

慢衰减波的频域解释

金龙 阮成礼

(电子科技大学物理电子学院 成都 610054)

摘要: 采用频域传递函数的方法分析了圆盘辐射器的辐射特性, 给出了轴线处的近远场电场、磁场和能量传播规律。采用定义了一个能量辐射因子的方法详细分析了时域电磁波的慢衰减原因。通过分析发现, 其本质并没有任何异于时谐电磁波的地方, 只是因为时域电磁波往往具有较宽的频带特性, 其中高频成分的辐射能力要比低频强, 从而表现出了所谓的慢衰减特性。通过分析频域的结果, 使得时频域分析都能够获得一致的认识。

关键词: 慢衰减波, 传递函数, 电磁导弹

中图分类号: 0441

文献标识码: A

文章编号: 1009-5896(2005)04-0642-05

Explanation of Slowly Decreasing Wave in Frequency Domain

Jin Long Ruan Cheng-li

(College of Physical Electronics, UEST of China, Chengdu 610054, China)

Abstract The character of radiation of disk radiator is analyzed with transfer function in frequency domain. Near or far field and law of energy propagation are presented at axes of disk. Time domain electromagnetic waves are analyzed in detail by defining a energy radiation parameter. The nature is the same as sinusoidal electromagnetic wave. They can decrease much more slowly because the radiating capacity of high frequency is better than the low, then coincident understand can be reached between them.

Key words Slowly decreasing wave, Transfer function, Electromagnetic missile

1 引言

自本世纪 80 年代以来, 人们对瞬态电磁学的研究逐渐增多, 1983 年 Brittingham^[1]开创性地提出了聚焦波模 (Focus wave modes) 理论, 成为慢衰减电磁波研究的开端。聚焦波模是无源 Maxwell 方程的时域解, 满足方程而源未知。其后 Wu^[2]提出了已知源分布的电磁导弹。电磁导弹是通过求解已知源分布的辐射特性, 获得窄电磁脉冲的传播慢衰减特性, 从而使电磁导弹成为有可能工程应用的热门研究。Wu 在他的论文中做了一些近似处理。对非真空媒质的瞬态电磁波也有不少学者做了研究^[3-5]。1993 年, 阮成礼^[6]用严格的解析方法分析了电磁导弹的传播特性, 获得了同样的结果。电磁导弹的散射问题也吸引着许多学者研究^[7-9]。慢衰减电磁波的一些优良特性具有非常大的吸引力, 国内外很多学者力图获得实验证实, 1988 年 Shen^[10]在哈佛大学成功地进行了电磁导弹的定性实验, 国内的实验研究也得到了一些验证^[11]。

传统的电磁波研究多集中在频域, 求解 Maxwell 方程也主要在频域进行, 与时域方程相比, 它的一个很大优势就是方程中变量的数目减少了, 对方程中时间变量都用频率变量

代替, 对时间的求导就由乘以 $j\omega$ 代替, 大大简化了方程。这样的求解过程已经在人们头脑中根深蒂固了。尽管现在的一些时域数值方法越来越广泛的应用, 但解析的方法却还是较少。众多学者研究的结果都很清晰、明了, 但并不容易理解, 以至于慢衰减波的理论没有被普遍接受。从研究的结果来看, 慢衰减特性与传统的时谐电磁波的距离平方反比律好似有不可调和的冲突。其实不然, 两种理论可以获得同样的结果而且也是易于理解的, 也并不违反时谐电磁波的距离平方反比率, 以下将通过传统的频域电磁场分析来阐述这样一个问题, 并获得了易于理解的结论。

2 慢衰减波的理论基础

慢衰减波的时域求解在文献[6]中有详细叙述, 本文不再详述。很显然, 慢衰减波问题是一个天线辐射问题, 其研究内容是求解一定源分布的电磁辐射场信息, 以及寻求如何把能量有效辐射出去。与传统天线问题的区别在于, 传统天线所求解的是远场分布, 对某个频率而言, 它的远场分布就是天线的辐射方向图; 对于电磁导弹, 源是一个高频脉冲,

覆盖相当宽的频率范围，正是这种源，使得辐射场在介于远场和近场之间的一个很大区域具有慢衰减特性。

假设电磁导弹的辐射源是一个无限薄圆盘辐射器，其半径为 a ，面电流均匀分布且位于 $z'=0$ 处，如图 1 所示。空间位置矢量用柱坐标 (ρ, φ, z) 或者直角坐标 (x, y, z) 表示， r 表示场点， r' 表示源点，则

$$J(r', t) = \begin{cases} \hat{x}\delta(z')f(t), & \rho' \leq a \\ 0, & \rho' > a \end{cases} \quad (1)$$

其中当 $z' \neq 0$ 时， $\delta(z') = 0$ ， $z' = 0$ 附近有 $\int_{0^-}^{0^+} \delta(z') dz' = 1$ ，

式(1)的傅里叶变换为

$$J_\omega(r', \omega) = \begin{cases} \hat{x}\delta(z')F(\omega), & \rho' \leq a \\ 0, & \rho' > a \end{cases} \quad (2)$$

