

瞬态电磁场在目标识别中的新应用

王 保 义

(四川大学无线电系)

提 要

本文论述了瞬态电磁场用于目标识别的一种新方法,给出了激励目标的单模散射场的基本理论及其数学推导过程。把这一理论用于线性目标和导电球体,已获得了较为满意的结果,给出了计算目标冲击响应得到的有用的结论。最后提出了一个实际可行的,在时域中测试目标冲击响应的方案。实验证明这一方案是可行的。

一、引 言

1958年,肯纳夫(E. K. Kennough)首次提出了“电磁散射的冲击响应”这一新概念^[1],以后,他又和模法特(D. L. Moffatt)将线性系统理论成功地用于解决电磁散射问题^[2],使得瞬态电磁场工程,在1965年以后迅速发展起来,成为电磁场理论研究中的一个新方向,新学科。瞬态电磁场在目标识别,物体散射的研究中有重大意义。

最近十多年来,利用短脉冲检测和鉴别雷达目标的研究工作得到很大进展。现有的方案之一是用单个脉冲照射目标,然后用目标的固有谐振模式分析目标的散射场。目前已经知道,散射场的波形随入射场的入射方位角而变化,而从散射场中提取出来的一组自然谐振频率则与入射场方位无关。利用这一特性,把从某一目标的散射场中提取出来的一组自然谐振频率与一已知目标的固有谐振频率进行比较,根据二者频率特性的异同,就可识别未知目标。但是这种方案有一个严重的不足之处,就是难以从有噪声的散射场中精确地得到被照射物体的谐振频率。

1980年,文献[3]中提出了一个相反的方案,称为“雷达波形综合法”。此方案的实质是人为地合成一个入射波形,用它去照射目标时,从目标反射回来的信号中,仅含有目标的单一谐振频率。当用这个合成的入射信号去照射另一目标时,则反射信号不仅不是单频,而且波形也发生了明显的畸变,利用这种特性,未知目标很容易被识别出来。这一方案的优点是可以大大改善散射场的信噪比,因为信号可用窄带放大器和窄带滤波器进行处理,灵敏度高。

这一理论虽然尚处于发展初期,却受到了美国有关方面的重视,他们从财力上大力资助,力求将此理论用于军事方面。

本文将根据我们的研究和实践,从理论和实验两方面论证这一新理论。

二、激励单模散射场的基本理论

根据瞬态电磁场的基本观点,我们把目标和目标周围的空间视为一个线性系统,对固定不动的目标而言,此系统可以视为非时变的,对于此线性系统,如果不存在高阶极点,则系统的冲击响应可表为

$$h(t) = \sum_{n=1}^N a_n e^{s_n t}, \quad (1)$$

其中, $s_n = \sigma_n + j\omega_n$, σ_n 为衰减常数, ω_n 为谐振频率; a_n 为对应系统各极点 s_n 的留数。这就是说,系统的冲击响应可以表为有限个简谐衰减振荡的加权和。

设空间存在着任一目标,我们把它的冲击响应表为 t 和 θ 的函数,以代表一般情况。

$$h(t, \theta) = \sum_{n=1}^N a_n(\theta) e^{\sigma_n t} \cos[\omega_n t + \phi_n(\theta)] \quad (2)$$

其中 θ 为照射目标的入射波的入射角, $\phi_n(\theta)$ 为第 n 次谐振频率的初相位。其它参数与上面叙述的相同。

如果用 $E^i(t)$ 表示入射信号,且 $E^i(t)$ 的持续期为 T ,显然散射场为

$$E^s(t, \theta) = \int_0^T E^i(t') h(t - t', \theta) dt', \quad (3)$$

即入射场与冲击响应的卷积,将(2)式代入(3)式,可得

$$E^s(t, \theta) = \int_0^T E^i(t') \left\{ \sum_{n=1}^N a_n(\theta) e^{\sigma_n(t-t')} \cos[\omega_n(t-t') + \phi_n(\theta)] \right\} dt'. \quad (4)$$

