

# 圆锥激光雷达散射截面相干分量的理论研究

戴黎红, 李 铁

(西安机电信息研究所, 陕西 西安 710065)

**摘 要:**根据物理光学方法研究了圆锥后向激光雷达散射截面(LRCS)的相干分量,提出了在具体计算过程中的一种高频近似方法;利用这种近似方法推导出了计算圆锥后向 LRCS 的解析式并给出了具体的计算结果;分析了这种近似方法对结果的影响,对相干分量的概念也进行了较为详细的阐述。

**关键词:**LRCS;相干 LRCS;物理光学方法;驻相法;高度起伏均方根

**中图分类号:**O 436.2 **文献标识码:**A **文章编号:**1008-1194(2002)01-0014-06

## 0 引言

自 1951 年 Kerr<sup>[1]</sup>提出雷达散射截面(RCS)的概念以来,雷达散射截面一直作为描述目标散射特性的主要参量,相干激光出现以后,采用激光雷达散射截面(LRCS)来描述目标在激光辐照下的散射特性,仍然沿用了 RCS 的概念,激光雷达具有良好的角度和距离分辨能力。通过研究目标的激光雷达散射截面,了解目标的空间散射特性,进行目标的特征识别与提取,这对于雷达的设计与隐身工作都是很重要的<sup>[2]</sup>。目标的 LRCS 由相干分量(可以理解为基准表面的镜向分量)和非相干分量(由于表面粗糙度引起的漫射分量)两部分组成,它们各自的贡献由表面粗糙度所决定,表面越粗糙,非相干分量越大,相干分量越小。

本文根据物理光学方法(Physics Optics Method,简称 PO 法)研究了圆锥后向激光雷达散射截面(LRCS)的相干分量,提出了在具体计算过程中的一种高频近似方法;利用这种近似方法推导出了计算圆锥后向 LRCS 的解析式并给出了具体的计算结果;分析了这种近似方法对结果的影响,对相干分量的概念也进行了较为详细的阐述,希望能对外场全尺寸目标测量及实验室缩比模型的 LRCS 测量研究,提供一定的参考依据。

## 1 激光雷达散射截面(LRCS)的定义

激光雷达散射截面(LRCS)是在给定频率和入射方向下目标的一种散射特性,与具体的测量体制无关。可以用入射电磁场和散射电磁场来定义<sup>[3]</sup>:

$$\sigma(\vartheta_i, \varphi_i, \vartheta_s, \varphi_s) = 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} R^2 \frac{|E_s(\vartheta_s, \varphi_s)|^2}{|E_i(\vartheta_i, \varphi_i)|^2} 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} R^2 \frac{|H_s(\vartheta_s, \varphi_s)|^2}{|H_i(\vartheta_i, \varphi_i)|^2} (M^2) \quad (1)$$

式中: $E_i$ —入射场在目标处的平均场;

下标  $i$ —入射方向;

$E_s$ —散射场在接收系统处的平均场;

下标  $s$ —散射方向;

$\vartheta$ —极角;  $\varphi$ —方位角;

$R$ —目标距离。

入射与散射的几何状态见图 1。

单站雷达意味着  $\vartheta_i = \vartheta_s, \varphi_i = \varphi_s$ ,即只考虑后向散射的情况。

激光雷达散射截面的测量与很多因素有关,为了准确反映目标本身特有的性质,在 LRCS 的定义中作如下假设<sup>[9]</sup>:

(1) 入射波以平面波照射目标,且这一平面波在目标被照射的平面上具有常数相位和幅度,即满足远场条件;

(2) 探测器位于目标的远场,即夫朗和费区, $R > 2L^2/\lambda$ ,其中  $L$  是目标的最大尺寸,由此得到的散射截面与探测距离无关;

(3) 探测器的接收孔径应足够大以提供合适的信噪比。但其面积  $A_d$  应满足  $R > 2A_d/\lambda$ ,这保证有效接收面积小于相关的目标爱里斑,在接收面积范围获得均匀的散射场,同时也意味着目标小于探测视场;

(4) 对于漫射目标,取散斑的统计平均值;

(5) 满足几何光学限制条件: $\lambda \ll L$ ;

(6) 激光为准连续波(长脉冲近似);