既然是用频域方法求解，所以式(2)将用来分析对应频率为 ω 的电流源的辐射场，由式(2)可求出任意坐标 r 的矢量位，即

$$\begin{aligned} A(r, \omega) &= \frac{\mu}{4\pi} \int_V \frac{J(r', \omega) e^{-jkR}}{R} dv' \\ &= \hat{x} \frac{\mu}{4\pi} F(\omega) \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^a \frac{e^{-jkR}}{R} \rho' d\rho' \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $R = |r' - r|$ ，表示场点与源点的距离。

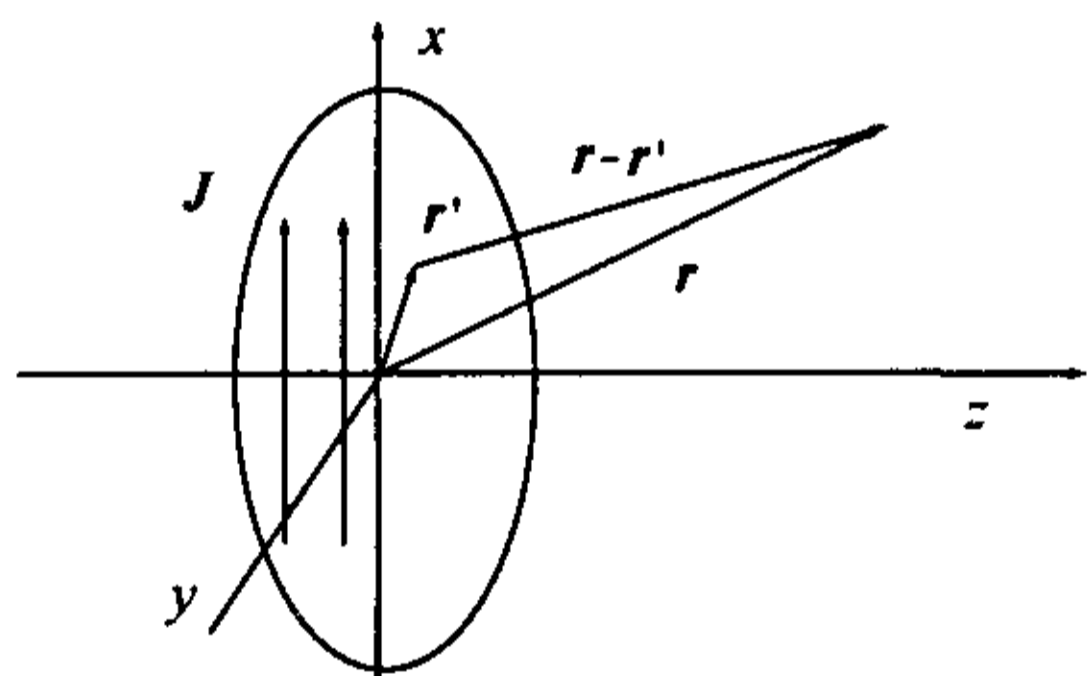


图 1 均匀圆盘电流辐射的电磁导弹

根据矢量位的定义，可以导出电磁场与它的关系

$$E(r, \omega) = [1/(j\omega\mu\epsilon)] \nabla \times \nabla \times A(r, \omega) \quad (4)$$

$$H(r, \omega) = (1/\mu) \nabla \times A(r, \omega) \quad (5)$$

展开成各个坐标分量形式如下：

$$\left. \begin{aligned} H_x(r, \omega) &= 0, & E_x(r, \omega) &= \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \left(\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} \right) \\ H_y(r, \omega) &= \frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial z}, & E_y(r, \omega) &= \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \frac{\partial^2 A}{\partial x \partial y} \\ H_z(r, \omega) &= -\frac{1}{\mu} \frac{\partial A}{\partial y}, & E_z(r, \omega) &= \frac{1}{j\omega\mu\epsilon} \frac{\partial^2 A}{\partial x \partial z} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

其中 $A = |A|$ ，为了求出各场分量，先对 A 的导数展开，可以获得

$$\frac{\partial A}{\partial y} = -\frac{\mu}{4\pi} F(\omega) \int_0^{2\pi} \int_0^a G \cdot (y - \rho' \sin \varphi') \rho' d\rho' d\varphi' \quad (7a)$$

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{\mu}{4\pi} F(\omega) \int_0^{2\pi} \int_0^a G z \rho' d\rho' d\varphi' \quad (7b)$$

继续求出 A 的二阶导数如下：

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x \partial y} = -\frac{\mu}{4\pi} F(\omega) \int_0^{2\pi} \int_0^a G'(y - \rho' \sin \varphi') \frac{x - \rho' \cos \varphi'}{R} \rho' d\rho' d\varphi' \quad (8a)$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial y^2} = -\frac{\mu}{4\pi} F(\omega) \int_0^{2\pi} \int_0^a (G' \frac{(y - \rho' \sin \varphi')^2}{R} + G) \rho' d\rho' d\varphi' \quad (8b)$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x \partial z} = -\frac{\mu}{4\pi} F(\omega) \int_0^{2\pi} \int_0^a G' z \frac{x - \rho' \cos \varphi'}{R} \rho' d\rho' d\varphi' \quad (8c)$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} = -\frac{\mu}{4\pi} F(\omega) \int_0^{2\pi} \int_0^a (G + G' \frac{z^2}{R}) \rho' d\rho' d\varphi' \quad (8d)$$

