

箔条云散射的极化统计特性

李金梁,王雪松,李永祯

(国防科学技术大学电子科学与工程学院,湖南长沙 410073)

摘 要: 本文研究了箔条云散射的极化统计特性.首先,给出了感应电流的大小随入射角变化的更为精确的计算结果,得到了箔条的极化散射矩阵、RCS 矩阵及二者的统计特性.然后,推导了箔条云回波的振幅、RCS 和箔条云极化散射矢量的概率分布表达式,得到了箔条云同极化通道回波互相关系数为 $1/3$,同极化和交叉极化通道之间不相关等一系列结论,为箔条云极化信息在干扰和抗干扰中的应用打下基础.

关键词: 偶极子;箔条云;极化;散射;统计特性

中图分类号: TN95 **文献标识码:** A **文章编号:** 0372-2112 (2010) 03-0714-06

Statistics Characteristics of Polarimetric Scattering from Chaff

LI Jin-liang, WANG Xue-song, LI Yong-zhen

(School of Electronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract: Statistics characteristics of polarimetric scattering from chaff cloud is studied. At first, the more accurate calculation result is given, which tells how the current value varies with the direction of incident electromagnetic. On this basis, polarimetric scattering matrix and RCS matrix of chaff are presented, and their statistics chafteristics are studied. Then PDF function of chaff cloud's altitude, RCS and polarimetric scattering vector are derived. A series of conclusions are draw at last, such as: the correlation coefficient between the two co-polarized channels is $1/3$, the correlation between the co-polarized and cross-polarized channels is zero.

Key words: dipole; chaff cloud; polarization; scattering; statistics characteristics

1 引言

箔条云是最为常用的无源干扰手段之一,舰船目标通常用箔条干扰来对抗来袭的导弹,飞机经常利用箔条干扰摆脱雷达的跟踪,或利用箔条走廊进行突防,弹道导弹中段飞行时也会抛撒箔条来增加防御雷达发现、跟踪和识别导弹的难度.对单根箔条的散射特性如能量和极化特性,很早就有人开展研究^[1~3].关于单根箔条的平均 RCS,电磁计算的方法和偶极子等效的方法曾给出不同的结论,最早给出的结果为 $0.17\lambda^2$,文献[1]给出的结果为 $0.213\lambda^2$.其中文献[1]采用的偶极子等效方法计算简便易行,便于工程应用.在感应电流计算的过程中,文献[1]假设半波偶极子上电压等幅同相,上述假设只有当偶极子长度远小于雷达波长时成立,即只对短电偶极子成立,由于半波偶极子的长度与波长可比拟,所以上述假设引入了一定的计算误差.

箔条云可看作大量随机运动的偶极子集合体,用确定的方法研究箔条云的电磁散射问题很困难,往往借助统计的手段研究箔条云回波的电磁散射特性^[6~9].对箔

条云 RCS 的起伏特性,前人也做过相应的研究^[4].但文献[4]是在所有偶极子散射振幅相等为定值的假设下进行的推导.实际上由于偶极子空间取向的变化,会引起单根箔条极化散射回波的随机起伏,并且文献[4]只讨论了同极化通道的电磁散射特性,没有涉及交叉极化通道的情况.

基于此背景,本文研究了偶极子随机取向时,单根箔条极化散射的统计特性,并在此基础上研究了整个箔条云的极化散射的统计特性.本文共分四节,第一节为引言;第二节,利用电磁计算的计算结果,验证了半波偶极子的电流可以用正弦律分布近似,指出半波偶极子上感应电流的大小随入射角的变化曲线和集中激励下的辐射方向图是基本一致的,在此基础上,给出了单根箔条的极化散射矩阵和 RCS 矩阵,研究了单根箔条极化散射的统计特性,包括极化散射矩阵的一阶矩和二阶矩, RCS 矩阵的一阶矩和二阶矩,并给出了 Matlab 仿真得到的单个偶极子散射的同极化通道和交叉极化通道的振幅和 RCS 的概率分布曲线;第三节,在单根箔条回波的相位服从均匀分布,单根偶极子的散射振幅随机起

