

也谈口径天线辐射场的瞬态特性 ——与胡汉南同志商榷*

沈浩明

(中国科学院电子学研究所)

提 要

本文讨论了应用频域远区近似夫累涅尔-基尔霍夫公式计算瞬态辐射场的局限性。指出在瞬态信号激励下,必须用严格的夫累涅尔-基尔霍夫公式来计算辐射场,否则将丢失许多重要的瞬态特性。

一、引 言

天线瞬态特性的研究有很大的实际价值和理论意义。这一研究包含两类问题:一是天线系统对馈源的瞬态响应(即求线电流、面电流或口面场);另一类是在给定瞬态响应下,计算远区辐射场。前一类问题需求解瞬态响应的微分积分方程。后一类则纯属积分计算问题。遗憾的是,迄今对各式天线的瞬态特性所知甚少。由于计算上复杂,概念上混乱,就连正确地计算瞬态辐射场的文章也不多。最近看到胡汉南同志在电子科学学刊发表的系列文章。这些文章系统地计算了各种口径天线远区辐射场的冲激特性^[1-3]。我怀着很大的兴趣仔细地阅读了。读后,一方面感到作者是抓住了有意义的课题;另一方面却感到文章分析的出发点存在原则性问题。本着活跃思想、百家争鸣的精神,特写此文与胡汉南同志商榷。

胡汉南同志的三篇文章系统地计算了不同口径天线辐射场的瞬态特性。也就是在给定口径场平面分布和时间波形的条件下,计算辐射场的瞬态特性。文章所有的分析、计算都是基于频域远区“夫累涅尔-基尔霍夫”公式

$$E(\omega, \theta, \varphi) = \frac{LW(1 + \cos\theta)j\omega}{16\pi c} \frac{e^{-j\omega R/c}}{R} F(\omega, \theta, \varphi). \quad (1)$$

这一公式是严格的夫累涅尔-基尔霍夫公式

$$E(\omega, \theta, \varphi) = \frac{1}{4\pi} \iint A(\omega, \theta, \varphi) \frac{e^{-jkr}}{r} jk \left[1 + \left(1 + \frac{1}{jk_r} \right) \cos\theta \right] dS \quad (2)$$

在“远区条件”下的近似。当

$$\lambda \ll R \quad (\text{即 } kr \gg 1) \quad (3a)$$

* 1985年6月12日收到,1985年9月20日修改定稿。

时,可以略去(2)式圆括号中的 $\frac{1}{ikr}$ 项。另一方面, kr 可以展为级数

$$kr = k\sqrt{R^2 + \rho^2 - 2R\rho\sin\theta} = kR - k\rho\sin\theta + \frac{k\rho^2\cos^2\theta}{2R} + \dots \quad (4)$$

当

$$\frac{2L^2}{\lambda} \leq R \quad (3b)$$

时,展开式第三项将小于 $\pi/8$ 。因此可以略去级数(4)式中的高次项。如果天线最大口径 L 远小于距离 R , 即

$$L \ll R, \quad (3c)$$

则(2)式中分母 $\frac{1}{r}$ 可以用 $\frac{1}{R}$ 代替。这样,利用远场区条件(3a)、(3b)、(3c)式*,公式(2)(下称严格公式)就简化成公式(1)(下称近似公式)。对于连续波问题, λ 一定,只要 R 足够大,条件(3a)、(3b)、(3c)式总能满足,因此可以用近似公式(1)来分析远区场。对于(宽频)脉冲问题,情况就不同了,此时 λ 是变化的,在给定观察距离 R 下,条件(3a)和(3b)式对 λ 的限制是矛盾的,也就是近似公式(1)只在一定频段

$$f_l \left(= \frac{c}{R} \right) \ll f \leq f_h \left(= \frac{cR}{2L^2} \right) \quad (5)$$

内有效。当 $f < f_l$ 或 $f > f_h$ 时,条件(3a)或(3b)式不满足,近似公式(1)自然就不能用了。下面讨论在两种激励(δ 激励和瞬态激励)下,应用近似公式(1)带来的误差。