经过简单的三角函数变换,并把与 t' 有关的量并入系数 A_n 和 B_n 中,则有

$$A_n = \int_0^T E^i(t') e^{-\sigma_n t'} \cos \omega_n t' dt', \quad (5)$$

$$B_n = \int_0^T E^i(t') e^{-\sigma_n t'} \sin \omega_n t' dt'. \quad (6)$$

把 A_n 和 B_n 代入(4)式,则散射场可表为

$$E^s(t, \theta) = \sum_{n=1}^N a_n(\theta) e^{\sigma_n t} \{A_n \cos[\omega_n t + \phi_n(\theta)] + B_n \sin[\omega_n t + \phi_n(\theta)]\}. \quad (7)$$

由(7)式可见,如果所有系数 A_n 和 B_n 中,只有某一个系数不为零(A_n 或 B_n 中的任一个),其余系数皆为零,则散射场就只包含单一频率。由(5)式和(6)式可见,只要适当选取入射信号 $E^i(t')$ 的形式,便可达到上述要求。

假设入射信号 $E^i(t)$ 为下列形式,是各个自然谐振模式的线性组合,即

$$E^i(t) = \sum_{m=1}^N e^{s_m t} (b_m \cos \omega_m t + c_m \sin \omega_m t), \quad (8)$$

其中 $s_m = \sigma_m + j\omega_m$, b_m 和 c_m 是未知系数。为了激励单模散射场,需要把每个 b_m 和 c_m 确定下来。

将(8)式代入(5)和(6)式,并引入符号 M_{nm}^i , 则有

$$A_n = \sum_{m=1}^N M_{nm}^1 b_m + \sum_{m=1}^N M_{nm}^2 c_m, \quad (9)$$

$$B_n = \sum_{m=1}^N M_{nm}^3 b_m + \sum_{m=1}^N M_{nm}^4 c_m, \quad (10)$$

其中

$$\begin{Bmatrix} M_{nm}^1 \\ M_{nm}^2 \\ M_{nm}^3 \\ M_{nm}^4 \end{Bmatrix} = \int_0^T e^{-(\sigma_n - \sigma_m)t'} \begin{Bmatrix} \cos \omega_n t' \cos \omega_m t' \\ \cos \omega_n t' \sin \omega_m t' \\ \sin \omega_n t' \cos \omega_m t' \\ \sin \omega_n t' \sin \omega_m t' \end{Bmatrix} dt'.$$

由上式可见, M_{nm}^i 是入射信号持续期 T 的函数, 而 T 是可以人为的适当选取的, 只要满足合适的条件, 就可以获得散射场为单一模式情况下, 所需要的合成的人射场的形式。

我们可以把 (9) 式和 (10) 式写为矩阵的形式

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_N \end{bmatrix} = [M_{nm}^1] \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_N \end{bmatrix} + [M_{nm}^2] \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_N \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ \vdots \\ B_N \end{bmatrix} = [M_{nm}^3] \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_N \end{bmatrix} + [M_{nm}^4] \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_N \end{bmatrix}, \quad (12)$$

其中

$$[M_{nm}^i] = \begin{bmatrix} M_{11}^i & M_{12}^i & \cdots & M_{1N}^i \\ M_{21}^i & M_{22}^i & \cdots & M_{2N}^i \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ M_{N1}^i & M_{N2}^i & \cdots & M_{NN}^i \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$i = 1, 2, 3, 4.$$

为了求出系数矩阵 $[b]$ 和 $[c]$, 我们可以令方阵 $[M_{nm}^i] = M_i$, ($i = 1, 2, 3, 4$),

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ A_2 \\ \vdots \\ A_N \end{bmatrix} = A, \quad \begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ \vdots \\ B_N \end{bmatrix} = B, \quad \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_N \end{bmatrix} = b, \quad \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_N \end{bmatrix} = c,$$

根据矩阵运算规则, 我们得到下列结果:

$$b = [M_1 - M_2 M_4^{-1} M_3]^{-1} A + [M_3 - M_4 M_2^{-1} M_1]^{-1} B, \quad (14)$$

$$c = [M_2 - M_1 M_3^{-1} M_4]^{-1} A + [M_4 - M_3 M_1^{-1} M_2]^{-1} B, \quad (15)$$

其中 M^{-1} 表示求 M 矩阵的逆阵。

为了得到单模的散射信号, 例如第 j 个模式, 则可令 $B_j = 1, B_n = 0, (n \neq j); A_n = 0, (对所有的 n 值);$ 因而只要分别求出方阵 M_i 和它们的逆阵, 系数 b_m 和 c_m 就可根据 (14) 和 (15) 式分别求出。

