

文章编号: 1671-0576(2024)01-0027-05

# 基于时域高频法的宽带近场回波仿真算法

黄志勇<sup>1,2</sup>, 方金鹏<sup>1</sup>, 王爽<sup>1,2</sup>, 张旭<sup>3</sup>, 冯明<sup>1,2</sup>

(1. 上海无线电设备研究所, 上海 201109; 2. 散射辐射全国重点实验室, 上海 200438;  
3. 上海黎明瑞达电子科技有限公司, 上海 200090)

**摘要:** 针对宽带引信弹目交会多普勒回波的快速仿真需求, 提出了一种基于时域高频法的宽带近场回波快速仿真算法和仿真流程。该算法将时域物理光学(TDPO)近场积分方程和时域面积分方程相结合, 利用远场近似, 推导得到导体目标的时域物理光学近场散射闭合表达式, 避免了计算复杂的面积分, 提高了仿真速度。同时, 提出了基于时域高频法的宽带近场动态多普勒回波仿真流程, 经一次计算便能够得到宽带的时域回波。仿真结果表明, 采用该仿真算法和仿真流程可实现宽带引信动态交会多普勒回波的快速仿真, 且通过与多普勒频率理论值的对比, 验证了所提仿真算法和仿真流程的正确性。

**关键词:** 时域高频法; 近场散射闭合表达式; 宽带近场多普勒回波; 近场回波仿真流程

**中图分类号:** TN958.2

**文献标志码:** A

**DOI:** 10.3969/j.issn.1671-0576.2024.01.005

## Broadband Near-field Echo Simulation Algorithm Based on Time Domain High Frequency Method

HUANG Zhiyong<sup>1,2</sup>, FANG Jinpeng<sup>1</sup>, WANG Shuang<sup>1,2</sup>, ZHANG Xu<sup>3</sup>, FENG Ming<sup>1,2</sup>

(1. Shanghai Radio Equipment Research Institute, Shanghai 201109, China;

2. National Key Laboratory of Scattering and Radiation, Shanghai 200438, China;

3. Shanghai LimRadar Electronic Technology Co., Ltd., Shanghai 200090, China)

**Abstract:** A fast simulation algorithm and simulation process for broadband near-field echo based on time domain high frequency method were proposed to meet the fast simulation requirements of broadband fuze missile-target encounter Doppler echo. This algorithm combined the time domain physical optics (TDPO) near-field integral equation with the time domain surface integral equation, and used far-field approximation to derive the TDPO near-field scattering closed form expression of the conductor target, avoiding complex surface integral calculations and improving simulation speed. At the same time, a broadband near-field dynamic Doppler echo simulation process based on time domain high frequency method was proposed, and the broadband time domain echo could be obtained through one calculation. The simulation results show that this simulation algorithm and simulation

process can achieve rapid simulation of broadband fuse dynamic encounter Doppler echo. The correctness of the proposed simulation algorithm and simulation process has been verified by comparing with the theoretical value of Doppler frequency.

**Key words:** time domain high frequency method; near-field scattering close form expression; broadband near-field Doppler echo; near-field echo simulation process

## 0 引言

对引信启动概率特性进行系统分析时,通常需要获取全空域的弹目交会近场回波<sup>[1]</sup>。采用实测方法虽然能够获得精确的近场回波,但是无法模拟全部的交会姿态,且成本极高。采用电磁仿真方法能够快速、准确地获取任一弹目交会状态的近场回波,具有低成本、高效率的优势。但是,采用频域电磁算法对宽带引信的近场回波进行仿真时,需要先计算每个频点下的目标电磁散射特性,再进行傅里叶逆变换(IFFT)才能得到其时域回波,这需要较多的计算资源。而采用时域电磁算法仿真仅需一次计算便能获得宽带目标时域回波<sup>[2]</sup>,这对宽带激励源的仿真具有天然的速度优势。