二、辐射场的冲激特性

文献[1—3]首先考虑的是“冲激响应”。即口径上激励波形是 $\delta(t)$ 函数。其频谱分布保持常数,由 0 扩展到 ∞ 。无论 R 有多大,总有不满足(3)式的频段:低频段 $0-f_l$ 和高频 $f_h-\infty$ (见图 1)。计算表明,由于高频段无限宽,它对冲激响应起决定作用。因此冲激响应的计算不能用近似公式(1),必须用严格公式(2)。

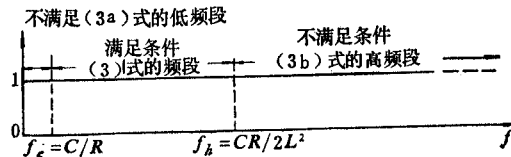


图 1 $\delta(t)$ 函数的频谱分布

现在的问题是,如果不管条件(3)式,而用(1)式来计算冲激响应时,到底会引起多大误差? 如果距离无限增大(即扩大(1)式适用频段范围),由(1)式计算的结果(下称近似场)是否会无限接近由(2)式计算的结果(下称严格场)? 答案是: 对于 $\delta(t)$ 脉冲激励,无

三个条件并不独立,由(3a)、(3b)两式可导出(3c)式。

论 R 有多大, 两种计算的结果截然不同。也就是说, 根本不能用近似公式 (1) 式来分析冲激响应。

为了验证上述观点, 下面举一简单例子: 计算并馈线形振子辐射场的冲激特性。看看两个公式 (1) 和 (2) 式计算的结果 (近似场和严格场) 有多大差别。

1. 矢位 A 图 2 是长度为 $L (= 2h)$ 的振子。在其上施以并馈电流 $I(t, z) = I_0 \delta(t)$ *。利用傅氏反演, 可以求得矢位响应为

$$A(t, R, \theta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(\omega, R, \theta) e^{j\omega t} d\omega; \quad (6)$$

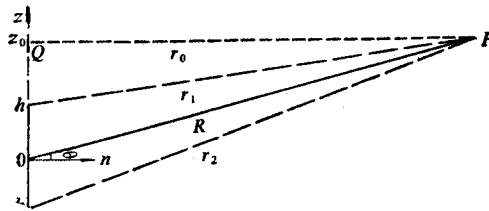


图 2 线形振子的几何示意图

式中

$$\tilde{A}(\omega, R, \theta) = \frac{\mu}{4\pi} \int_{-h}^h \frac{I_0 e^{-ikr}}{r} dz^{**} \quad (7a)$$

距离

$$r = \sqrt{R^2 + z^2 - 2Rz \sin \theta} = R - z \sin \theta + \frac{z^2 \cos^2 \theta}{2R} + \dots \quad (8a)$$

利用远区条件 (3b) 式, kr 可简化为

$$kr \doteq kR - kz \sin \theta \quad (8b)$$

将 (8b) 式代入 (7a) 式, 并利用 (3c) 式, 就得到远区场近似式

$$\tilde{A}_0(\omega, R, \theta) = \frac{\mu I_0}{4\pi R} \int_{-h}^h e^{-jkz \sin \theta} dz. \quad (7b)$$

(7b) 式就是对应的夫累涅尔-基尔霍夫近似公式 (1)。将 (7a) 式或 (7b) 式代入 (6) 式, 就可以分别得到严格场 $A(t, R, \theta)$ 或近似场 $A_0(t, R, \theta)$ 。下面先计算近似场。

2. 近似场 $A_0(t, R, \theta)$ 将 (7b) 式代入 (6) 式, 得到

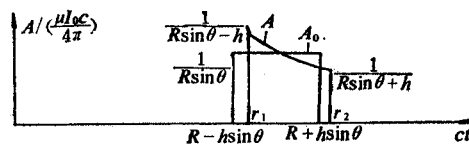


图 3 投影区外波形比较

* 本文只讨论给出电流或口径场分布求辐射场, 而不涉及电流或口径场分布的合理性、可行性。

** 并馈电流的频谱为 $\tilde{I}(\omega, z) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t, z) e^{-j\omega t} dt = I_0$ 。

$$\begin{aligned}
 A_0(t, R, \theta) &= \frac{\mu I_0}{4\pi R} \int_{-h}^h \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\omega(t - \frac{R}{c} + \frac{z}{c} \sin \theta)} d\omega dz \\
 &= \frac{\mu I_0}{4\pi R} \int_{-h}^h \delta\left(t - \frac{R}{c} + \frac{z}{c} \sin \theta\right) dz. \quad (9a)
 \end{aligned}$$