(7) 激光光斑在目标处大于  $L$ (全照明);

(8) 激光器发射平面偏振波。

以上这 8 个条件是进行目标 LRCS 测量时必须满足的。

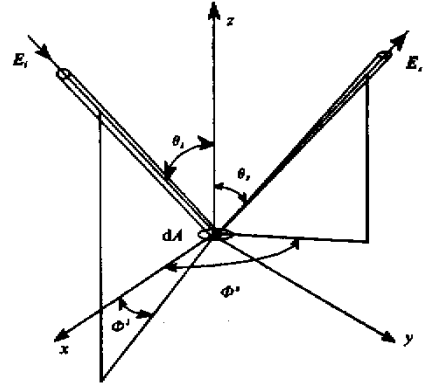


图 1 LRCS 入射与散射几何参数

## 2 粗糙表面后向相干 LRCS

在研究目标的 LRCS 时,通常将目标的 LRCS 分为相干分量和非相干分量,这样,目标的激光雷达散射截面  $\sigma$  可表示如下:

$$\sigma = \sigma_c + \sigma_i$$

式中: $\sigma_c$  为相干 LRCS, $\sigma_i$  为非相干 LRCS。

这一划分是由于目标表面通常都是非理想的光滑面,在激光波段尤其如此。一般认为,在物理光学近似下,目标基准面的镜向散射分量为相干分量,而由于表面粗糙度引起的漫射分量为非相干分量。这样,PO 法下的理想光滑面只有在法向入射时才有后向 LRCS,这时的 LRCS 为相干分量,而非相干分量  $\sigma_i = 0$ 。换言之,理想光滑面的后向 LRCS 只是法向入射时的  $\delta$  函数。可以预计, $\sigma_c$  随表面粗糙度的增加而减小。

可以这样来理解相干和非相干分量中的相干性:粗糙表面总可以看成是随机起伏高度叠加在光滑表面,这个光滑面是确定的,而表面上各点的高度是随机起伏的,对它们的整体需要做统计描述。这个表面镜向反射的相干分量的相干性是显而易见的。考虑入射光的一个等相面(波前),这个波前到达表面上各个漫射点的相位是随机的,这是因为各漫射点的高度起伏是随机起伏的,那么,由这些漫射点再辐射(散射)出去的光波之间的相位必然是随机的、互不相干的。

对于一个给定表面,对微波来讲可能很光滑,但对光波来讲却呈现出很粗糙,这是因为随机表面的粗糙度是以波长为度量单位的统计参数来表征的。

由于光波段的高频性,对目标 LRCS 的理论计算主要是采用物理光学方法。从 Maxwell 方程组得到自由空间的光滑表面目标散射电场和磁场强度的积分(Chu—Stratton 积分)表示式<sup>[5,6,7]</sup>:

$$E_s(r) = \frac{1}{4\pi} \int_S [(\hat{n} \times E_i) \times \nabla \Psi_0 + i\omega\mu(\hat{n} \times H_i)\Psi_0 + (\hat{n} \cdot E_i)\nabla \Psi_0] ds \quad (2)$$

$$H_s(r) = \frac{1}{4\pi} \int_S [(\hat{n} \times H_i) \times \nabla \Psi_0 + i\omega\varepsilon(\hat{n} \times E_i)\Psi_0 + (\hat{n} \cdot H_i)\nabla \Psi_0] ds \quad (3)$$

式中: $H_t = H_i + H_s$ ,  $E_t = E_i + E_s$ ,为散射体表面  $r'$  点的总场; $E_i, H_i$  为入射场; $E_s, H_s$  为散射场; $\hat{n}$  为目标表面  $r'$  点的单位矢量; $S$  为散射面; $\Psi_0 = \frac{e^{ik_0|r-r'|}}{|r-r'|}$  为自由空间 Green 函数; $r$  为原点到观察点的矢径, $r'$ :原点到面元的矢径。

基尔霍夫近似(Kirchhoff approximation)的三个基本假设如下<sup>[8]</sup>:

- (1) 目标的特征尺寸比波长大很多;
- (2) 观察(接收)点距目标的距离远远大于目标尺寸和入射波长;
- (3) 切平面近似,目标上每一点的场都可用该点的无穷大切平面的场来代替。