系数 b_m 和 c_m 分别求出后, 再将它们代入 (8) 式, 就可确定入射波 $E^i(t)$ 的形式。利用这样人为合成的入射场 $E^i(t)$ 照射目标时, 散射场将成为

$$E^i(t, \theta) = a_j(\theta)e^{o_j t} \sin[\omega_j t + \phi_j(\theta)]. \quad (16)$$

由上式可见, 单模散射场的振幅 $a_j(\theta)$ 和相位 $\phi_j(\theta)$ 是入射波入射角 θ 的函数, 而频率则与 θ 无关。因而在研究目标的识别问题时, 可以不考虑入射角的影响, 这为研究工作带来了方便。

三、线目标和球目标的基本结果

下面介绍应用上述理论的一些结果。

线状目标是一根长为 L , 半径为 a 的圆柱形导体。经过计算发现, 要激励起圆柱导体的固有振荡模式的第一模式, 则入射信号的波形应为第一模式和一些振幅很小的高次模式分量的迭加, 入射波的持续期 T 应等于第一模式的一个周期。要激励起第二模式的单模散射场, 则入射信号应为第二模式和一些小振幅的高次模式的迭加, 其持续期 T 应是第二模式对应周期的两倍。同时对散射场也进行过计算, 只要用人合的入射波去照射此圆柱体, 则不论其入射角 θ 值如何, 其散射场确实是单模(频率不变), 虽然散射场的幅度和相位是随 θ 变化的。

如何用于识别目标? 为了要激励已知目标的某一特定模式, 需要事先利用上述各公式人为地合成一个入射信号, 然后利用此入射信号去照射不同目标。我们采用了比标准目标圆柱分别长 20% 和 5% 的圆柱做为比较之用, 则从后两种目标散射的信号不仅频率发生变化, 而且散射波形也发生严重畸变, 这样就容易把未知目标识别出来。如图 1 所示。

在研究过程中还发现, 为了要激励正确的单模散射场, 对入射波的持续期 T 是有要求的。基本结论是当 T 等于或大于 T_1 (目标的第一个固有振荡模的周期) 时, 则入射波主要是由目标的固有谐振模组成, 并且振幅比较小; 如果 $T < T_1$, 则入射波具有不规则的波形和相当高的振幅; 因此最佳入射波的持续期 T 应是略长于 T_1 或接近 T_1 。但是应该指出, T 较长, 技术上容易实现, 但太长了会降低识别目标的鉴别能力。而 T 太短, 则要求的振幅又太高。这可由图 2 直接看出。

对导电球也进行过类似的研究, 其目的仍然是希望能用上述理论, 合成一个入射场, 用它去照射球体时, 散射场中只含有球的某一个单一谐振模式, 这一计算过程大致如下: 先用一个任意波形的入射波去照射一个球, 在频域中得到散射场; 然后用奇点展开法, 把无限多个自然振荡模式线性迭加, 在时域中得到一个近似的冲击响应; 最后把有限数目的衰减正弦振荡迭加, 得到一个近似的, 但又足够精确的冲击响应。

假定入射波具有下列形状

$$\vec{E}^i(r, t) = \hat{x} F\left(t - \frac{z+a}{c}\right) \delta\left(t - \frac{z+a}{c}\right), \quad (17)$$

其中 a 为球的半径, z 是沿 \hat{z} 方向的距离, $F(t)$ 是未知的波形函数, c 为光速, \hat{x} , \hat{z} 表示单位矢量。

我们的目的是要适当选择 $F(t)$, 合成一个入射波 $E^i(r, t)$, 它能激励起球的单模散射场。显然上式的拉氏变换为

$$E^i(r, s) = F(s) e^{-K a} \hat{x} e^{-K R \cos \theta}, \quad (18)$$

其中 $K = s/c$, s 是复频率。经过复杂的数学运算, 最后散射场可表为^[4]:

$$E^s(s) = -\hat{x} \frac{1}{2} \frac{a}{R_\infty} e^{-K(R_\infty - a)} \cdot F(s) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)\xi^{2n}}{f_n(\xi)g_n(\xi)}, \quad (19)$$