积出(9a)式,得到

$$A_0(t, R, \theta) = \begin{cases} 0, & ct < R - h \sin \theta; \\ \frac{\mu I_0 c}{4\pi R \sin \theta}, & R - h \sin \theta \leq ct \leq R + h \sin \theta; \\ 0, & R + h \sin \theta < ct. \end{cases} \quad (9b)$$

图3画出了 $A_0(t)$ 的波形。它是高度为 $\frac{\mu I_0 c}{4\pi R \sin \theta}$, 宽为 $2h \sin \theta$ 的矩形脉冲。

3. 严格场 $A(t, R, \theta)$ 将(7a)式代入(6)式,得到

$$\begin{aligned}
 A(t, R, \theta) &= \frac{\mu I_0}{4\pi} \int_{-h}^h \frac{1}{2\pi r} \int_{-\infty}^{\infty} e^{j\omega(t - r/c)} d\omega dz \\
 &= \frac{\mu I_0}{4\pi} \int_{-h}^h \frac{\delta(t - r/c)}{r} dz. \quad (10)
 \end{aligned}$$

为了计算(10)式,作替换 $z \rightarrow r$ 。由(8a)式

$$dr = \frac{z - R \sin \theta}{r} dz = -\frac{\sqrt{r^2 - r_0^2}}{r} dz, \quad (11)$$

式中 $r_0 = R \cos \theta$ 。将(11)式代入(10)式,得到

$$A(t, R, \theta) = \frac{\mu I_0}{4\pi} \int_{r_2}^{r_1} \left[-\frac{\delta(t - r/c)}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right] dr, \quad (12)$$

式中 $r_1 = \sqrt{R^2 + h^2 - 2Rh \sin \theta}$, $r_2 = \sqrt{R^2 + h^2 + 2Rh \sin \theta}$ 。令 $\tau = t - r/c$, $\tau_1 = t - r_1/c$, $\tau_2 = t - r_2/c$, 则(12)式变为

$$\begin{aligned}
 A(t, R, \theta) &= \frac{\mu I_0 c}{4\pi} \int_{\tau_2}^{\tau_1} \frac{\delta(\tau)}{\sqrt{c^2(t - \tau)^2 - r_0^2}} d\tau \\
 &= \begin{cases} 0, & \tau_1 < 0 \text{ 或 } ct < r_1; \\ \frac{\mu I_0 c}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{c^2 t^2 - r_0^2}}, & \tau_2 \leq 0 \leq \tau_1 \text{ 或 } r_1 \leq ct \leq r_2; \\ 0, & 0 < \tau_2 \text{ 或 } r_2 < ct. \end{cases} \quad (13)
 \end{aligned}$$

图3中也画出严格场 $A(t)$ 的波形。它是前高为 $\frac{1}{R \sin \theta - h}$, 后高为 $\frac{1}{R \sin \theta + h}$, 宽为 $r_2 - r_1$ 的脉冲。当 $R \sin \theta \gg h$ 时, $A(t)$ 与 $A_0(t)$ 一致。

4. 投影区场 上面计算的严格场是观察点 P 的投影 Q 不在振子上的情形。当 $\theta = 0$, P 点投影在振子上时,积分(10)式需另行计算。图4画出了投影区(法向辐射)的几何关系。由图4可见,此时 r 与 z 之间不再是单值函数关系。在作(11)式的积分替换之前,必须先将积分限分段,确保每一段中 r 是 z 的单值函数。积分(10)式可以分成

$$A(t, R, \theta) = \frac{\mu I_0}{4\pi} \int_{-h}^{h_1} \frac{\delta(t - r/c)}{r} dz + \frac{\mu I_0}{4\pi} \int_{h_1}^h \frac{\delta(t - r/c)}{r} dz, \quad (14)$$