应用此假设以及理想导体的边界条件,式(2)、(3)变为:

$$E_s(P) = \frac{i\omega\mu_0\exp(ik_0R_0)}{2\pi R_0} \int_{S_1} [(\hat{n} \times H_i) - \hat{k}_s \cdot (\hat{n} \times H_i) \hat{k}_s] \exp(-ik_0\hat{k}_s \cdot \mathbf{r}') d\mathbf{s}$$

(4)

$$H_s(P) = \frac{-ik_0\exp(ik_0R_0)}{2\pi R_0} \int_{S_1} (\hat{n} \times H_i) \times \hat{k}_s \exp(-ik_0\hat{k}_s \cdot \mathbf{r}') d\mathbf{s}$$

(5)

以上二式都是远区散射场的有效方程。

令  $H_i = H_0 \exp(ik_i \cdot \mathbf{r}') = H_0 \hat{h} \exp(ik_i \cdot \mathbf{r}')$   
 $\hat{h}$  为入射磁场极化方向的单位矢量; $k_0 = 2\pi/\lambda$  为波数。

对式(5)应用矢量运算:

$$H_s(P) = \frac{-ik_0H_0\exp(ik_0R_0)}{2\pi R_0} [(\hat{k}_s \cdot F) \hat{h} - (\hat{k}_s \cdot \hat{h}) F]$$

(6)

式中:

$$F = \int_{S_1} \exp[-ikr' \cdot (\hat{k}_i - \hat{k}_s)] \hat{n} d\mathbf{s}$$

(7)

将式(6)代入式(1),得到双站 LRCS 的表达式:

$$\sigma(\vartheta_i, \varphi_i, \vartheta_s, \varphi_s) = \frac{4\pi}{\lambda^2} |(\hat{k}_s \cdot F) \hat{h} - (\hat{k}_s \cdot \hat{h}) F|^2$$

(8)

单站情况意味着  $\hat{k}_s \cdot \hat{h} = 0, \vartheta_s = \vartheta_i, \varphi_s = \varphi_i$ 。可得单站 LRCS 为:

$$\text{LRCS} = \sigma(\vartheta, \varphi) = \frac{4\pi}{\lambda^2} |(\hat{k}_s \cdot F) \hat{h}|^2$$

(9)

式中:

$$F = \int_{S_1} \exp(-2ikr' \cdot \hat{k}_i) \hat{n} d\mathbf{s}$$

(10)

进一步,如果实际考虑目标是具有粗糙表面的均匀介质,那么它的 Fresnel 系数可修正如下<sup>[9,10]</sup>

$$\begin{aligned} \overline{R}_{//} &= R_{//}(0) \exp[-2(k_0\delta \cos \vartheta)^2] \\ \overline{R}_{\perp} &= R_{\perp}(0) \exp[-2(k_0\delta \cos \vartheta)^2] \end{aligned}$$

(11)

事实上,在切平面近似下,因为只有在法向入射时目标才有后向 LRCS,故  $\cos \vartheta = 1$ , (9)式可修正如下:

$$\sigma_c = \sigma |R(0)|^2 \exp(-4k_0^2\delta^2)$$

(12)

式(12)成立的条件是:(a)表面高度起伏斜率要小;(b)目标上每一点的曲率半径都要远远大于波长。

### 3 圆锥的后向相干 LRCS

应用(12)式计算圆锥的后向激光雷达散射截面,如图 2,设圆锥底面半径为  $a$ ,高为  $h$ ,半锥角为  $\alpha$ ,令  $G = k_i \cdot F$ ,圆锥方程为:

万方数据  
锥面的矢量面元为:

$$x = z \tan \alpha \cos \varphi_1 \quad y = z \tan \alpha \sin \varphi_1 \quad z = z$$