国内外对弹目交会近场回波的仿真研究大都基于高频法或简化的理论公式,且主要对点频工作引信的弹目交会近场回波进行模拟。文献[3]详细论述了物理光学法及等效电磁流法等高频法计算目标电磁散射特性的原理,因高频法在实现过程中采用数值积分技术,其仿真速度受到了采样率的制约。针对引战配合,文献[4]对交会过程中的目标特性以及回波信号的时频域特性进行分析,提出了一种基于比例导引法追踪的动态面元体目标回波模拟方法,并对模拟回波信号进行处理,完成了对目标的速度和距离信息的提取,实现了引信对目标的精确探测。但是其回波仿真多通过简化的公式得来,对实际交会场景及新型宽带引信体制的模拟能力不足。文献[5]研究了脉冲多普勒体制引信的基本原理及弹目交会过程中的多普勒回波变化规律,但是未对宽带引信体制开展研究。

本文提出一种基于时域高频法的宽带近场回

波快速仿真算法,给出引信工作过程中各阶段的回波信号数学表达式,明确宽带近场动态多普勒回波的仿真流程,结合时域物理光学(TDPO)法及数据处理方法,经一次计算便可获得宽带回波信号,以实现宽带近场动态多普勒回波的快速仿真。

## 1 近场动态多普勒回波仿真流程

根据引信工作原理及其信号处理过程,结合目标时域宽带电磁散射模型,给出引信工作过程中各个阶段的回波信号数学表达式,完成宽带近场动态多普勒回波的求解。选择正弦信号作为电磁波发射载波信号,其表达式为

$$U_a(t) = U_{am} \cos(\omega_0 t + \phi_0) \quad (1)$$

式中:  $U_{am}$  为信号幅度;  $\omega_0$  为信号角频率;  $\phi_0$  为信号初始相位。对于宽带信号,可选择线性调频信号作为载波信号,此时信号的频率与时间相关,其表达式为

$$U_a(t) = U_{am} \cos(2\pi f(t)t + \phi_0) \quad (2)$$

其中

$$f(t) = K_r t + f_0 \quad (3)$$

式中:  $f(t)$  为调频函数;  $K_r$  为线性调频斜率;  $f_0$  为初始频率。

根据脉冲引信工作原理,脉冲经过载波调制后变换为射频脉冲信号,该射频脉冲信号的表达式为

$$U_t(t) = U_{im} \cos(\omega_0 t + \phi_0) \times (P_{\tau_0}(t) \sum_{n=0}^N \delta(t - nT_M)) \quad (4)$$

式中:  $U_{im}$  为射频脉冲信号幅度;  $P_{\tau_0}(\cdot)$  表示宽度为  $\tau_0$  的矩形脉冲函数;  $N$  为发射脉冲数;  $\delta(\cdot)$  为冲激函数;  $T_M$  为脉冲重复周期。

在电磁波传播过程中,发射信号遇到目标后,

部分能量向四周散射,再加上目标的延迟信息,引信接收到的回波信号

$$U_r(t) = U_{rm} \cos(\omega_0(t - \tau_i) + \phi_0) \times (P_{\tau_0}(t - \tau_i) \sum_{n=0}^N \delta(t - nT_M)) \quad (5)$$

式中:  $U_{rm}$  为回波信号幅度;  $\tau_i$  为信号延迟时间。

将回波信号与本振信号进行混频,对混频后的信号进行滤波,可得到含有多普勒信息的视频脉冲信号。对经过距离门选通电路的视频脉冲信号进行傅里叶变换并二次滤波,得到矩形脉冲中的直流分量,同时保留多普勒分量,即可得到多普勒回波。

本文采用时域高频方法获得如式(5)所示的目标近场动态多普勒回波。仿真流程如图 1 所示,其中  $t_s$  为采样时间,  $t_{max}$  为最大采样时间,  $\Delta t$  为采样间隔。以目标模型、近场天线方向图、多普勒回波参数以及交会弹道参数为输入,对交会弹道目标回波进行时间离散采样。每个弹道目标回波采样点视为准静态,获得每个弹道目标回波采样点的天线参数,计算亮区面元,采用时域积分法获得时域回波。对交会弹道目标回波进行离散采样时,需要满足采样定理,才能获得准确的多普勒频率。当引信工作频率或弹目相对运动速度提高时,对应的回波多普勒频率也变大,此时需要采用较高的采样率才能恢复多普勒回波信号,这将导致采样点数过多。而每个采样点相对独立,需要