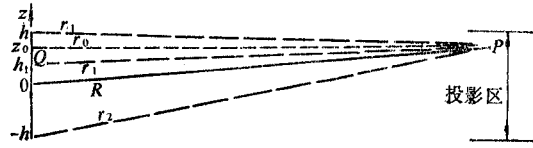


图 4 观察点在投影区的几何示意图

式中 $h_1 = 2z_0 - h$, $z_0 = R \sin \theta$. 在 $h_1 - h$ 段, 利用 $r(z)$ 的对称性, (14) 式中第二个积分变为

$$A(t, R, \theta) = \frac{\mu I_0}{4\pi} \int_{-h}^{h_1} \frac{\delta(t - r/c)}{r} dz + \frac{\mu I_0}{2\pi} \int_{h_1}^{z_0} \frac{\delta(t - r/c)}{r} dz. \quad (15)$$

在积分限 $-h - h_1$ 和 $h_1 - z_0$ 两段内, $r(z)$ 为单值, 因此用(11)式变量替换, (15)式成为

$$A(t, R, \theta) = \frac{\mu I_0}{4\pi} \int_{r_2}^{r_1} \left[-\frac{\delta(t - r/c)}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right] dr + \frac{\mu I_0}{2\pi} \int_{r_1}^{r_0} \left[-\frac{\delta(t - r/c)}{\sqrt{r^2 - r_0^2}} \right] dr. \quad (16)$$

令 $\tau = t - r/c$, $\tau_n = t - r_n/c$, $n = 0, 1, 3^*, \dots$, 则(16)式成为

$$A(t, R, \theta) = \frac{\mu I_0 c}{4\pi} \int_{r_2}^{r_1} \frac{\delta(\tau) d\tau}{\sqrt{c^2(t - c)^2 - r_0^2}} + \frac{\mu I_0 c}{2\pi} \int_{r_1}^{r_0} \frac{\delta(\tau) d\tau}{\sqrt{c^2(t - c)^2 - r_0^2}}$$

$$= \begin{cases} 0, & \tau_0 < 0 \text{ 或 } ct < r_0; \\ \frac{\mu I_0 c}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{c^2 t^2 - r_0^2}}, & \tau_1 \leq 0 \leq \tau_0 \text{ 或 } r_0 \leq ct \leq r_1; \\ \frac{\mu I_0 c}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{c^2 t^2 - r_0^2}}, & \tau_2 \leq 0 \leq \tau_1 \text{ 或 } r_1 \leq ct < r_2; \\ 0, & 0 < \tau_2 \text{ 或 } r_2 < ct. \end{cases} \quad (17)$$

图 5 画出了投影区内严格场的波形. 它是高为 ∞ , 宽为 $\frac{(h + z_0)^2}{2R}$ 的尖脉冲.

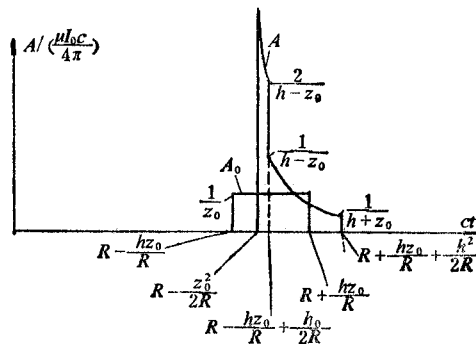


图 5 投影区内波形比较 ($z_0 = 2h/3$ 时的波形)

在投影区, 近似场(9)式可用 z_0 表示为

* 注意 $\tau_0 > \tau_1 > \tau_2$.

$$A_0(t, R, \theta) = \begin{cases} 0, & ct < R - \frac{hz_0}{R}; \\ \frac{\mu I_0 c}{4\pi} \frac{1}{z_0}, & R - \frac{hz_0}{R} \leq ct \leq R + \frac{hz_0}{R}; \\ 0, & R + \frac{hz_0}{R} < ct. \end{cases} \quad (9c)$$

它仍是高为 $\frac{\mu I_0 c}{4\pi z_0}$, 宽为 $\frac{2hz_0}{R}$ 的矩形脉冲。

5. 比较 严格场和近似场有以下几点差别:

(1) 在投影区外(比较(9b)式和(13)式), 当 $R \rightarrow \infty$ 时, 由于 $R \sin \theta \gg h$, $r_1 \rightarrow R - h \sin \theta$, $r_2 \rightarrow R + h \sin \theta$, 所以 $A(t) \rightarrow A_0(t)$; 也就是说, 在投影区外, 当 R 无限增大时, (1)式和(2)式计算的结果是一致的。