伏的假设下,推导出箔条云回波的振幅、RCS 和箔条云极化散射矢量的概率分布表达式,得到了箔条云回波的振幅服从瑞利分布,RCS 服从指数分布,同极化通道间的相关系数为 1/3,同极化和交叉极化通道之间不相关等结论;第四节为结束语。

2 单根箔条的电磁散射

2.1 箔条上感应电流的计算

箔条在电场的激励下产生感应电流,感应电流二次辐射即为箔条的散射.对一般目标而言,在电场激励下产生的感应电流,是由来波场在目标体上所形成的分布源激励的,这和对发射天线的集中激励通常是不同的.假设箔条为细的导体圆柱,长度为 $2l$.以箔条的中心为坐标原点,箔条的轴向方向为 z 轴,建立散射坐标系,如图 1 所示.不失一般性,设入射电场的能流方向位于 yo 平面,入射电场与 z 轴的夹角为 θ ,电场矢量的极化方向与散射平面(yo 平面)的夹角为 ψ .

设入射电场的强度为 E_0 ,箔条上的感应电流为 $I(z)$, $z \in [-l, l]$.箔条上的电流分布要服从如下的电场积分方程:

$$E_0 \sin \theta \cos \psi e^{jkz \cos \theta} = \frac{j\eta k}{4\pi} \int_{-l}^l I(z') \left(1 + \frac{\partial^2}{k^2 \partial z'^2}\right) \frac{e^{-jkR}}{R} dz' \quad (1)$$

其中, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为入射波的波长, $\eta = 120\pi\Omega$ 为自由空间的特性阻抗, $R = [(z - z')^2 + a^2]^{\frac{1}{2}}$, a 为箔条横截面的半径.上述方程等价于

$$\frac{j\eta k}{4\pi} \int_{-l}^l I(z') \frac{e^{-jkR}}{R} dz' = \frac{E_0 \cos \psi e^{-jkz \cos \theta}}{\sin \theta} + A_1 \sin kz + A_2 \cos kz \quad (2)$$

其中, A_1, A_2 为任意常数.对于箔条上的电流分布 $I(z)$,存在着不同的假设.包括:

零阶解

$$I(z) = I_0 (\cos kz - \cos kl) \quad (3)$$

一阶解

$$I(z) = I_0 \left\{ \begin{aligned} &[\cos kz \cos(kl \cos \theta) - \cos kl \cos(kz \cos \theta)] \\ &+ A[\sin kz \sin(kl \cos \theta) - \sin kl \sin(kz \cos \theta)] \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

二阶解

$$I(z) = \alpha \exp(jkz \cos \theta) + \gamma_1 \cos kz + j\gamma_2 \cos kl \quad (5)$$

其中, $I_0, A, \alpha, \gamma_1, \gamma_2$ 为待求解的参数,随着电流分布假设阶数的增加,求解的复杂度也越来越大,与箔条上的实际电流分布也越来越接近.当箔条长度取为雷达波长的一半时,箔条即为半波偶极子,箔条上感应电流分布的零阶假设式等价于:

$$I(z) = \begin{cases} I_0 \sin[k(l - z)] & , z \in [0, l] \\ I_0 \sin[k(l + z)] & , z \in [-l, 0] \end{cases} \quad (6)$$