单独计算,这会带来海量计算的难题。本文通过研究时域近场面积分技术,对时域面积分方程进行降维,解决了海量计算的难题。

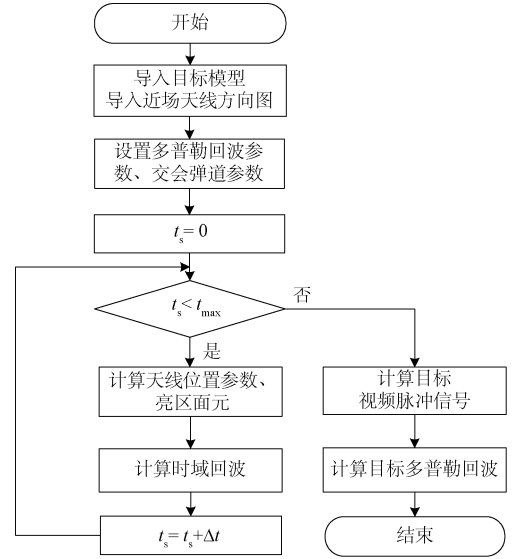


图 1 近场动态多普勒回波仿真流程

## 2 近场散射闭合表达式

### 2.1 时域物理光学近场积分方程

基于麦克斯韦方程组及矢量格林定理可推导出时域电磁场面积分方程,再结物理光学假设,即可得到 TDPO 近场积分方程。

本文直接给出时域电磁场面积分方程<sup>[6-7]</sup>

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{1}{R^2} \left\{ \left[ \frac{R}{c} \hat{\mathbf{n}} \times \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{R}{c}) + \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{R}{c}) \right] \times \mathbf{R} + \mu R \left[ \hat{\mathbf{n}} \times \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H}(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{R}{c}) \right] \times (\mathbf{R}\mathbf{R} - \bar{\mathbf{I}}) + \frac{1}{\epsilon} \left[ \frac{1}{c} \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{R}{c}) + \frac{1}{R} \hat{\mathbf{n}} \times \int_{t_0}^{t-R/c} \mathbf{H}(\hat{\mathbf{r}}, t) dt \right] (\mathbf{R}\mathbf{R} - \bar{\mathbf{I}}) \right\} d\hat{S} \quad (6)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{1}{R^2} \left\{ \left[ \frac{R}{c} \hat{\mathbf{n}} \times \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{H}(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{R}{c}) + \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H}(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{R}{c}) \right] \times \mathbf{R} - \epsilon R \left[ \hat{\mathbf{n}} \times \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{R}{c}) \right] \times (\mathbf{R}\mathbf{R} - \bar{\mathbf{I}}) - \frac{1}{\mu} \left[ \frac{1}{c} \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}}, t - \frac{R}{c}) + \frac{1}{R} \hat{\mathbf{n}} \times \int_{t_0}^{t-R/c} \mathbf{E}(\hat{\mathbf{r}}, t) dt \right] (\mathbf{R}\mathbf{R} - \bar{\mathbf{I}}) \right\} d\hat{S} \quad (7)$$

式中:  $\mathbf{E}(\cdot)$ ,  $\mathbf{H}(\cdot)$  分别为电场和磁场矢量函数;  $\mathbf{r}, t$  分别为空间任一位置矢量和时间;  $S$  为包裹源的表面;  $R = |\mathbf{r} - \hat{\mathbf{r}}|$  为场点与源点的距离,其中  $\hat{\mathbf{r}}$  为以  $S$  为表面的空间中任一位置矢量,  $|\cdot|$  为取模运算符;  $c$  为光速;  $\hat{\mathbf{n}}$  为包裹源表面  $S$  的外法向单位矢量;  $\mathbf{R}$  为场点到源点的单位矢量;  $\mu, \epsilon$  分别为磁导率和介电常数;  $\bar{\mathbf{I}}$  为单位并矢;  $t_0$  为初始时刻;  $t$  为以  $S$  为表面的空间中任一位置的