(2) 在投影区内(比较(9c)和(17)式),

(a) 波形: 近似场是矩形脉冲; 严格场是尖脉冲。

(b) 脉高: 近似场是 $\frac{\mu I_0 c}{4\pi} \frac{1}{z_0}$; 严格场是 ∞ 。

(c) 脉宽: 近似场是 $\frac{2hz_0}{R}$; 严格场是 $\frac{(h+z_0)^2}{2R}$ 。

由以上三方面可见, 在投影区内, (1)式和(2)式计算的结果是截然不同的。值得注意的是, 这些性质与距离 R 无关; 也就是说, 增大距离并不能消除这些差别。例如近似场的脉高为 $\frac{\mu I_0 c}{4\pi} \frac{1}{z_0}$ 与 R 无关。两种场的脉宽虽都随 R 增大而变窄, 但比值不同。在 $z_0 = 0$ 的

法线上, 近似场的脉宽为 0, 而严格场的脉宽为 $\frac{h^2}{2R}$ 。

综上所述可见, A_0 与 A 的差别主要在投影区。而投影区正是并馈天线能量的主辐射区。在这个关键区域, 用近似公式(1)计算带来的误差是不能忽视的。

三、辐射场的瞬态特性

胡汉南同志的文章还计算了一般(非 δ 脉冲)激励下的辐射场。因此下一个问题自然是: 对于实际的(非 δ 脉冲)激励, 能否用近似公式(1)式来计算远区辐射场的瞬态特性呢? 初看起来, 答案似乎是肯定的。因为如果瞬态信号的频谱是有限的

$$S(\omega) = \begin{cases} S(\omega), & \omega < \omega_0; \\ 0, & \omega > \omega_0; \end{cases} \quad (18)$$

只要距离足够远, 满足条件

$$\frac{2L^2}{\lambda_0} \ll R, \quad (19)$$

式中 λ_0 为频率上限 ω_0 对应的波长; 那么近似公式(1)式就可照用无误。遗憾的是真实情况却没有这样简单。一般的说, 在瞬态信号激励下, 仍旧不能用近似公式(1)式来计算辐

射场。

(1) 首先需要说明: 瞬态信号的频谱总是扩展到无限。瞬态信号是由某一有限时刻开始的信号。可以证明对于从有限时刻开始的任意信号其频谱总是趋向无穷*。亦即由某一时刻开始激励而频带又是有限的信号(18)式是不存在的。反过来说,有限带宽**的信号必定是由 $t = -\infty$ 开始的信号。这种信号不是瞬态信号,不在考虑之列。

(2) 实际的瞬态信号带宽虽是无限,但高频响应却渐趋于零;亦即除 δ 脉冲外,大多数瞬态信号具有下面频谱特征

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} S(\omega) = 0. \quad (20)$$

这样一来,上述问题变成了对于满足(20)式的瞬态信号,能否忽略 $\omega > \omega_0$ 的高频段或用近似公式(1)计算 $\omega > \omega_0$ 高频段的贡献? 答案是一般情形下不行

(3) 最简单的例子是阶跃函数 $(H(t) = \begin{cases} 0, & t < 0; \\ 1, & t > 0 \end{cases})$ 激励下的远区场。此时频谱为

$$S(\omega) = \frac{1}{j\omega}. \quad (21)$$

简单的计算表明,当图 4 振子用阶跃电流激励时,用严格公式(2)和近似公式(1)算得的投影区电场为:

严格电场

$$E_x(t, R, \theta) = \begin{cases} 0, & ct < r_0; \\ \frac{Z_0 I_0}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{c^2 t^2 - r_0^2}}, & r_0 < ct < r_1; \\ \frac{Z_0 I_0}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{c^2 t^2 - r_0^2}}, & r_1 < ct < r_2; \\ 0, & r_2 < ct. \end{cases} \quad (22a)$$

近似电场

$$E_{z_0}(t, R, \theta) = \begin{cases} 0, & ct < R - h \sin \theta; \\ \frac{Z_0 I_0}{4\pi} \frac{1}{R \sin \theta}, & R - h \sin \theta < ct < R + h \sin \theta; \\ 0, & R + h \sin \theta < ct. \end{cases} \quad (22b)$$