式(6)即为集中激励下半波偶极子上的正弦律电流分布。

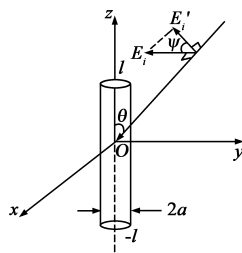


图1 单根箔条的极化散射示意图

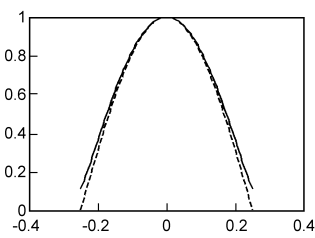


图2 半波偶极子上电流分布示意图

根据经典的电磁计算理论^[2],基于感应电流分布的二阶假设,利用 Matlab 计算得到了半波偶极子上电流分布以及感应电流的大小随入射角变化的曲线分别如图 2 和图 3 所示.其中,图 2 为半波偶极子上电流分布的示意图,横坐标为 z/λ ,纵坐标为偶极子上不同点处的归一化电流强度,用中点的电流幅度进行了归一化.实线为感应电流的二阶解,由文献[2]可知,该二阶解与箔条上实际的电流分流相差很小;虚线为感应电流的零阶解,即用正弦律电流分布近似的结果.图 3 为归一化的感应电流随入射方向的变化曲线.计算过程中,入射波的极化方式为线极化,且电场矢量方向在入射平面内.横坐标为入射波与偶极子切向的夹角 θ (见图 1),纵坐标为不同入射角度时半波偶极子中点处的电流强度,用垂直入射 $\theta = 90^\circ$ 时半波偶极子中点处的电流强度进行了归一化.图 3 中虚线为 $\sin \theta$ 的曲线,即文献[1]中的所采用的入射方向图的表达式.实线为电磁计算的结果,用“×”号标记的曲线为集中激励时半波偶极子的辐射方向图。

由图 2 可见,半波偶极子上电流分布的二阶解与正弦律分布十分相近,区别主要在半波偶极子的末端,即电流的谷点位置存在一定的差别,但这种差别对于散射场的计算影响很小,因此可以在散射场的计算过程中用正弦律分布来近似半波偶极子上的感应电流分布.由图 3 可见,由于半波偶极子的长度与波长可比拟,不再满足长度远小于雷达波长,感应电流的大小随入射角的变化曲线与短电偶子($\sin \theta$ 曲线)存在明显的的

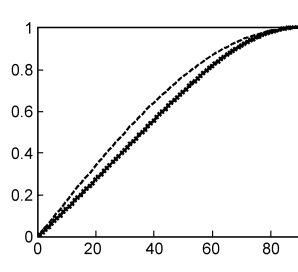


图3 感应电流的大小随入射角变化的曲线

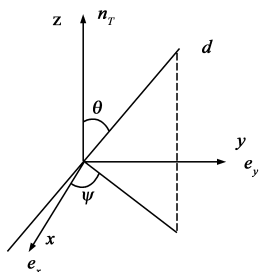


图4 单根偶极子的极化散射示意图

偏差. 分布源激励时半波偶极子上电流分布与集中激励时半波偶极上的电流分布是基本一致的, 所以半波偶极子感应电流的大小随入射角变化的曲线与集中激励时的辐射方向图是基本一致的, 电磁计算的结果验证了这一点.

2.2 单根偶极子极化散射的统计特性

以偶极子为中心, 建立极化坐标系如图 4 所示, z 轴选为电波入射方向, x 轴和 y 轴分别为线极化基的两个极化基, $\mathbf{d}$ 为半波偶极子的取向, $\mathbf{d}$ 与 z 轴的夹角为 θ , x 极化基与散射平面 ($\mathbf{d}$ 与 z 轴所成平面) 的夹角为 ψ . 不难看出, θ 、 ψ 的定义与图 1 是一致的. 为了计算的简便, 在外部电场的分布源激励下, 基于感应电流分布的零阶假设, 即认为半波偶极子感应电流近似服从正弦律分布, 电流峰值点强度的表达式为:

$$I_0 = \frac{L}{z_0} f(\theta) [\cos\psi \quad \sin\psi] \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (7)$$

由此感应电流再辐射而产生的后向散射的场强为

$$\mathbf{E}_{sc} = \begin{bmatrix} E_{h2} \\ E_{v2} \end{bmatrix} = \frac{\eta I_0}{2\pi r} f(\theta) \begin{bmatrix} \cos\psi \\ \sin\psi \end{bmatrix} \quad (8)$$

其中 L 为半波偶极子的等效长度, $L = \lambda/\pi$, z_0 为偶极子的散射阻抗 $z_0 = 73.1$, 单位为欧姆 (Ω). $f(\theta)$ 为半波

偶极子散射电场的方向性函数, $f(\theta) = \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos\theta)}{\sin\theta}$. 文献[1]中感应电流的计算公式为

$$I_0 = \frac{L}{z_0} \sin\theta [\cos\psi \quad \sin\psi] \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (9)$$

本文与文献[1]的不同之处在于感应电流的入射

方向图, 本文中采用的方向图函数为 $\frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos\theta)}{\sin\theta}$, 文献[1]采用的方向图函数为 $\sin\theta$.