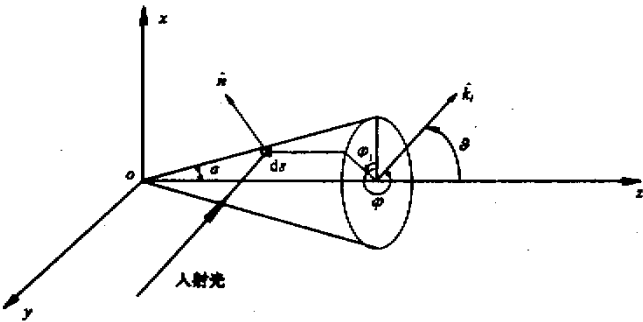


图 2 圆锥激光散射示意图

$$\begin{aligned} ds &= (-\hat{x}\sin\varphi_1 + \hat{y}\cos\varphi_1)z\tan\alpha d\varphi_1 \times (\tan\alpha\cos\varphi_1\hat{x} + \tan\alpha\sin\varphi_1\hat{y} + \hat{z})dz \\ &= z\tan\alpha(\hat{x}\cos\varphi_1 + \hat{y}\sin\varphi_1 - \hat{z}\tan\alpha)d\varphi_1 dz \end{aligned}$$

$ds$  沿入射方向上的投影  $dA$  为

$$\begin{aligned} dA &= z\tan\alpha d\varphi_1 dz(\hat{x}\cos\varphi_1 + \hat{y}\sin\varphi_1 - \hat{z}\tan\alpha) \cdot (\hat{x}\sin\vartheta\cos\varphi + \hat{y}\sin\vartheta\sin\varphi + \hat{z}\cos\vartheta) \\ &= z\tan\alpha(\sin\vartheta\cos\varphi\cos\varphi_1 + \sin\vartheta\sin\varphi\sin\varphi_1 - \cos\vartheta\tan\alpha)d\varphi_1 dz \end{aligned}$$

因为锥的对称性,不失普遍性地令  $\varphi=0$ ,

$$dA = z\tan\alpha(\sin\vartheta\cos\varphi_1 - \cos\vartheta\tan\alpha)d\varphi_1 dz$$

锥表面上的相位因子

$$\begin{aligned} \exp(-2ik\mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{k}}_i) &= \exp[-2ik(\hat{x}z\tan\alpha\cos\varphi_1 + \hat{y}z\tan\alpha\sin\varphi_1 + \hat{z}z) \cdot (\hat{x}\sin\vartheta + \hat{z}\cos\vartheta)] \\ &= e^{-2ikz(\tan\alpha\sin\vartheta\cos\varphi_1 + \cos\vartheta)} \end{aligned}$$

对  $\varphi_1$  的积分采用驻相法,在驻相点

$$\frac{\partial(\tan\alpha\sin\vartheta\cos\varphi_1 + \cos\vartheta)}{\partial\varphi_1} = 0 \Rightarrow \varphi_1 = \pi$$

$$G = \sqrt{\frac{\pi\tan\alpha}{k\sin\vartheta}}(-\sin\vartheta - \cos\vartheta\tan\alpha)e^{\frac{\pi i}{4}} \int_0^h \sqrt{z} \exp[2ik(\tan\alpha\sin\vartheta - \cos\vartheta)z] dz \quad (13)$$

下面我们解决对  $Z$  的积分,令  $z=x^2$

$$\begin{aligned} \int_0^h \sqrt{z} \exp[2ik(\tan\alpha\sin\vartheta - \cos\vartheta)z] dz &= \int_0^{h^2} x \exp[2ik(\tan\alpha\sin\vartheta - \cos\vartheta)x^2] dx \\ &= \frac{1}{2ik(\tan\alpha\sin\vartheta - \cos\vartheta)} [x \exp[2ik(\tan\alpha\sin\vartheta - \cos\vartheta)x^2] \\ &\quad - \int_0^{h^2} \exp[2ik(\tan\alpha\sin\vartheta - \cos\vartheta)x^2] dx] \end{aligned}$$

在高频近似下,  $k \rightarrow \infty$  所以上式右边第二项积分函数快速振荡,忽略它,则:

$$G = \sqrt{\frac{\pi h \tan\alpha}{k \sin\vartheta}} \frac{-\sin\vartheta - \cos\vartheta\tan\alpha}{2ik(\tan\alpha\sin\vartheta - \cos\vartheta)} e^{\frac{\pi i}{4} + 2ikh(\tan\alpha\sin\vartheta - \cos\vartheta)}$$