它们的波形分别和图 5 中 A 、 A_0 的波形完全一样。此例说明: 虽然阶跃响应的高频段渐

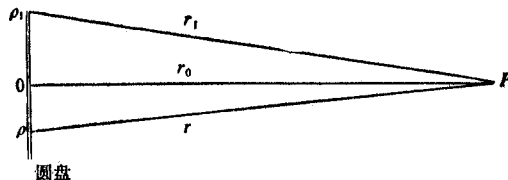


图 6 圆盘电流辐射示意图

* 这一点可以从查拉氏变换表,看看能否找到一个由 $t = 0$ 开始的信号,其像函数带宽是有限的,得到证实。

** 此处带宽定义不同一般半功率点带宽,是指频谱不等于零的宽度。

趋于零,它的高频段却十分重要。这一段既不能忽略也不能用近似公式来分析,否则将丢失重要瞬态信息。

(4) 也许有人认为阶跃函数是理想化的信号。实际的信号不能在无限短的时间内建立。开关总需要一定的时间才完全导通。下面考虑任意(瞬态)波形激励下用两种公式计算电场的差别。为计算方便,能获得显式场,考虑图 6 圆盘电流辐射问题。设任意波形定向面电流

$$\sigma(t, \rho) = \begin{cases} \hat{x}I(t), & \rho < \rho_1; \\ 0, & \rho > \rho_1 \end{cases} \quad (23)$$

均匀分布于圆盘上,考虑圆心法线上的电场,此频域严格矢位是

$$\tilde{A}(\omega, R, 0) = \frac{\mu}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho_1} \frac{\tilde{I}(\omega) e^{-ikr}}{r} \rho d\rho d\varphi = \frac{\mu \tilde{I}(\omega)}{2jk} (e^{-ikr_0} - e^{-ikr_1}), \quad (24a)$$

式中

$$r(\rho) = \sqrt{r_0^2 + \rho^2}, \quad r_1 = r(\rho_1), \quad (25a)$$

$$\tilde{I}(\omega) = \int_0^{\infty} I(t) e^{-i\omega t} dt. \quad (25b)$$

考虑到远区条件(3)式,频域近似矢位为

$$\tilde{A}_0(\omega, R, 0) = \frac{\mu}{4\pi} \tilde{I}(\omega) \frac{e^{-ikr_0}}{r_0} \int_0^{2\pi} \int_0^{\rho_1} \rho d\rho d\varphi = \frac{\mu \tilde{I}(\omega) \rho_1^2}{4r_0} e^{-ikr_0}. \quad (24b)$$

利用矢位与电场的关系

$$\vec{E} = -j\omega \vec{A} - \nabla \tilde{\varphi},$$

两种电场分别为

$$\vec{E}(\omega, R, 0) = -\frac{Z_0 \tilde{I}(\omega)}{2} (e^{-ikr_0} - e^{-ikr_1}), \quad (26a)$$

$$\vec{E}_0(\omega, R, 0) = -j\omega \frac{\mu \tilde{I}(\omega) \rho_1^2}{4r_0} e^{-ikr_0}. \quad (26b)$$

对它们作傅氏反演,最后得到时域严格场和近似场分别为

$$E(t, R, 0) = \begin{cases} 0, & ct < r_0; \\ \frac{1}{2} Z_0 I(t - r_0/c), & r_0 < ct < r_1; \\ \frac{1}{2} Z_0 [I(t - r_0/c) - I(t - r_1/c)], & r_1 < ct; \end{cases} \quad (27a)$$

$$E_0(t, R, 0) = \begin{cases} 0, & ct < r_0; \\ Z_0 \frac{\rho_1^2}{4r_0} \frac{\partial}{\partial t} (I - r_0/c), & r_0 < ct. \end{cases} \quad (27b)$$