其中

$$G = (jk + \frac{1}{R}) \frac{e^{-jkR}}{R^2} \quad (9)$$

$$G' = \frac{\partial G}{\partial R} = \left[-\frac{3jk}{R} - \frac{3}{R^2} + k^2 \right] \frac{e^{-jkR}}{R^2} \quad (10)$$

以上的几个式子都没有引入任何近似。

3 辐射场的频域分析

为了分析任意场点的信息，定义如下几个传递函数

$$T_{Ex}(r, \omega) = \frac{E_x(r, \omega)}{F(\omega)} \quad (11a)$$

$$T_{Ey}(r, \omega) = \frac{E_y(r, \omega)}{F(\omega)} \quad (11b)$$

$$T_{Ez}(r, \omega) = \frac{E_z(r, \omega)}{F(\omega)} \quad (11c)$$

$$T_{Hy}(r, \omega) = \frac{H_y(r, \omega)}{F(\omega)} \quad (12a)$$

$$T_{Hz}(r, \omega) = \frac{H_z(r, \omega)}{F(\omega)} \quad (12b)$$

由式(11a)~(11c)，式(12a)，(12b)可以表征任何频率电流源的辐射情况，需要注意的是，因为我们要考虑近场特性，5个传递函数均不为0，对于远区场，电磁波是TEM波，在轴线处只要给出 $T_{Hy}(r, \omega)$ 或者 $T_{Ex}(r, \omega)$ 就足够了。对于传统的天线系统，传递函数包含了所有的方向图信息，而其中的相位信息，也不是那么重要，因为辐射场都是针对某一个频率的，方向图也是某个频率的方向图，不需要讨论跟相位有关的多频率叠加组成的时域波形，而传递函数的信息远比方向图多，它可以适用于任意场点，通常的天线方向图都是针对远区场。

传递函数纯粹是频域的结果，与电流源的时域波形无关，只与场点坐标、频率、源的空间分布有关系。但它的结果可以应用于频域和时域。求解频域的辐射场，只需要简单地用激励函数(源)乘以传递函数就可以，如

$$E_x(r, \omega) = F(\omega) T_{Ex}(r, \omega) \quad (13)$$

下面再讨论任意时域波形电流源的辐射场计算，以电场 E_x 为例，其它都可以仿照进行计算。

$$\begin{aligned} E_x(\mathbf{r}, t) &= \mathcal{F}^{-1}(E(\mathbf{r}, \omega)) \\ &= \mathcal{F}^{-1}(F(\omega)T_{Ex}(\mathbf{r}, \omega)) \end{aligned} \quad (14)$$

或者干脆写为矢量的形式, 就可以计算所有的场分量。

$$\left. \begin{aligned} E(\mathbf{r}, t) &= \mathcal{F}^{-1}(E(\mathbf{r}, \omega)) = \mathcal{F}^{-1}(F(\omega)T_E(\mathbf{r}, \omega)) \\ H(\mathbf{r}, t) &= \mathcal{F}^{-1}(H(\mathbf{r}, \omega)) = \mathcal{F}^{-1}(F(\omega)T_H(\mathbf{r}, \omega)) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} T_E(\mathbf{r}, \omega) &= \hat{x}T_{Ex}(\mathbf{r}, \omega) + \hat{y}T_{Ey}(\mathbf{r}, \omega) + \hat{z}T_{Ez}(\mathbf{r}, \omega) \\ T_H(\mathbf{r}, \omega) &= \hat{y}T_{Hy}(\mathbf{r}, \omega) + \hat{z}T_{Hz}(\mathbf{r}, \omega) \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

到此, 利用式(15)就可以计算出任意时域电流源的辐射场, 采用传递函数的方法, 一旦传递函数计算出来了, 无需要单独处理某一种波形。

4 数值结果

根据上面的理论, 计算一个半径为 3m 的均匀圆盘辐射的传递函数, 传递函数只与场点坐标、频率有关, 与电流源大小无关, 而且为复数, 在图 2~图 5 中, 只画出幅度, 没有表示相位。

图 2 表示的是轴线位置 ($x=0, y=0$) T_{Hy} 与距离的关系曲线, 坐标均用对数表示, z 用米做单位, 4 条曲线表示电流源频率为 0.1GHz, 1GHz, 10GHz, 100GHz。从图中看到, 4 条曲线在远区的下降规律是一样的, 实际都是与距离成反比。它们的区别是: 虽然各频率的传递函数远区变化规律一致, 但幅度相差一个常数系数, 频率越高, 幅度越大。这就意味着, 同样幅度的电流源, 高频比低频在远区的场幅度要大。4 条曲线分别有不同的转折点 A_1, A_2, A_3, A_4 , 当场点位置离源比转折位置近, 电磁场幅度是波动的, 而比转折位置远的场点, 就以恒定的规律变化。正是因为转折位置的不同, 使得不同频率的电磁波在远区幅度不一样。从图中可以看出, 频率越高, 转折点的位置越远, 也就是衰减场的起始位置离辐射器越远。可以设想, 如果频率为无限大, 转折的位置为无限远处, 即电磁波根本就不衰减。