其中

$$f_n(\xi) = \sum_{\beta=0}^n \frac{(n+\beta)!}{\beta!(n-\beta)!} \cdot \frac{1}{2^\beta} \xi^{n-\beta},$$

$$g_n(\xi) = \sum_{\beta=0}^n \frac{(n+\beta)!}{\beta!(n-\beta)!} \frac{1}{2^\beta} (\beta+\xi)\xi^{n-\beta},$$

$$\xi = K a,$$

R_∞ 为从观察点到球中心之距离。引入参量

$$H(s) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n+1)\xi^{2n}}{f_n(\xi)g_n(\xi)}, \quad (20)$$

则

$$E^s(s) = -\hat{x} \frac{a}{2R_\infty} e^{-s(R_\infty - a)/c} \cdot F(s)H(s). \quad (21)$$

$H(s)$ 这个量, 我们称它为球的传输函数。

为了求出球的冲击响应, 可以对(20)式进行反变换。为了方便, 可先把 $f_n(\xi)$ 和 $g_n(\xi)$ 两个函数的根分别算出。计算后发现, 这些根在 ξ 复平面中的位置, 除了位于负实轴上的根外, 其余都是共轭成对的。这些根正好代表了 $H(s)$ 函数在 ξ 平面中单极点的位置, 它们形成了许多支, 如图 3 所示。

通过计算还可以发现, 属于同一支的各个根的位置之间具有简单的算术级数关系, 而 $H(s)$ 在这些点的各留数的复振幅之间具有简单的几何级数关系, 当 i 大于 19 时, 尤为明显。

如果用 a_{ij} 表示 $H(s)$ 在 ξ_{ij} 处的留数, 即表示第 i 支第 j 个极点的留数, 则传输函数 $H(s)$ 就可展为一个无穷级数, 即

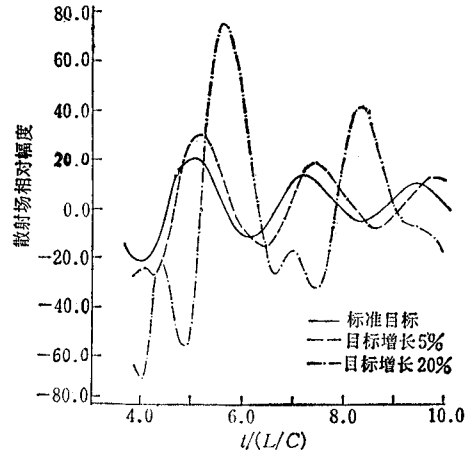


图 1 从三个不同目标得到的散射波形入射波的人射角为 30° , 所用的人射波是为了激励标准目标的第一模式而合成的信号。对标准目标, 频率不变, 对两个未知目标, 波形和频率都发生了变化。

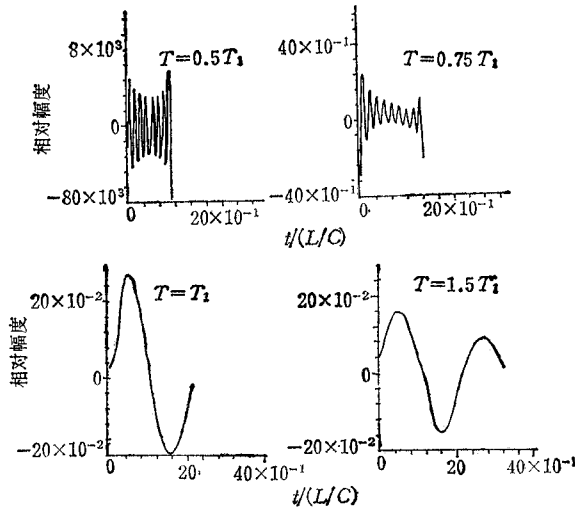


图 2 为了激励圆柱导线的第一个固有振荡模式,对入射波波形的要求,以不同的 T 为参变量。

$$H(s) = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{\infty} \left(\frac{a_{ij}}{\xi - \xi_{ij}} + \frac{a_{ij}^*}{\xi - \xi_{ij}^*} \right) + \sum_{i=2}^N \frac{a_{i0}}{\xi - \xi_{i0}}. \quad (22)$$