由式(7)和式(8), 可知半波偶极子的极化散射矩阵为^[5]

$$\mathbf{S}(\theta, \psi) = \begin{bmatrix} s_{xx} & s_{xy} \\ s_{yx} & s_{yy} \end{bmatrix} = 0.93\lambda \left[\frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos\theta)}{\sin\theta} \right]^2 \cdot \begin{bmatrix} \cos^2\psi & \cos\psi\sin\psi \\ \cos\psi\sin\psi & \sin^2\psi \end{bmatrix} \quad (10)$$

上式中的 $\left[\frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos\theta)}{\sin\theta} \right]^2$ 可以定义为半波偶极子的散

射方向图, $\begin{bmatrix} \cos^2\psi & \cos\psi\sin\psi \\ \cos\psi\sin\psi & \sin^2\psi \end{bmatrix}$ 可以定义为极化匹配系数矩阵. 由散射矩阵与目标 RCS 的关系, 可以得到单个半波偶极子的 RCS 矩阵, 记为 $\sigma(\theta, \psi)$

$$\sigma(\theta, \psi) = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} \end{bmatrix} = 0.86\lambda^2 \left[\frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos\theta)}{\sin\theta} \right]^4 \cdot \begin{bmatrix} \cos^4\psi & \cos^2\psi\sin^2\psi \\ \cos^2\psi\sin^2\psi & \sin^4\psi \end{bmatrix} \quad (11)$$

在绝大多数实际应用中, 偶极子的空间取向都可以认为是随机分布的, 关于偶极子的空间取向分布的假设有很多种形式, 其中最为常用的假设为偶极子的空间取向服从球面均匀分布, 此时偶极子空间取向 (θ , ψ) 的概率密度函数为

$$p(\theta, \psi) = \frac{1}{4\pi} \sin\theta, \quad \theta \in [0, \pi], \quad \psi \in [0, 2\pi] \quad (12)$$

偶极子的空间取向服从球面均匀分布, 可以得到单个偶极子极化散射的统计特征. 容易得到偶极子极化散射散射矩阵诸元素的一阶矩为

$$\langle s_{xx} \rangle = \langle s_{yy} \rangle = 0.282\lambda, \quad \langle s_{xy} \rangle = 0 \quad (13)$$

相应的二阶矩为

$$\begin{cases} \langle s_{xx}^2 \rangle = \langle |s_{xx}|^2 \rangle = 0.1516\lambda^2 \\ \langle s_{yy}^2 \rangle = \langle |s_{yy}|^2 \rangle = 0.1516\lambda^2 \\ \langle s_{xy}^2 \rangle = \langle |s_{xy}|^2 \rangle = 0.0505\lambda^2 \\ \langle s_{xx}s_{yy} \rangle = 0.0505\lambda^2 \\ \langle s_{xx}s_{xy} \rangle = \langle s_{xy}s_{yy} \rangle = 0 \end{cases} \quad (14)$$

显然, 其中包含了 RCS 的一阶矩. 进一步求得 RCS 的二阶矩

$$\begin{cases} \langle \sigma_{xx}^2 \rangle = \langle \sigma_{yy}^2 \rangle = 0.0702\lambda^4 \\ \langle \sigma_{xy}^2 \rangle = 0.006\lambda^4 \\ \langle \sigma_{xx}\sigma_{yy} \rangle = 0 \\ \langle \sigma_{xx}\sigma_{xy} \rangle = \langle \sigma_{xy}\sigma_{yy} \rangle = 0.010\lambda^4 \end{cases} \quad (15)$$