在理想阶跃电流激励下,两种电场波形是截然不同的。由近似式(27b),电场是 δ 脉冲,幅度按 r^{-1} 衰减;而严格式(27a),电场却是矩形脉冲,幅度不随 r 变,仅脉宽随 r 减小,在准阶跃电流

$$I(t) = I_0 t^\alpha e^{-\omega_0 t} H(t) \quad (28)$$

激励下,两种公式算得的电场波形也不相同。图 7 是电流波形;图 8 是电场波形。由此可

见,两种电场 ($E(t)$ 和 $E_0(t)$) 的波形是截然不同的。

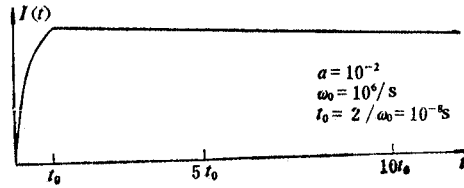


图7 准阶跃电流波形

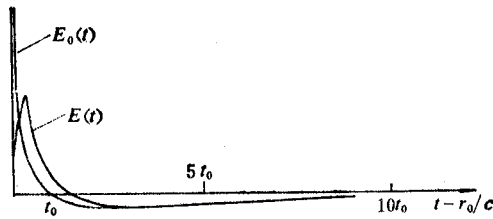


图8 法线上电场波形

(5) 两种公式处理高频段的差别更突出的表现在总能量的计算上。总能量定义为沿法向 \mathbf{n} 通过单位垂直面积的总能量流^[4]

$$G(r_0) = \int_0^{\infty} \mathbf{E}(t, r_0, 0) \times \mathbf{H}(t, r_0, 0) \cdot \mathbf{n} dt. \quad (29)$$

按照近似公式(1), 电磁场在远区总是以 $1/r_0$ 球面波的方式衰减。因此总能量以 $1/r_0^2$ 方式衰减。可是按照严格公式计算的结果却完全不同。由于高频部分的特殊贡献, 电磁场在远区*并不是球面波。因此总能量的衰减规律也不一样, 它决定于激励信号的波形。例如上述圆盘为(28)式准阶跃电流所激励时, 按严格公式(27a)和近似公式(27b)算得总能量的渐近特性分别为

$$G(r_0) = \int_0^{\infty} \mathbf{E} \times \mathbf{H} \cdot \mathbf{n} dt \doteq O(r_0^{-(1+2\alpha)}), \quad (30a)$$

$$G_0(r_0) = \int_0^{\infty} \mathbf{E}_0 \times \mathbf{H}_0 \cdot \mathbf{n} dt \doteq O(r_0^{-2}). \quad (30b)$$

当 $\alpha = 0.01$ 时, $G(r_0) \doteq O(r_0^{-1.02})$ 。总能量沿法线的衰减比 r_0^{-2} 要慢得多**。这是瞬态电磁场的新特征。它超越了传统的稳态场的概念和规律^[5]。

参 考 文 献

- [1] 胡汉南, 电子科学学刊, 6(1984), 235.
- [2] 胡汉南, 电子科学学刊, 7(1985), 28.
- [3] 胡汉南, 电子科学学刊, 7(1985), 348.

* 对瞬态场, 远区应定义为 $r_0 \gg L$ 的区域, 式中 L 为辐射体尺寸。

** 注意, 这一特性仅限于圆心法线上的能流。

[4] T. T. Wu, J. Appl. Phys., **57**(1985), 2370.

[5] 沈浩明,瞬态电磁场,天线学会与微波学会理论工作会议专题报告论文集,1985年4月,第10页.

SOME POINTS ON IMPULSE RESPONSE OF APERTURE ANTENNA—A DISCUSSION WITH HU HANNAN

Shen Haoming

(*Institute of Electronics, Academia Sinica*)

The limitation of far region Fresnel-Kirchhoff formula in transient problem is discussed. Under the excitation of an impulse, the radiation field has to be evaluated in terms of precise Fresnel-Kirchhoff formula; otherwise, some important transient features would be lost.

IEE

第五届天线及传播国际会议 (ICAP 87)

会议日期: 1987年3月30日~4月2日

会议地点: 英国 York 大学

寄送论文摘要截止日期: 1986年九月五日

通知论文被接收日期: 1986年十月

寄送论文截止日期: 1986年十一月

论文摘要约 500 字(英文),包括必要的图例。投稿请寄:

ICAP 87 Secretariat

Conference Services

IEE

Savoy Place

London WC2R 0BL

United Kingdom.