时间;  $d\hat{S}$  为  $\hat{\mathbf{r}}$  处的积分面元。

式(6)与式(7)未采用任何近似,理论上可准确计算空间中任意位置及时间分布的电场和磁场。时域电磁场面积分方程给出了源区域内电磁场与源区域外电磁场的关系,源区域外电磁场可以看作分布在包裹源表面  $S$  上的等效面电磁流的辐射场,等效面电磁流来自于  $S$  上的切向电场和切向磁场。

物理光学假设:假设表面场分布为几何光学表面场,即在几何照亮的一侧上每一点的表面散射近似为其无限大切平面情形时该点的散射,而在目标的阴影部分表面场为零。

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_S \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \left[ \frac{R}{c} \mathbf{J}(\mathbf{R}\mathbf{R} - \bar{\mathbf{I}}) + \left( \mathbf{J}^{(-1)} + \frac{c}{R} \mathbf{J}^{(-2)} \right) (3\mathbf{R}\mathbf{R} - \bar{\mathbf{I}}) \right] \frac{\delta(t - R/c)}{R^2} d\hat{S} \quad (8)$$

$$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \int_S \left[ \left( \frac{R}{c} \mathbf{J} + \mathbf{J}^{(-1)} \right) \times \mathbf{R} \right] \frac{\delta(t - R/c)}{R^2} d\hat{S} \quad (9)$$

其中

$$\mathbf{J} = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} \quad (10)$$

式中:  $\mathbf{E}_s(\cdot)$ ,  $\mathbf{H}_s(\cdot)$  分别为散射电场和散射磁场矢量函数;  $\mathbf{J}$  为积分面上的等效电流矢量;  $\mathbf{J}^{(-1)}$ ,  $\mathbf{J}^{(-2)}$  分别为  $\mathbf{J}$  的一阶和二阶积分。

## 2.2 时域近场面积分方程

采用式(8)和式(9)求解多普勒回波的难点在于对面积分的处理,若采用数值积分方法直接求解面积分,则需要大量的采样点,计算效率低。对于多普勒回波,一条交会弹道通常需要计算上万次,因此需要对现有的面积分处理方法进行加速。

在远场条件下,当积分区域为多边形面元时,时域物理光学积分方程可以简化为闭合表达式。然而在处理近场问题时,这些闭合表达式的处理精度会随着观察点与目标之间距离的减小而逐渐降低。

根据面元局部格林函数近似方法<sup>[8]</sup>,当观察点与积分面元中心之间的距离  $R_s$  满足  $R_s > 2D^2/\lambda$  ( $D$  为积分区域即积分面元的最大尺寸,  $\lambda$  为电磁波波长)时,该观察点处在积分面元散射场的远场区,近场积分表达式可以采用远场近似简化为闭合表达式。而  $R_s > 2D^2/\lambda$  这一近场条件保证了散射场的相位误差不大于  $\pi/8$ 。

借鉴面元局部格林函数近似方法,针对天线波束入射情况,本文对天线的辐射场也进行了类似的远场近似处理,提出了一种基于 TDPO 闭合表达式的导体目标回波仿真方法。该方法将二维面积分方程降维成闭合表达式,避免面积分运算,可以实现更快的计算速度,且该闭合表达式理论上可用于计算天线波束入射情况下任意位置处的散射场。

在时域脉冲  $p(t)$  激励下,天线的时域辐射场

将时域电磁场面积分方程与物理光学假设相结合,可以获得 TDPO 近场积分方程。对于理想导体目标,TDPO 近场积分方程为

表达式为

$$\mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{\eta}{4\pi\rho} p(t) \text{IFFT}(-jk\mathbf{F}(\theta, \varphi)) \delta(t - \rho/c) \quad (11)$$

$$\mathbf{H}_i(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{\eta} \boldsymbol{\rho} \times \mathbf{E}_i(\mathbf{r}, t) \quad (12)$$