图 3 表示的是 T_{Ex} 在轴线处的变化规律, 与图 2 的规

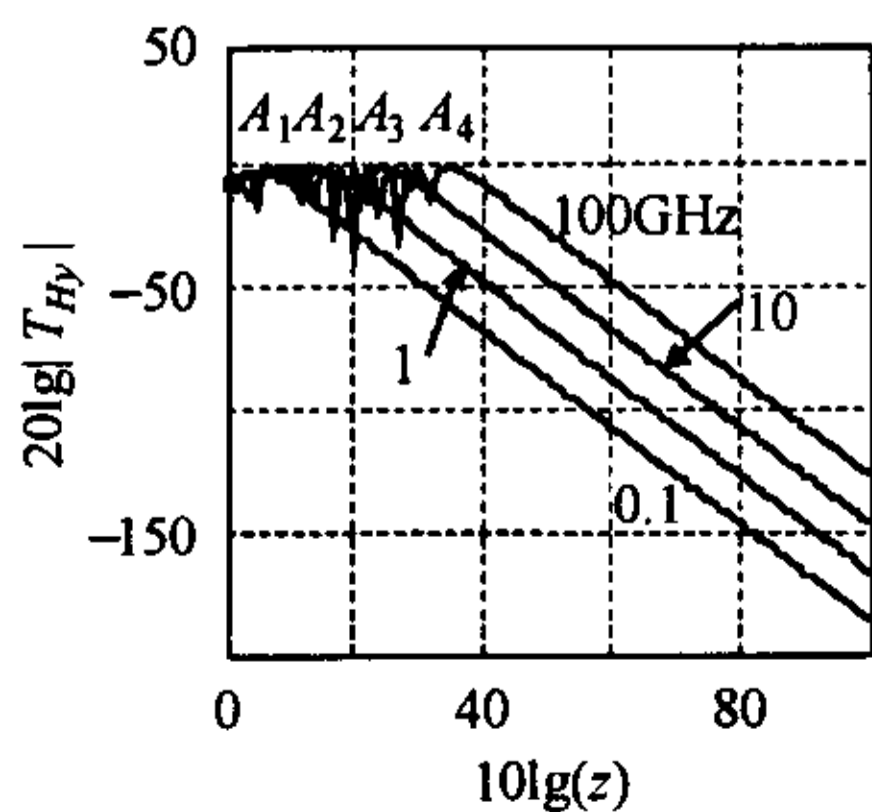


图 2 传递函数 T_{Hy} 与距离的关系曲线

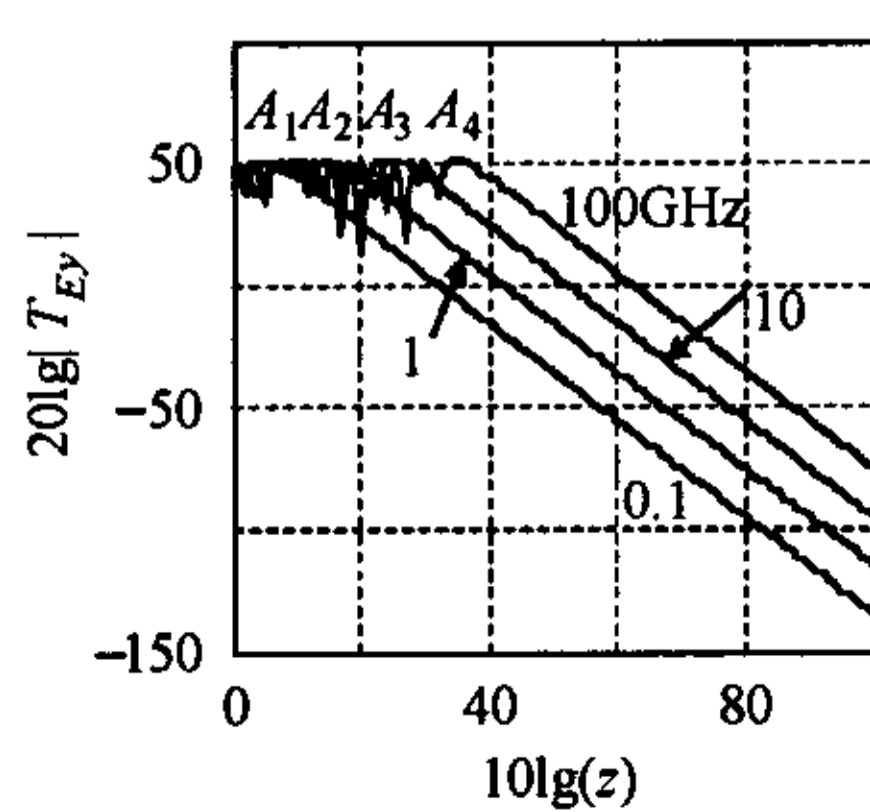


图 3 传递函数 T_{Ex} 与距离的关系曲线

律完全一样。实际上, 在远场区, 电磁波为 TEM 波, T_{Ex} 与 T_{Hy} 只差一个阻抗系数。至于其它几个传递函数对轴线处能量传播没有贡献, 在此未做讨论。

