})$ 。但是由于沿着空气-介质的边界两侧的  $\beta$  值并不完全等同,导致部分电磁波的抵消而在两侧各形成一个薄层,其厚度会随着  $\sqrt{\epsilon_r - 1}$  的变化而变化。因此在该情况下谐振频率处的辐射电阻可以表示为:

$$\lim_{t \rightarrow \infty} R_{\text{eff}} = R_{\infty} = \left( \frac{1}{2 + \delta} \right) \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \right) R_0 \quad (15)$$

其中  $\delta \approx \sqrt{\epsilon_r}/K_3$ , 采用求取  $K_1$  和  $K_2$  相同的方法得到  $K_3 \approx 6$ 。

(3)  $t$  为任意值时

当介质板的厚度  $t$  为任意值时,根据两种极限情况下的推导结果,平面偶极子天线的谐振频率  $f_{\text{eff}}$  可表示为:

$$\begin{aligned} f_{\text{eff}} &= (f_0 - f_{\infty}) e^{-\frac{t}{t_r}} + f_{\infty} \\ &= f_0 \left[ \left( 1 - \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \right) e^{-\frac{t}{t_r}} + \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \right] \end{aligned} \quad (16)$$

那么,有效介电常数  $\epsilon_{\text{eff}}$  的表达式为:

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{1}{\left( \left( 1 - \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \right) e^{-\frac{t}{t_r}} + \sqrt{\frac{2}{\epsilon_r + 1}} \right)^2} \quad (17)$$

同理,谐振频率处的辐射电阻  $R_{\text{eff}}$  为:

$$R_{\text{eff}} = (R_0 - R_{\infty}) e^{-t/t_r} + R_{\infty} = R_0 \cdot C(\epsilon_r) \quad (18)$$

其中,

$$C(\epsilon_r) = \left[ \left( 1 - \left( \frac{1}{2 + \delta} \right) \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \right) \right) e^{-\frac{t}{t_r}} + \left( \frac{1}{2 + \delta} \right) \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r}} \right) \right] \quad (19)$$

进一步地,将公式(5)中  $\beta_0$  和  $\epsilon_0$  分别用  $\beta_{\text{eff}} = \beta_0 \sqrt{\epsilon_{\text{eff}}}$

和  $\epsilon_{\text{eff}}$  代替,可得到平面偶极子天线的辐射阻抗  $Z_{\text{strip}}$ :

$$\frac{1}{Z_{\text{strip}}} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_{\text{eff}}}{\Delta C_{\text{strip}}} + \frac{1}{jX_{\text{rad}}(\beta_{\text{eff}}) + R_{\text{rad-eff}} + j\omega\mu_0\Delta L_{\text{strip}}} \quad (20)$$

$$\Delta C_{\text{strip}} = \frac{1}{(l + w/2) K_2} \ln \left( \frac{(l + w/2) K_2}{w/4} \right) \quad (21)$$

$$\Delta L_{\text{strip}} = \left( l + \frac{w}{2} \right) K_1 \ln \left( \frac{(l + w/2) K_1}{w/4} \right) \quad (22)$$

$$R_{\text{rad-eff}} = (R_{\text{rad}}(\beta_{\text{eff}}) + \Delta R) \cdot C(\epsilon_r) \quad (23)$$

其中  $t_f = 0.8$  和  $t_R = 0.5$ ,也是通过大量的仿真计算和数值拟合得到的。

综上所述,推导平面偶极子的辐射阻抗解析式的主要流程如图 6 所示:

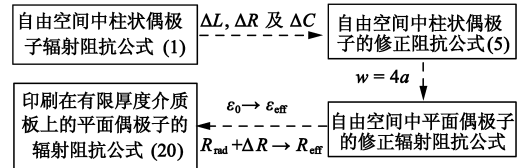


图6 平面偶极子的辐射阻抗公式推导流程图

## 4 公式验证及讨论

为验证式(20)的准确性,图 7(a)、7(b)给出了两种平面偶极子天线的公式计算结果与 HFSS 及 MoM 的计算结果的对比,该对比主要是在 Smith 圆图中体现,这是因为:①易于观察从自由空间中柱状偶极子到印制在介质板上的平面偶极子的辐射阻抗的变化趋势;②从幅度和相位两个角度观察和比较公式(20)与 HFSS 结果的吻合度。