显然冲击响应是上式的拉氏变换,其结果是

$$h(\tau) = \frac{c}{a} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^{\infty} 2\text{Re}(a_{ij} e^{\xi_{ij}\tau}) + \frac{c}{a} \sum_{i=2}^N a_{i0} e^{\xi_{i0}\tau}, \quad (23)$$

其中 $\tau = t/(a/c)$, τ 代表以电磁波作用于球体的标准时间为准的时间比值, c ——光速, Re 表示取实部。(23)式中的每一项表示球的一个谐振模式。

前面已说过,由于 j 大于 19 时,极点位置间存在着算术级数关系,而对应极点的各留数间存在着几何级数关系,所以(23)式就可分为两部份,第一部份为前 19 项,后一部份是其余各项。例如我们以求第一支的级数为例,即 $i = 1$ 时,有如下结果,

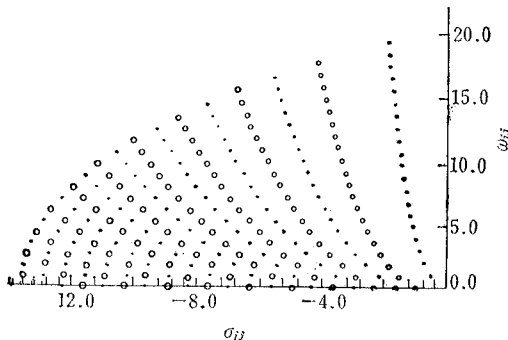


图 3 导电球的复频率,这些极点共形成两支,它们分别与 $g_n(\xi)$, $f_n(\xi)$ 相对应

$$[h(\tau)]_1 = \frac{c}{a} 2\text{Re} \sum_{j=1}^{19} a_{1j} e^{\xi_{1j}\tau} + \frac{c}{a} 2\text{Re} \sum_{j=20}^{\infty} a_{1j} e^{\xi_{1j}\tau}. \quad (24)$$

这样,前 19 项直接求和,20 项以后采用求几何级数的办法,就可求出(24)式。这样,第一支极点的各个振荡模式对冲击响应 $h(\tau)$ 的贡献,就可以作为时间的函数求出。应当指出的是,第一支的各个极点对冲击响应的贡献是最重要的,

因为它代表了那些衰减缓慢的振荡过程。所以只利用第一支的各极点对冲击响应的贡献,就可以得到一个较好的结果。

数值计算的结果示于图 4。图 4(a) 表示第一支中前 19 对极点求和得到的冲击响应,

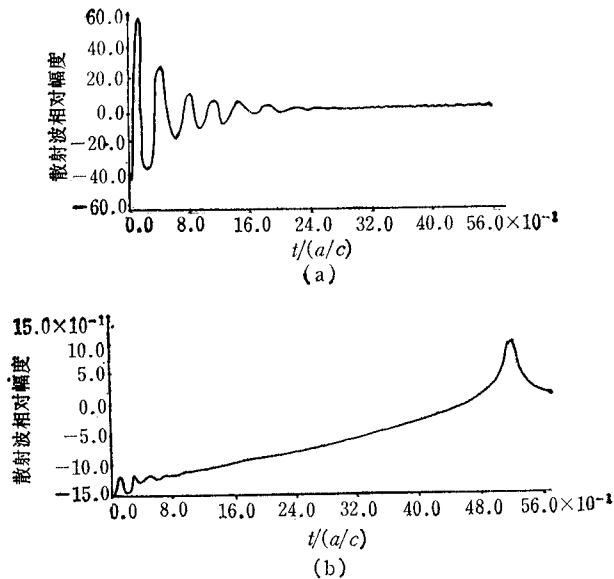


图4 导电球的冲击响应

(a) 只用第一支前 19 对极点算出的冲击响应,

(b) 利用前 19 对极点再加上补偿项算出的冲击响应

它表示早些时刻的振荡特性, 得不到一个缓变的波形. 但是除了前 19 项的贡献外, 再加上 20 项以后的贡献, 就可得到一个较好的波形. 前面的振荡消失了, 在 $\tau = t/(a/c)$ 为 5.25 时, 出现了一个缓变的波峰, 如图 4(b) 所示.

实际上还发现了两个重要结果, 现简述如下:

(1) 除了第一支极点的贡献外, 如果再考虑进其它各支极点的贡献, 只是增加前面时刻冲击响应的精度, 对后面(即 $\tau = 5.25$ 附近)的影响不大, 即对合成一个所要求的入射波形没有实际价值, 所以只考虑第一支各极点就够了.