本文得到的计算结果为单根偶极子的同极化 RCS 为 $0.1516\lambda^2$, 交叉极化 RCS 为 $0.0505\lambda^2$, 全极化 RCS 为 $0.2021\lambda^2$. 而文献[1]中得到的结果为 $\langle \sigma_{xx} \rangle = \langle \sigma_{yy} \rangle = 0.16\lambda^2$, $\langle \sigma_{xy} \rangle = 0.053\lambda^2$, 很多经典文献中的计算结果为, 同极化通道 RCS 为 $0.153\lambda^2$ 或 $0.152\lambda^2$ ^[3]. 由此可见, 这些计算结果大体上是一致的, 之所以存在一些偏差, 主要在于在不同的计算模型中对偶极子上电流分布等的假设存在着些微小的差别, 反映到电磁计算中就是选取的 $f(\theta)$ 不同, 从而最终导致 RCS 的计算结果有一些偏差.

偶极子空间取向的随机分布, 会引起单个偶极子极化散射的振幅及 RCS 的随机起伏, 使其服从一定的概率分布. 下图为偶极子的空间取向服从球面均匀分布假设下, 通过 Matlab 仿真得到的单个偶极子极化散射的统计特性. 其中图 5(a) 为仿真得到的单个偶极子极化散射的同极化通道和交叉极化通道的振幅概率密度分布示意图, 图 5(b) 为同极化通道和交叉极化通道的

RCS 概率密度分布示意图.

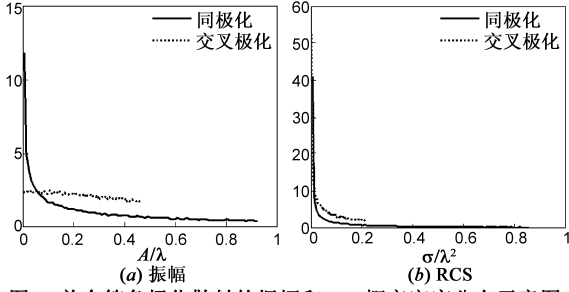


图5 单个箔条极化散射的振幅和RCS概率密度分布示意图

由图5可以看出,单个偶极子同极化通道所能达到的最大RCS为 $0.86\lambda^2$,这与以前的文献是一致的,并且单根箔条的同极化RCS以很大的概率分布在零值附近,交叉极化通道可以达到的最大RCS为 $0.215\lambda^2$,并且交叉极化通道在取值范围内的RCS分布也是主要集中在零值附近,但较同极化通道而言,分布更平均一些.由后面的推导可知,当满足大数定理时,整个箔条云回波振幅和RCS的概率分布只与单个偶极子RCS的均值有关,与单个偶极子RCS的概率分布形式无关.所以只给出偶极子极化散射矩阵和RCS的一阶矩和二阶矩,对单个偶极子的极化散射矩阵的概率密度函数本文不作更深入的研究.

3 箔条云电磁散射的统计特性

3.1 箔条云单个极化通道回波的统计特性

箔条取向的变化及箔条在空中的运动,使每根箔条散射信号的振幅和相位都是随机变量.假设箔条云中的箔条数目为 N ,每根箔条偶极子的极化散射矩阵为 $S_i(\theta_i, \phi_i)$,绝对相位为 φ_i ,单个箔条电磁散射的相位 φ_i 服从 $[-\pi \sim \pi]$ 范围内的均匀分布.在本中,假设箔条偶极子的取向彼此独立,即箔条散射信号的振幅 a_i 互相独立,并且回波的相位 φ_i 也相互独立,于是可得箔条云的极化散射矩阵为

$$\mathbf{S} = \sum_{i=1}^N \mathbf{S}_i(\theta_i, \phi_i) e^{j\varphi_i} = \begin{bmatrix} S_{xx} & S_{xy} \\ S_{yx} & S_{yy} \end{bmatrix} \quad (16)$$