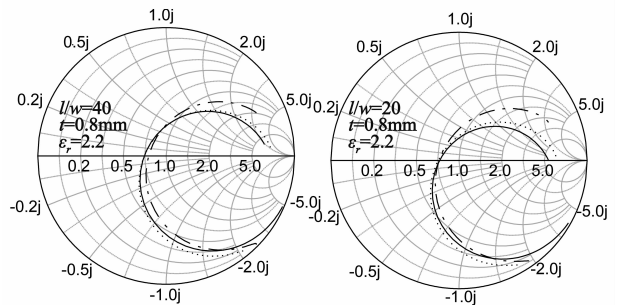


图7 修正前后平面偶极子的辐射阻抗公式对比,其中选用的基板为 Rogers 5880( $\epsilon_r=2.2$ ,厚度  $t=0.8\text{mm}$ ),  $Z_0=75\Omega$ ,  $f=0.5f_0 \sim 1.5f_0$ 。

从图 7 可以发现,将自由空间中的柱偶极子等效为印制板上的平面偶极子时,阻抗轨迹会向 Smith 圆图的中央区域聚集。此外,在工作频段内 ( $|S_{11}| < 1/(3.16)$ ),公式(20)的计算结果与 HFSS 仿真结果非常吻合,误差在 5% 以内;而在工作频段外,公式的误差大于 5%,主要是因为远离第一谐振点 ( $f_0 \approx c/(2l)$ ) 的位

置,特别是最高和最低频率点,在馈电处会产生一个很高的电流尖峰<sup>[21]</sup>,所以实际上  $K_2$  的值是随频率变化的,而为计算简便,本文将其看作是常数。

众所周知,在自由空间中,柱状偶极子的谐振频率和辐射电阻很容易得到。但是对于平面偶极子,特别是当其印制在不同介质板上时,上述特性并不能直观地看出。通过采用式(16)和式(18),则可以很方便地通过等效的自由空间柱状偶极子的谐振频率和辐射电阻推导出平面偶极子的特性参数。

由于公式(16)和(18)把介质板的厚度及材料的介电常数均已考虑在内,因此理论上可以计算任意厚度和介电常数的情形。图 8a 和 8b 所示为当平面偶极子的宽度不同时,谐振频率和辐射电阻随介质厚度的变化情况。图 9a 和 9b 则给出选用不同介质板时,谐振频率和辐射电阻随介质厚度的变化情况。

由图 8 可见,当  $10 < l/w < 40$ ,公式计算结果与 HFSS 结果非常吻合,谐振频率的误差约为 0.5%,辐射电阻的误差则小于 3.5%。辐射电阻的误差相比谐振频率的误差偏大,是因为辐射波会在空气-介质边界两侧发生多重反射,从而引起一个很小的振荡波。由计算结果可以看出,该振荡波产生的阻抗变化的幅度约为总辐射电阻的 3.5%。