(2) 如果使用 (24) 式时, 不是分成前 19 项再加上后一补偿项, 而是多用一些前面的项, 例如 30 项或 40 项以至更多, 其结果只是增加图 4(a) 前面的振荡波形, 而求不出一个需要的冲击响应.

通过试探的办法, 我们可以用两个衰减的正弦振荡项来代替 (24) 式中的第二部份, 即代替 $j = 20$ 以后的各项, 它们分别为

$$f_1(\tau) = 1.34e^{-2.0\tau} \cos(18.891\tau + 0.4883),$$

$$f_2(\tau) = 0.127e^{-0.55\tau} \cos(19.50\tau - 0.7159).$$

在 $\tau \geq 2$ 时, 能很好地接近补偿项, 因此球的冲击响应可统一表为

$$h(\tau) = \sum_{n=1}^{21} a_n e^{-\sigma_n \tau} \cos(\omega_n \tau + \phi_n). \quad (25)$$

球的冲击响应求出后, 利用公式 (3), 即可求出散射场.

利用我们在第二节中所叙述的基本理论, 即可分别求出单模散射场以及为激励单模散射场所需要的合成的入射波形. 所不同之处, 只是在这里入射波假定为 21 项衰减简谐

波的迭加,即设入射波为

$$E^i(\tau) = \sum_{m=1}^{21} e^{\sigma_m \tau} (b_m \cos \omega_m \tau + c_m \sin \omega_m \tau). \quad (26)$$

将(26)式代入(3)式,并利用(4)至(15)式,即可同样地求出单模散射场所需要的合成入射场。

计算结果表明,为了激励球的第一固有振荡模式和第三固有振荡模式,都要求入射场含有瞬变的振荡分量,而不是一个固有振荡所能决定。这与在线目标情况下是不同的,因为在线目标情况下,为了激励单模散射场所要求的人射场主要是由线的固有模式组成的,由于其固有模基本上是正交的;而在球目标情况下,由于各个固有模都有较大的衰减,而且不一定正交。

图5给出了一个计算实例。

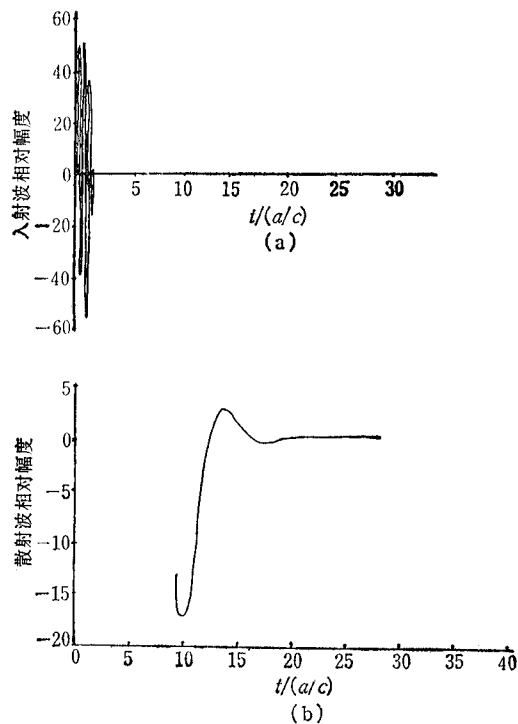


图5 为了激励导电球的第一固有振荡模式所要求的人射波形
(a)所要求的人射波形 (b)第一模式的散射信号

四、时域中目标的冲击响应的测量

在我们前面叙述的理论中,最初是假定目标的冲击响应为已知的,即假定是许多衰减正弦波的迭加,如公式(2)所表示的那样。但是目标不同,它们的冲击响应也是不同的。对复杂目标而言,从理论上计算目标的冲击响应是难以做到的。但是又只有目标的冲击响应知道后,才能设法利用上述理论去合成一个为了激励目标的单模散射场所要求的人

射场,所以对任一目标而言,这一理论的关键是要知道该目标的冲击响应,为此必须在时域中进行实际测量,现在把我们在实验中使用的测量冲击响应的方案简述如下.方案如图 6 所示.