不失一般性,对于极化通道 S_{xx} ,记 $S_{xx} = A e^{j\varphi} = x + jy = \sum_{i=1}^N a_i e^{j\varphi_i}$,由于 φ_i 服从 $[-\pi \sim \pi]$ 范围内的均匀分布,

$$\begin{cases} E[x_i] = E[a_i \cos \phi_i] = 0; \\ E[y_i] = E[a_i \sin \phi_i] = 0; \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} \text{var}[x_i] = E[x_i^2] - (E[x_i])^2 = \frac{1}{2} E[a_i^2] = \frac{1}{2} \bar{\sigma} \\ \text{var}[y_i] = E[y_i^2] - (E[y_i])^2 = \frac{1}{2} E[a_i^2] = \frac{1}{2} \bar{\sigma} \end{cases} \quad (18)$$

$$\begin{cases} E[x_i x_j] = 0, i \neq j \\ E[y_i y_j] = 0, i \neq j \\ E[x_i y_j] = 0 \end{cases} \quad (19)$$

式中, $E[\cdot]$ 表示求统计平均, $\text{var}[\cdot]$ 表示求方差.根据以上各式,可得

$$\begin{cases} E[x] = 0, \text{var}[x] = \frac{1}{2} N \bar{\sigma} \\ E[y] = 0, \text{var}[y] = \frac{1}{2} N \bar{\sigma} \end{cases} \quad (20)$$

因此,可得变量 x 和 y 的PDF为

$$p(x) = \frac{1}{\sqrt{\pi N \bar{\sigma}}} \exp\left(-\frac{x^2}{N \bar{\sigma}}\right) \quad (21)$$

$$p(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi N \bar{\sigma}}} \exp\left(-\frac{y^2}{N \bar{\sigma}}\right) \quad (22)$$

由于 x 和 y 是彼此独立的,因此二者的联合概率密度为

$$p(x, y) = p(x)p(y) = \frac{1}{\pi N \bar{\sigma}} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{N \bar{\sigma}}\right) \quad (23)$$

通过坐标系变换可得

$$p(A, \varphi) = \frac{A}{\pi N \bar{\sigma}} \exp\left(-\frac{A^2}{N \bar{\sigma}}\right) \quad (24)$$

进一步可得振幅和相位的边缘分布,即

$$p(A) = \frac{2A}{N \bar{\sigma}} \exp\left(-\frac{A^2}{N \bar{\sigma}}\right), 0 \leq A \leq \infty \quad (25)$$

$$p(\varphi) = \frac{1}{2\pi}, \varphi \in [0, 2\pi] \quad (26)$$

由式(25)~(26)可见,箔条云总散射场的振幅服从瑞利分布,相位服从均匀分布,并且整个箔条云团散射回波的幅度和相位是独立的.箔条云的雷达截面 $\sigma_T = A^2$,根据式(25)可得箔条云RCS的PDF为

$$p(\sigma_T) = \frac{1}{\bar{\sigma}_T} \exp\left(-\frac{\sigma_T}{\bar{\sigma}_T}\right) \quad (27)$$

其中, $\bar{\sigma}_T = N \bar{\sigma}$.箔条云的RCS服从指数分布.当单个偶极子的回波幅度的概率密度函数为 $p(a_i) = \delta(a_i - a_0)$,即每个偶极子回波的振幅都为定值 a_0 时,本文的结果与文献[4]中的结果一致,即文献[4]中的结果只是本文的一个特例.

通过本文的推导可知,当箔条云中的箔条数目满足大数定理时,无论单个偶极子的回波振幅是随机起伏还是为定值,最后箔条云回波的振幅和RCS所服从的概率形式都是一样的,即回波的振幅服从瑞利分布,而RCS服从指数分布,且RCS的均值为 $\bar{\sigma}_T = N \bar{\sigma}$,即影响其概率分布的只有箔条的数目 N 和单个箔条RCS的均值,箔条云的空间取向非均匀分布时,会对单根箔条的平均RCS产生影响,进而对箔条云RCS概率分布的均值产生一定的影响.对于不同的极化通道,不同之处在于:对于同极化通道, $\bar{\sigma} = 0.1516\lambda^2$,对于交叉极化通道, $\bar{\sigma} = 0.0505\lambda^2$.图6给出了箔条云散射的同极化通道