为了反映能量流的规律, 需要讨论玻印廷矢量的变化。

$$S = \text{Re}(E \times H^*)/2 = \text{Re}(T_E \times T_H^* |F^2(\omega)|) \quad (17)$$

此处的 E, H 都是谱密度, 与传统意义上的振幅是不同的, 同样玻印廷矢量也只是谱密度的概念。定义能量辐射因子

$$T_p = \frac{\text{Re}(E \times H^*)}{2|F^2(\omega)|} = \text{Re}(T_E \times T_H^*)/2 \quad (18)$$

能量辐射因子能够完全表示圆盘均匀电流在场点辐射能量的能力, 它也与电流的幅度无关。

图 4 为轴线位置的能量辐射因子曲线, 显然它是 T_{Ex} 和 T_{Hy}^* 乘积的结果, 可以预料它的变化规律与图 2, 图 3 一致, 图中的结果也正是如此。

这里定义的能量辐射因子与天线中的方向系数是相似的概念, 但方向系数不能表征近区, 只能用来表示远场辐射。能量因子对任何区域都适用, 在远区就可以看做方向系数。从图中很容易看出, 对于任何远区, 轴线处的高频能量辐射因子比低频大, 也就是说, 尽管它们在远区以距离平方反比律变化, 但起点是不一样的, 具有各频率谱密度一致的均匀圆盘电流在远区的辐射能量, 高频能量成分总是比低频要大, 而且频率更高, 当转折点延伸到场点, 电磁波为不衰减波。这个在天线是很容易理解的, 同样孔径的辐射天线, 高频的辐射增益显然比低频大^[11], 同样幅度的馈源, 高频电磁波在远区的幅度就大。不过用天线方向系数来考虑毕竟有些不足, 对于无限高的频率, 或者无限大的孔径天线, 会得到增益无限大的结论, 其实不然, 其矛盾来自于这样的情况, 电磁场都不是远区, 不能看做点源的辐射场。如果用能量辐射因子来考虑, 可以发现, 在转折点前, 能量辐射因子是波动的, 但有一个上限, 而且所有频率在转折点前, 能量辐射因子的上限都一样。实际不衰减区近似可以看做平面波, 频率越高, 辐射器相对于波长越长, 平面波的近似就越好。

图 5 表示了距离辐射器 1km 轴线位置处的能量辐射因子与频率的关系, 为了表示方便, 频率也表示成对数坐标的形式。从图中可以看出, 频率低于 10GHz, $T_p \propto f^2$, 这个结论也是很明显的, 从式(7b)可以看到, 当 $R \gg k$, $jk + 1/R \approx jk$, 所以有 $T_{Hy} \propto f$, 而能量是与之成平方关系的。根据天线理论, 口径天线的增益反比于波长平方^[11], 正好与上面的结论相符。当频率更高, 图中只表示到 1000GHz 时, 因子是波动的, 进一步证实了图 4 推导的结论。