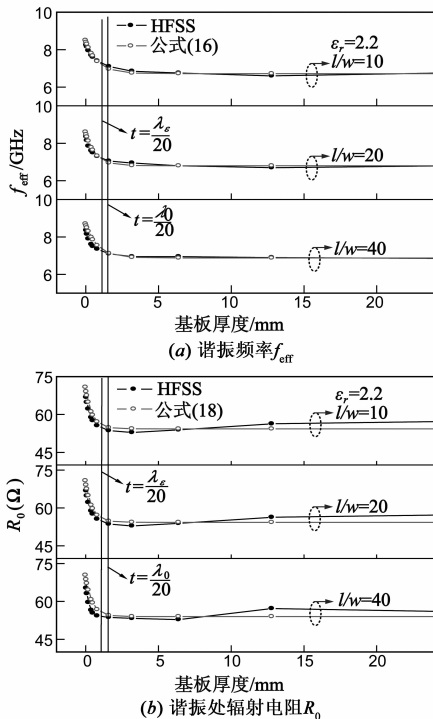


图 8  $l/w$  值不同时,平面偶极子的谐振频率与辐射电阻随厚度  $t$  的变化

从图 8 和图 9 中还可以发现,从空气到半空间时,平面偶极子的谐振频率和辐射电阻从  $f_0$  和  $R_0$  迅速下

降至  $f_\infty$  和  $R_\infty$ ,而此时介质板的实际厚度却仅为  $\lambda_e/20$ ,几乎可以看作电磁波在介质中产生的静态场的范围。那么可以得到如下结论:当介质板的厚度  $t$  超过静态场的边界,即  $\lambda_e/20$ ;此时平面偶极子可以看作是工作在半空间内,其谐振频率约为  $f_\infty$ ,辐射电阻约为  $R_\infty$ 。

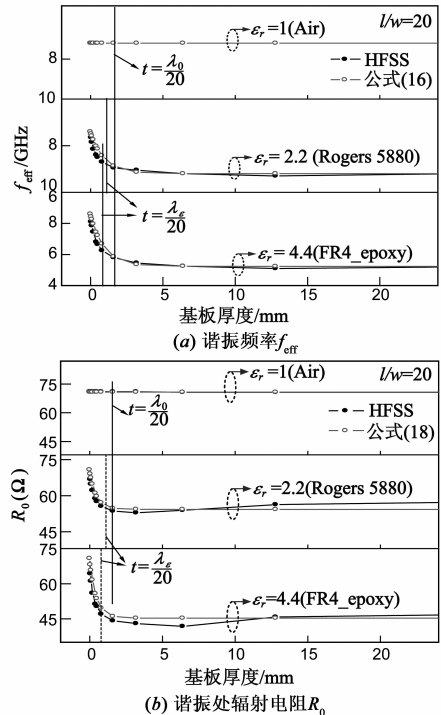


图 9 采用不同材料的介质板时,平面偶极子的谐振频率与辐射电阻随厚度的变化

## 5 结论

本文针对传统的偶极子辐射阻抗解析式存在的误差较大等问题,首先对传统柱状偶极子的辐射阻抗解析式进行了改进,误差从修正前大于 10% 降低到 5% 以内;然后依据共形映射法推导出的金属柱与金属贴片的等效关系,进一步得出平面偶极子天线的辐射阻抗解析式。通过与仿真结果对比,其谐振频率和工作频段内的辐射电阻误差均可以控制在 5% 以内。此外,采用合成渐进法,结合偶极子的物理机理,提出两个计算机辅助计算公式,用于求解工作在任意厚度和任意材料的介质基板上时,平面偶极子的谐振频率和辐射电阻;通过与仿真结果对比,其精度可控制在 2% 以内,可以很直观地估算出平面偶极子的基本特性,从而有效地指导实际工程中平面偶极子天线的设计。

## 参考文献

- [1] C R Brewitt-Taylor, et al. Planar antennas on a dielectric surface[J]. Electronic Letter, 1981, 17 (20): 729 - 731.