的振幅与 RCS 的理论概率分布曲线和利用 Matlab 仿真得到的同极化通道的振幅和 RCS 的概率密度曲线。

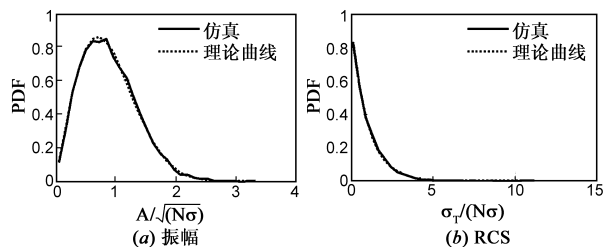


图6 箔条云极化散射同极化通道振幅和RCS的概率分布密度曲线

在仿真过程中,箔条云的数目为 1 万根,样本数为 10^4 。由图 6 可以看出,仿真得到的曲线形状与理论推导的结果非常一致,如果箔条的数目更多,则二者吻合的程度更好,同时仿真得到的概率分布的参数与理论结果也非常一致。

3.2 箔条云极化散射矩阵的统计特性

虽然箔条云每个极化通道的回波都有以上的统计特性,即振幅服从瑞利分布,RCS 服从指数分布.但要充分认识箔条云回波的统计特性,还要对箔条云不同极化的回波之间的相关性进行分析。

$$E[S_{xx}S_{yy}^*] = E\left[\sum_{m=1}^N s_{xx,m} e^{j\varphi_{x,m}} \sum_{n=1}^N s_{yy,n} e^{-j\varphi_{y,n}}\right] \quad (28)$$

由偶极子的极化散射矩阵可知,

$$\phi_{xx,m} = \phi_{yy,m} = \phi_{xy,m} = \phi_i \quad (29)$$

式(28)可以化简为

$$E[S_{xx}S_{yy}^*] = E\left[\sum_{i=1}^N s_{xx,i} s_{yy,i}\right] = N(s_{xx} s_{yy}) \quad (30)$$

$$E[S_{xx}S_{xy}^*] = E[S_{xy}S_{yy}^*] = 0 \quad (31)$$

因此可以看出对箔条云而言,两个同极化通道的散射回波之间具有相关性,而同极化通道与交叉极化通道的散射回波之间不相关.如果将箔条云极化散射矩阵重排为矢量形式 $\mathbf{k} = [S_{xx} \ S_{yy} \ S_{xy}]^T$,那么此矢量的均值为 $\mathbf{m}_k = [0 \ 0 \ 0]^T$,极化协方差矩阵为 $\mathbf{\Sigma}_k =$

$$\Lambda^2 \begin{bmatrix} 0.1516 & 0.0505 & 0 \\ 0.0505 & 0.1516 & 0 \\ 0 & 0 & 0.0505 \end{bmatrix}$$

从的概率密度分布为

$$p_K(\mathbf{k}) = \frac{1}{\pi^3 |\mathbf{\Sigma}_k|} \exp(-(\mathbf{k} - \mathbf{m}_k)^H \mathbf{\Sigma}_k^{-1} (\mathbf{k} - \mathbf{m}_k)) \quad (32)$$

当杂波中包含目标时,目标的极化散射矢量为 $\mathbf{t}$,设总的回波的极化散射矢量为 $\mathbf{x}$,则 $\mathbf{x} = \mathbf{t} + \mathbf{k}$, $\mathbf{x}$ 服从的概率密度表达式为:

$$p_X(\mathbf{x}) = \frac{1}{\pi^3 |\mathbf{\Sigma}_k|} \exp(-(\mathbf{x} - \mathbf{t} - \mathbf{m}_k)^H \mathbf{\Sigma}_k^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{t} - \mathbf{m}_k)) \quad (33)$$