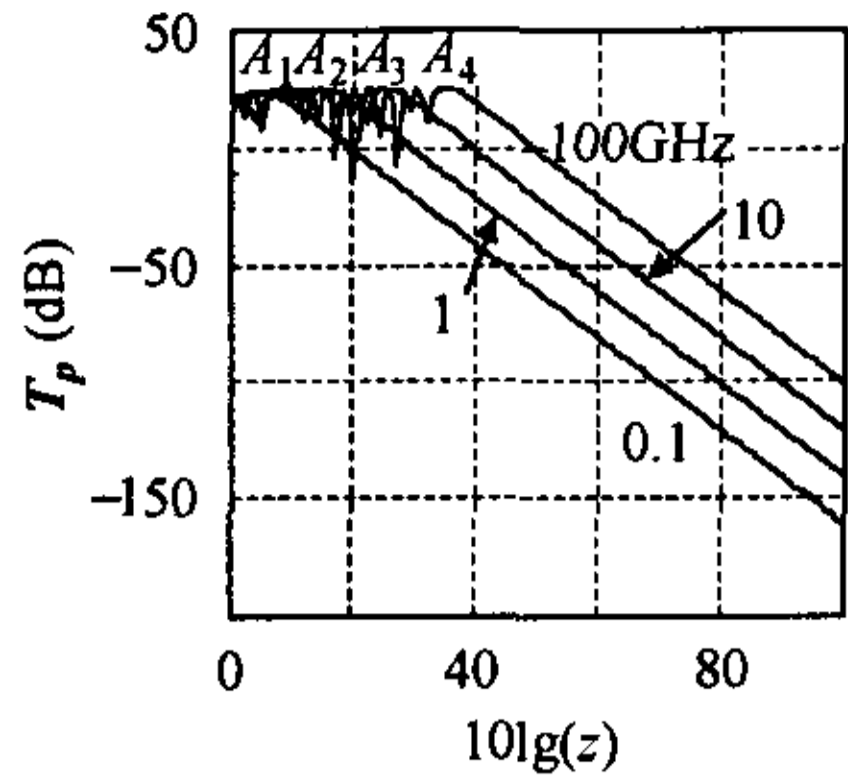


图4 能量辐射因子 T_p 与距离的关系曲线

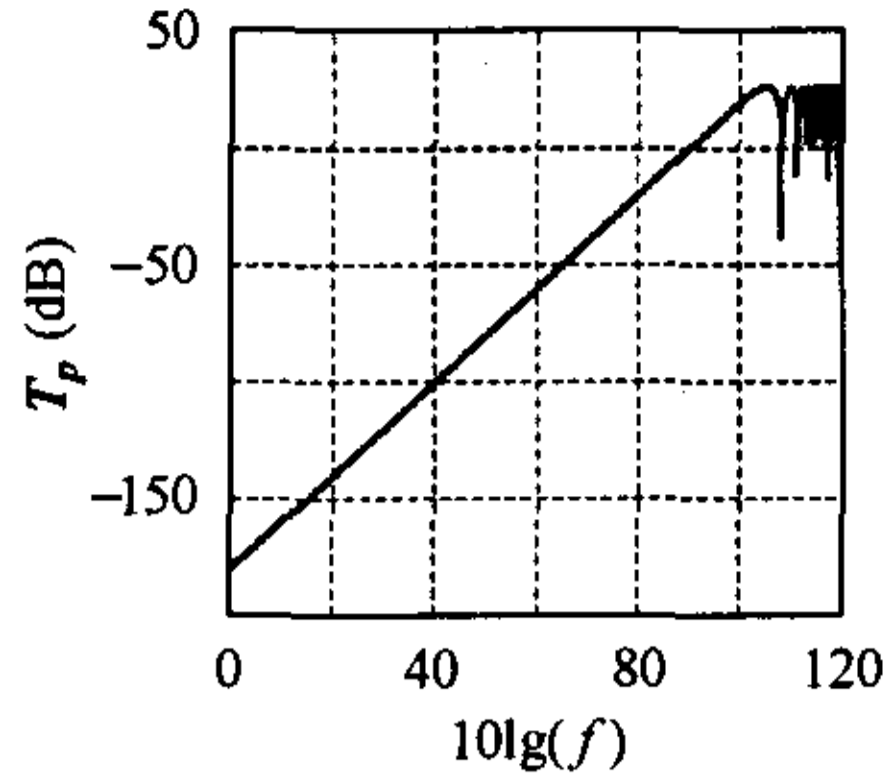


图5 距离辐射器 1km 处, 能量辐射因子 T_p 与频率的关系曲线

5 慢衰减波的频域解释

通过上面对辐射器传递函数和能量辐射因子的讨论, 就可以用来分析电磁导弹辐射问题。正如前面所说, 不管任何时域电磁波, 它的时域辐射场都可以用式(15)来计算, 但我们更多关心的是能量, 而不是场强。

根据 Parseval 定理, 通过 dS 的总能量流可以表示如下:

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} S(t) \cdot dS dt = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \cdot dS d\omega \quad (19)$$

由式 (18) 定义可得到

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega) \cdot dS d\omega = \int_{-\infty}^{\infty} T_p(\omega) \cdot dS |F^2(\omega)| d\omega \quad (20)$$

由式 (20) 可以清晰地看到, 对于给定的电流源辐射器, 特定场点通过的能量完全由 $|F(\omega)|$ 决定。频率越高, 轴线处能量辐射因子越大, 这就提示, 要在轴线处某场点获得较大的能量, 频谱的高频成分要大。对于带限的频率信号, 能量辐射因子在远区始终是以平方反比律衰减, 所以频率带限的源, 在无穷远处不可能获得慢衰减波。要获得慢衰减波的必要条件是, 源的高频能量不收敛, 或者说具有无限的高频成分。进一步, 有

$$\frac{1}{z^2} = o\left(\int_M^{\infty} T_p(\omega, z) \cdot dS |F^2(\omega)| d\omega\right), \quad z \rightarrow \infty \quad (21)$$

可见, 电磁波是慢衰减波, 否则, 在无限远处, 一定是平方反比律变化。从式 (7b) 可以获得渐近式

$$|T_p(\omega, z)| \rightarrow (\omega/z)^2, \quad z \rightarrow \infty \quad (22)$$

如果对于任意大的正数 M , 可以得到

$$\int_M^{\infty} T_p(\omega, z) |F^2(\omega)| d\omega \rightarrow \int_M^{\infty} (\omega/z)^2 |F^2(\omega)| d\omega, \quad z \rightarrow \infty \quad (23)$$