- [2] Cavallo D, et al. Analytical description and design of printed dipole arrays for wideband wide-scan applications [J]. IEEE Trans on AP, 2012, 60 (12): 6027 – 6031.
- [3] 鲁加国, 吴曼青, 靳学明, 等. 基于 DDS 的有源相控阵天线 [J]. 电子学报, 2003, 31(2): 199 – 202.  
Lu Jia-guo, Wu Man-qing, Jin Xue-ming, et al. Active phased-array antenna based on DDS [J]. Acta Electronica Sinica, 31 (2): 199-202. (in Chinese)
- [4] Ko S C K, et al. Compact integrated diversity antenna for wireless communications [J]. IEEE Trans on AP, 2001, 49(6): 954 – 960.
- [5] John L. Volakis. Antenna Engineering Handbook [M]. USA: McGraw-Hill Book Company, 2007. 4 – 4.
- [6] W L WEEKS, Antenna Engineering [M]. USA: McGraw-Hill Book Company, 1968. 153 – 160.
- [7] C A Balanis, Antenna Theory, Analysis and Design [M]. USA: John Wiley & Sons, 2005. 176 – 178.
- [8] R S Elliott, Antenna Theory and Design [M]. USA: Revised ed, John Wiley & Sons, 2003. 297 – 305.
- [9] Selcuk A, et al. A general method for the analysis of curved wire antennas [J]. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 2007, 21(2): 175 – 188.
- [10] A Kazemipour, et al. Analytical study of printed dipoles with closed-form impedance formulas [J]. Microwave and Optical Technology, 2005, 45(4): 345 – 347.
- [11] W Q Che, et al. Analytical equivalence between substrate-integrated waveguide (SIW) and rectangular waveguide [J]. IET MAP, 2008, 2(1): 35 – 41.
- [12] Robert S Elliott, Antenna Theory and Design [M]. USA: Revised ed, John Wiley & Sons, 2003. 284 – 294.
- [13] Werner D H, et al. A method of moments approach for the efficient and accurate modelling of moderately thick cylindrical wire antennas [J]. IEEE Trans on AP, 1998, 46(3): 373 – 382.
- [14] David M Pozar, Microwave Engineering [M]. USA: 3ed, John Wiley & Sons, 2004. 19 – 20.
- [15] Tang W C, et al. CAD formulas and their inverses for microstrip, CPW and conductor-backed CPW, by successive synthetic asymptotes [A]. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium [C]. Boston: IEEE, 2001. 394 – 397.
- [16] Chow Y L, et al. Formulas of microstrip with a truncated substrate by synthetic asymptotes: a novel analysis technique [J]. IEEE Trans on MTT, 2001, 49 (5): 947 – 953.
- [17] Kwok S K, et al. Synthetic asymptote formula for surface-printed resistor [A]. IEE Proceedings Microwaves, Antennas and Propagation [C]. IET, 2003. 396 – 399.
- [18] W Q Che, et al. Formula derivation and verification of characteristic impedance for offset double-sided parallel strip line (DSPSL) [J]. IEEE MWCL, 2010, 20 (6): 304 – 306.
- [19] M Kominami, et al. Dipole and slot elements and arrays on semi-infinite substrates [J]. IEEE Trans on AP, 1985, 33: 600 – 607.
- [20] Rana I, et al. Current distribution and input impedance of printed dipoles [J]. IEEE Trans on AP, 1981, 29(1): 99 – 105.
- [21] R F Harrington, Fields Computation by Moment Methods [M]. USA: Oxford University Press, 1993. 71 – 74.

#### 作者简介



常玉梅 女, 1983 年生于河北成安. 博士研究生, 2006 年和 2009 年分别在江苏科技大学电子信息学院和南京理工大学通信工程系获理学学士和工学硕士学位. 现为南京理工大学通信工程系博士研究生, 从事微波吸收体、频率选择表面等方面的研究.



车文荃(通信作者) 女, 1968 年生于四川邻水. 教授、博士生导师, 1990 年、1995 年和 2003 年分别在华东、南京理工大学和香港城市大学获工学学士、工学硕士和工学博士学位. 现为南京理工大学教育实验学院常务副院长. 2007 年获德国“洪堡学者”, 2008 年获第五届“中国青年女科学家奖”, 2009 年获国家人力资源和社会保障部“高层次归国留学人才”, 2012 年获国家杰出青年科学基金. 主要从事用于通讯、雷达、航空航天等领域的微波/毫米波电路与系统, 新型宽带微波吸收体理论及应用, 微波在医学临床应用的基础研究.

E-mail: yeeren\_che@163.com