在极化检测中,一般假设杂波的极化协方差矩阵为

$$\mathbf{\Sigma} = \sigma \begin{bmatrix} 1 & \rho\sqrt{\gamma} & 0 \\ \rho^*\sqrt{\gamma} & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon \end{bmatrix} \quad (34)$$

可以看出空间取向均匀分布的箔条云的极化散射矢量服从这一假设,并且各参数分别为: $\sigma = 0.1516\Lambda^2$,

$\gamma = 1, \rho = \epsilon = \frac{1}{3}$. 对于空间取向服从其它分布如水平分布、正态分布等的箔条云的极化协方差矩阵也满足式(34),不过各个参数随其空间取向分布的变化以及雷达视角的变化而不同,在此不一一给出。

4 结束语

本文通过电磁计算的方法,得到了偶极子上感应电流的入射方向图,纠正了以往计算中的不足,得到了更加准确的计算结果.在偶极子散射振幅随机起伏的前提下,推导得到了箔条云极化散射的各极化通道各自的统计特性,得到了更一般性的结论,并且还得到了箔条云极化散射各个极化通道之间的相关特性,得到了箔条云极化散射矢量的概率分布的表达式.本文的一些假设还比较简单,如偶极子的取向服从均匀分布,偶极子散射回波的相位服从均匀分布,在实际应用中,这些假设并不一定完全适用,箔条云极化散射的统计参数要根据实际情况作适当的变动。

参考文献:

- [1] 王雪松,周颖,张义荣,等.偶极子云团的非相干极化散射特性研究[J].电波科学学报,2000,15(3):289-293.
Wang Xuesong, Zhou Ying, Zhang Yi-rong, et al. Study on noncoherent polarization scattering characteristics of dipole clouds[J]. Chinese Journal of Radio Science, 2000, 15(3): 289-293. (in Chinese)
- [2] M T Tavis. Radar cross section of thin wires at all angles of incidence [J]. Journal of Applied Physics, 1974, 45(3): 1179-1182.
- [3] 陈静.雷达箔条干扰原理[M].北京:国防工业出版社,2007.
Cheng Jing. Principles of radar chaff jamming[M]. Beijing, National Defense Industry Press, 2007. (in Chinese)
- [4] 沈允春,谢俊好.箔条回波的统计特性[J].电波科学学报,1997,12(1):108-111&122.
Shen Yunchun, Xie Junhao. Statistical characteristics of chaff echos[J]. Chinese Journal of Radio Science, 1997, 12(1): 108-111&122. (in Chinese)
- [5] 庄钊文,肖顺平,王雪松.雷达极化信息处理及其应用[M].北京:国防工业出版社,1999.

- Zhuang Zhaowen, Xiao Shunping, Wang Xuesong. Radar polarization information processing and application[M]. Beijing, National Defense Industry Press, 1999. (in Chinese)
- [6] P Pouliguen, O Bechu, J L Pinchot. Simulation of chaff cloud radar cross section[A]. 2005, IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium[C]. Gaoxiong, China: IEEE, 2005. 80 – 83.
- [7] Sherman W Marcus. The RCS of large dense chaff clouds[A]. IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium[C]. Albuquerque, New Mexico: IEEE, 2006. 3251 – 3254.
- [8] Xianhe Shao, Hai Du, Jinghong Xue. Theoretical analysis of polarization recognition between chaff cloud and ship[A]. IEEE International Workshop on Anti-Counterfeiting, Security and Identification (ASID)[C]. Xiamen, China: IEEE, 2007. 125 – 129.
- [9] Xianhe Shao, Hai Du, Jinghong Xue. A new method of ship and chaff polarization recognition under rain and snow cluster[A]. IEEE International Workshop on Anti-Counterfeiting, Security and Identification (ASID)[C]. Xiamen, China: IEEE. 2007. 142 – 147.

作者简介:



李金梁 男, 1982 年出生于山东省济宁市, 现为国防科技大学博士生. 主要从事雷达极化信息处理, 电子对抗等方面的研究.
E-mail: ljl0901@163.com