如果满足

$$1/\omega = o(\omega^2 |F^2(\omega)|), \quad \omega \rightarrow \infty \quad (24)$$

即 $F(\omega) = 1/\omega^{(1+2\delta)/2}$, $0 < \delta < 1$, 高频在无限远处的贡献是不能忽略的, 电磁波就具有慢率减特性。跟文献[6]给出的结论 $F(\omega) = (1 + \omega^2)^{-(1+2\delta)/4}$, $0 < \delta < 1$ 其实是一样的, 因为当

$\omega \gg 1$, $1 + \omega^2 \approx \omega^2$ 。这里的推导完全不是通过一个特殊的波形获得, 而且很简单就得到了这个结果。文献中给出的几种电磁脉冲的传播特性, 得出了正弦调制信号比余弦调制, 无调制单脉冲衰减快。从频谱来看, 正弦调制信号, 脉冲信号没有出现间断点, 高频能量成分比余弦调制, 单脉冲占的比例小。

实际工程中, 信号是不可能满足式 (24) 的, 更关心的是在某一段距离范围获得慢衰减的特性, 其方法就是: (1) 增大辐射器的面积, 可以使能量辐射因子的转折点向远处移动; (2) 提高信号的高频成分比例。

为了更清楚理解给定的波形, 慢衰减是怎么形成的, 看一个例子。假定信号为带限信号, 频率范围为 $[\omega_L, \omega_H]$, 表示为

$$f(t) = \int_{\omega_L}^{\omega_H} F(\omega) \exp(j\omega t) d\omega \quad (25)$$

对于实信号, 负频频谱是正频的共轭, 传递函数也是共轭关系。假定一信号, 它的频谱与矩形脉冲的频谱一样 $F(\omega) = (1/\pi)(\sin \omega T / \omega)$, 其中脉冲宽度 $T = 10^{-10}$ s, 并假定经过下边带 $f_L = 0.1$ GHz, 上边带分别为 $f_H = 100$ GHz 和 1000GHz 的理想带通滤波。由式 (20) 计算处此电流均匀分布在一个半径 3m 圆盘的辐射特性。图 6 表示它的总能量传播特性, 当 $f_H = 100$ GHz 时, 从 100m 到 4km 附近范围内具有慢衰减规律。从图 4 看到, 其上边带频率的转折距离就位于 4km 附近。很显然它的衰减是介于上下边带之间, 相对于中间某个频率来说, 它表现出更慢的衰减规律, 其实, 它始终不可能比上边带频率衰减得更慢, 从图中来看, 远区 (远于 4km), 它的衰减只能是介于上下边带之间, 且以距离平方率变化。同样脉宽的矩形脉冲, 只是保留更多的高频成分, 截止频率取 1000GHz, 其慢衰减特性可以延伸到 40km 附近。从中也发现一个有趣的规律, 就是慢衰减的范围大致位于带限信号的上边带的转折位置, 这个可以为我们研究电磁导弹