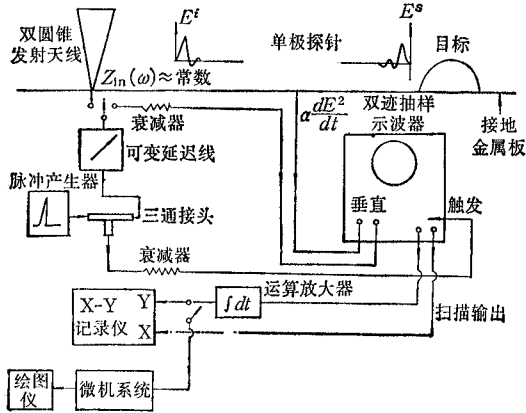


图 6 时域中目标的冲击响应的测量

脉冲发生器输出宽度为 1ns, 重复频率为 1000Hz 的冲击信号, 经过一个双圆锥天线发射出来. 此天线的特点是频带很宽, 输入阻抗 Z_{in} 接近于一个常数, 以保证发射脉冲的原始形状, 不产生畸变. 信号经过目标反射后, 由单极探针天线接收, 探针接收到的信号基本上由两部份组成, 一是从目标来的散射信号, 一是从发射天线来的直接信号, 但这两个信号到达单极接收天线的的时间是不同的, 幅度也有很大区别. 这两个信号经过单极探针天线后, 相当于对它们进行了一次微分, 然后再送到抽样示波器显示出来. 为了比较, 脉冲发生器产生的原始信号, 可直送到示波器进行观察. 经示波器放大的信号再通过一个运算放大器, 即把经过探针天线微分过的信号, 积分一次, 还原为原来的散射信号, 然后送往 X-Y 记录仪, 记录下波形; 或送往微机系统经过实时处理, 绘出散射信号和直接信号的波形. 关于测量可参考文献 [5—7]. 图 7 给出了目标是一根金属方管时测得的冲击响应. 结果表明, 这个实验方案是可行的. 我们曾对一个较小的金属导体的半球进行过实测, 但由于半球目标散射的信号较弱, 所得的数据不够稳定, 所以有待进一步提高脉冲发生器的信号强度, 或通过别的途径加以改进. 但无论如何, 图 6 所示的实验方案是有实用价值的, 它为应用这个新的理论提供了手段.

我们进行的实测, 主要目的是在论证方案的可行性, 从所获得的初步结果来看, 这一测试方案既简便又实用, 是有应用前途的.

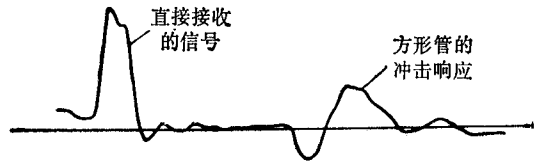


图 7 实测的冲击响应

参 考 文 献

- [1] E. K. Kennaugh, et al., IRE Nat'l. Conv. Rec. pt. 1, 1958.
- [2] E. K. Kennaugh and D. L. Moffatt, *PIEEE*, 53 (1965), 893.
- [3] K. M. Chen, Radar Waveform Synthesis Method—A New Radar Detection Scheme, Int. IEEE/APS Symposium, Quebec City, Canada, June, 1980.
- [4] K. M. Chen and D. Westmoreland, *PIEEE*, 69(1981), 747.
- [5] R. A. Lawton, et al., Antenna and the Associated Time Domain Range for the Measurement of Impulsive Field, Nat'l Bureau of Standards, Ernest Ambler, Issued, 1987.

[6] E. K. Miller, et al., *PIEEE*, 68(1980),

[7] Research Group by MSU, Final Report——Radar Waveform Synthesis for Target Identification, June, 1982.

NEW UTILIZATION OF TRANSIENT EM-FIELDS FOR TARGET DISCRIMINATION

Wang Baoyi

(Department Radio-Electronics, Sichuan University)

A new scheme of target discrimination based on transient EM-fields is described in detail in this paper. The fundamental theory and its mathematical deduction for getting scattering fields of single frequency of a excited target are given.

We have got some more contented results, when this theory is used to linear target and conducting spheres. Several useful conclusions on calculating impulse response of targets are stated here. A practical and available scheme about measuring impulse response of a target in time domain is proposed. Experimental results show that this new theory is useful.