式中:  $\mathbf{E}_i(\cdot)$ ,  $\mathbf{H}_i(\cdot)$  分别为天线时域电场和磁场矢量函数;  $\eta$  为波阻抗;  $\rho$  为天线位置点到辐射场点的距离;  $\text{IFFT}(\cdot)$  为快速傅里叶逆变换函数;  $k$  为波数;  $\mathbf{F}(\theta, \varphi)$  为天线矢量电流矩阵,其中  $\theta$  为俯仰角,  $\varphi$  为方位角;  $\boldsymbol{\rho}$  为天线位置点到辐射场点的距离矢量。

如果面元的尺寸足够小且满足远场条件,即观察点的位置矢量  $\mathbf{r}$  与面元的位置矢量  $\mathbf{r}'$  间的距离  $|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  满足  $2D/\lambda_{\min} \ll |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$  ( $\lambda_{\min}$  为最小波长),则可认为观察点位于面元的远场区。因此,可对式(8)和式(9)中的距离  $R$  进行近似,即

$$R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| \approx \mathbf{R}_n \cdot (\mathbf{r} - \mathbf{r}') \quad (13)$$

式中:  $\mathbf{R}_n$  为面元指向观察点的单位矢量。

同理,对于天线的时域辐射场,若天线的位置矢量  $\mathbf{r}_a$  与面元的位置矢量  $\mathbf{r}'$  间的距离  $|\mathbf{r}_a - \mathbf{r}'|$  满足  $2D/\lambda_{\min} \ll |\mathbf{r}_a - \mathbf{r}'|$ ,则可认为面元位于天线的远场区。因此,可对式(11)中的距离  $\rho$  进行近似,即

$$\rho = |\mathbf{r}' - \mathbf{r}_a| \approx \boldsymbol{\rho}_n \cdot (\mathbf{r}' - \mathbf{r}_a) \quad (14)$$

式中:  $\boldsymbol{\rho}_n$  为天线位置点指向面元的单位矢量。

## 2.3 时域物理光学法的近场散射闭合表达式

在时域脉冲  $p(t)$  激励的条件下,推导天线波束照射下的目标 TDPO 近场散射闭合表达式。将式(12)代入式(8)和式(9),并结合式(13)和式(14),将理想导体目标的 TDPO 近场积分方程改写为

$$\mathbf{E}_s(\mathbf{r}, t) = \frac{\eta}{8\pi^2 \rho_n R_n^2} p(t) \left[ \frac{\mathbf{R}_n \mathbf{J}_a \cdot (\mathbf{R}_n \mathbf{R}_n - \mathbf{I})}{c} + \left( \mathbf{J}_a^{(-1)} + \frac{c}{R_n} \mathbf{J}_a^{(-2)} \right) \cdot (3\mathbf{R}_n \mathbf{R}_n - \mathbf{I}) \right] \times \delta \left( t - \frac{\mathbf{R}_n \cdot \mathbf{r} - \rho_n \cdot \mathbf{r}_a}{c} \right) \int_S \delta \left( t - \frac{(\rho_n - \mathbf{R}_n) \cdot \hat{\mathbf{r}}}{c} \right) d\hat{S} \quad (15)$$

$$\mathbf{H}_s(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{8\pi^2 \rho_n R_n^2} p(t) \left[ \left( \frac{\mathbf{R}_n \mathbf{J}_a + \mathbf{J}_a^{(-1)} \right) \times \mathbf{R}_n \right] \delta \left( t - \frac{\mathbf{R}_n \cdot \mathbf{r} - \rho_n \cdot \mathbf{r}_a}{c} \right) \int_S \delta \left( t - \frac{(\rho_n - \mathbf{R}_n) \cdot \hat{\mathbf{r}}}{c} \right) d\hat{S} \quad (16)$$

其中

$$\mathbf{J}_a = \hat{\mathbf{n}} \times [\rho_n \times \text{IFFT}(-jk\mathbf{F}(\theta, \varphi))] \quad (17)$$