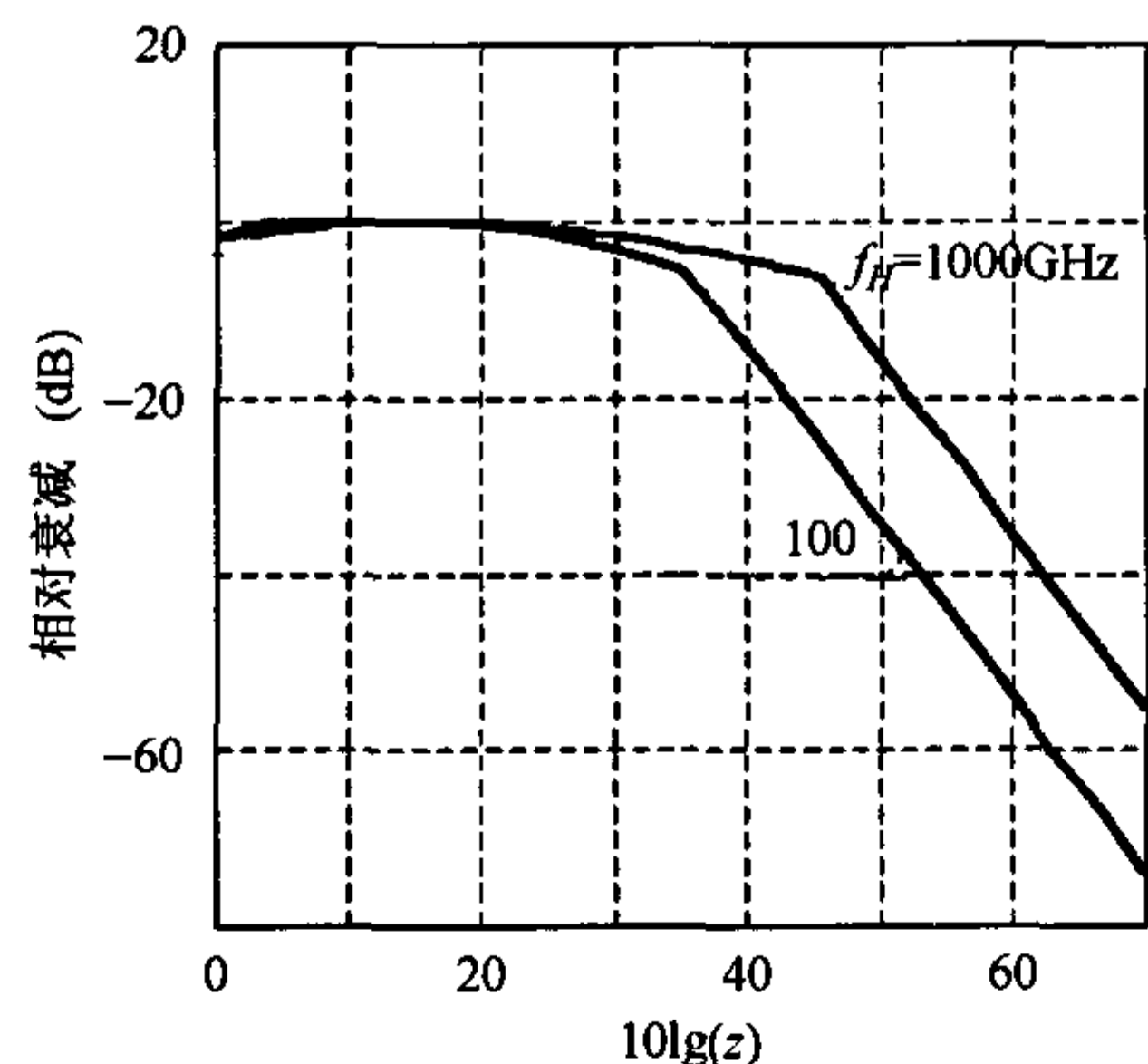


图6 不同上边带截止频率矩形脉冲衰减特征曲线

源提供一个参考依据。一个带限信号能获得一定区域的慢衰减特性,其根本原因来源于一定带宽的信号,它的高频成分在轴线处的辐射能力要比低频强。

6 结束语

采用传递函数的方法可以有效地分析电磁辐射的近远场特性,特别是波形复杂的情况更是如此,只要求出辐射器在场点的传递函数,任何波形源的场点场信息和能流信息都能够很快地获得。定义的能量辐射因子能够很好地分析时域电磁波的慢衰减特性,它的远区近似就是天线的方向系数。慢衰减的时域电磁波其本质并没有任何异于时谐电磁波的地方,只是因为窄脉冲电磁波具有很宽的频带特性,其中高频成分的轴线处能量辐射因子幅度比低频大,从而表现出了所谓的慢衰减特性。本文分析方法能够比较有效地用频域分析时域脉冲的辐射特性,使得时频域分析都能够获得一致的认识。

参 考 文 献

- [1] Brittingham J N. Focus wave modes in homogeneous Maxwell's equations: Transverse electric mode. *J. Appl. Phys.*, 1983, 54(3): 1179 - 1189.
- [2] Wu Tai Tsun. Electromagnetic missiles. *J. Appl. Phys.*, 1985, 57(7): 2370 - 2373.
- [3] 文舸一, 阮成礼, 林为干. 电磁导弹在弱损耗媒质中的传播规律. 首届全国青年电磁科学大会论文集, 成都, 1992年5月: 103 - 107.
- [4] 阮成礼. 有耗媒质中的瞬态电磁波的渐进解. 电子学报, 1993, 21(6): 65 - 71.
- [5] 阮成礼. 电磁导弹的严格解. 电子学报, 1993, 21(9): 99 - 102.
- [6] 阮成礼. 电磁导弹. 北京: 人民邮电出版社, 1993: 22 - 28.
- [7] Wen Geyi, Ruan Chengli, Lin Weigan. Backscattering of electromagnetic missile by a perfectly conducting elliptical cylinder. *J. Appl. Phys.*, 1991, 70(1): 1 - 3.
- [8] Wen Geyi, Ruan Chengli, Lin Weigan. Backscattering of an electromagnetic missile by a perfectly conducting sphere. *J. Appl. Phys.*, 1991, 70(8): 4053 - 4056.
- [9] Myers J M, Wu T T. Backscattering of electromagnetic missiles. *Proc. SPIE*, 1990, 1226: 290 - 301.
- [10] Shen H M. Experimental study of electromagnetic missiles. *Proc. SPIE*, 1988, 873: 338 - 346.
- [11] 阮成礼, 万长华, 袁乃昌. 电磁导弹的初步实验实验. 电子科技大学学报, 1992, 21(2): 92 - 97.
- [12] Stutzman W L, Gary A. Thiele. *Antenna Theory and Design*. 2nd Edition, Hoboken, John Wiley & Sons 1997: 291 - 293.

金龙: 男, 1974年生, 博士生, 主要从事毫米波电路与系统、超宽带电磁学研究。

阮成礼: 男, 1944年生, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事电磁场与微波技术、毫米波理论与技术、超宽带电磁学等领域的科学研究与教学, 获国家和部级奖10余项。