式中:  $\mathbf{J}_a$  为天线在积分面上的等效电流矢量;  $\mathbf{J}_a^{(-1)}$ ,  $\mathbf{J}_a^{(-2)}$  分别为  $\mathbf{J}_a$  的一阶和二阶积分。

可知,理想导体目标的 TDPO 近场积分方程中的积分项被简化为单个冲激函数的积分。当面元为多边形时,式(15)和式(16)可简化为闭合表达式。至此,推导得到天线波束照射下导体目标的 TDPO 近场散射闭合表达式。该方法直接将二维积分方程简化成了闭合表达式,从而避免了耗时的数值积分运算。从推导过程中可以看出:该方法理论清晰,表达式简单,同时还可以根据剖分面元的尺寸来控制其积分精度。

### 3 宽带近场多普勒回波快速仿真验证

采用本文算法仿真了半径为 0.5 m 的金属球的动态近场回波。设置仿真参数:工作频段为 Ku,中心波长  $\lambda$  为 0.018 7 m,线性调频斜率为 0.01 Hz/s,工作体制为脉冲体制,坐标系为相对速度坐标系 OUVN,脱靶量为 5 m,脱靶方位角为  $0^\circ$ ,相对速度  $v$  为 1 000 m/s,相对运动方向与天线主波束的夹角  $\theta$  为  $58^\circ$ ,采样时间间隔为 2  $\mu\text{s}$ ,仿真时间为 0.013 s,交会范围为  $(-8 \sim 5)\text{m}$ 。

金属球动态近场回波仿真场景如图 2 所示。其多普勒回波的时域和频域仿真结果如图 3 所示。

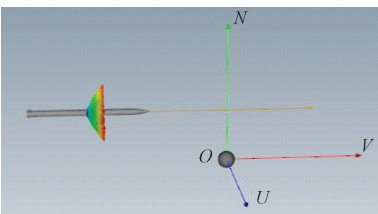


图 2 金属球动态近场回波仿真场景

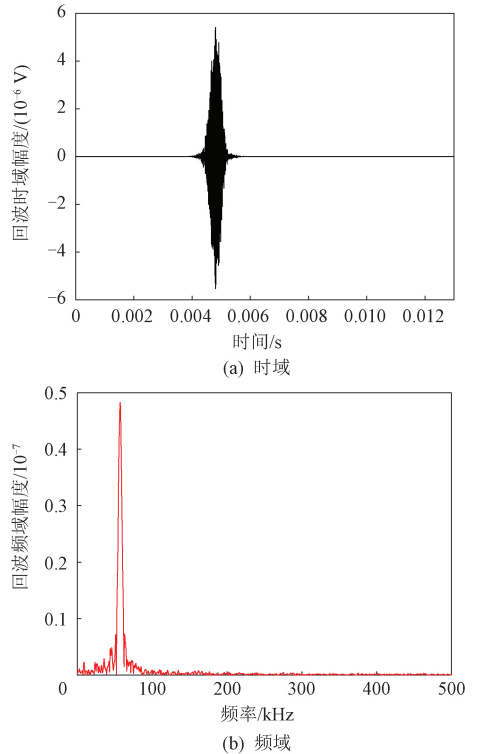


图 3 多普勒回波时域和频域仿真结果

由图 3 可知:金属球的宽带近场时域回波只有一个峰值,对应的最大多普勒频率为 56.7 kHz,如图 3(b)所示。根据多普勒频率  $f_D$  计算公式  $f_D = (2vc \cos \theta) / \lambda$ ,得到多普勒频率  $f_D$  的理论值为 56.7 kHz。多普勒频率仿真结果与理论值一致,这验证了本文方法的准确性。

### 4 结束语

宽带引信是当前引信的重要研究方向,相关参数的论证与确定需要快速、精准地获取宽带近场回波数据。本文基于时域电磁方法在宽带激励源仿真问题中的速度优势,提出了一种基于时域高频法的宽带近场回波快速仿真算法和仿真流

(下转第 37 页)