在做了以上的高频近似后,我们获得了锥面后向激光雷达散射截面的解析式:

$$\sigma_{1c} = \frac{4\pi}{\lambda^2} |G|^2 \quad (14)$$

在  $\vartheta > 90^\circ$  时,后向散射中将有底面的贡献,其为:

$$\begin{aligned} \sigma_{2c} &= \frac{4\pi(\pi a^2)^2}{\lambda^2} \cos^2(180^\circ - \vartheta) \left[ \frac{J_1(2kasin(180^\circ - \vartheta))}{kasin(180^\circ - \vartheta)} \right]^2 \\ &= \frac{4\pi(\pi a^2)^2}{\lambda^2} \cos^2\vartheta \left[ \frac{J_1(2kasin\vartheta)}{kasin\vartheta} \right]^2 \end{aligned} \quad (15)$$

如果实际圆锥为具有微粗糙度的复介质锥,由(12)式,(14)式和(15)式变为:

$$\sigma_{1c} = \frac{4\pi}{\lambda^2} |G|^2 |R(0)|^2 \exp(-4k^2\delta^2) \quad (16)$$

$$\sigma_{2c} = \frac{4\pi(\pi a^2)^2}{\lambda^2} \cos^2\vartheta \left[ \frac{J_1(2kasin\vartheta)}{kasin\vartheta} \right]^2 |R(0)|^2 \exp(-4k^2\delta^2) \quad (17)$$

最后,我们可以获得具有微粗糙度的复介质锥的后向相干 LRCS

$$\sigma_c = \begin{cases} \sigma_{1c} & (0^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ) \\ \sigma_{1c} + \sigma_{2c} & (90^\circ < \vartheta < 180^\circ - \alpha) \\ \sigma_{2c} & (180^\circ - \alpha \leq \vartheta \leq 180^\circ) \end{cases} \quad (18)$$

图 3 是我们计算的不同粗糙度圆锥后向相干 LRCS 的角分布。入射光:  $\lambda=1.06 \mu$ ; 偏振态: 垂直; 材料: 铝合金, 尺寸:  $L=1330 \text{ mm}$   $L=1330 \text{ mm}$ 。图 4、图 5 是圆锥的理论结果和外场测量结果。圆锥的复折射率为  $n=2.43+10.7i$ 。结果中的 LRCS

值的单位均已取分贝。

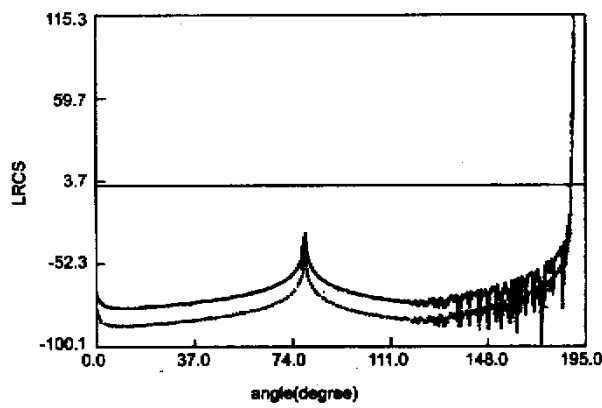


图 3 不同粗糙度圆锥 LRCS 相干分量的角分布

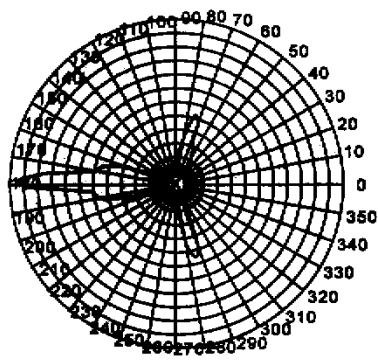


图 4 圆锥 LRCS 理论计算方向图

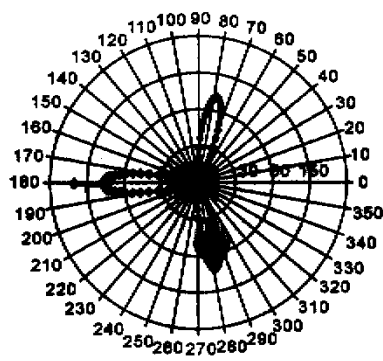


图 5 圆锥 LRCS 外场测量方向图

4 分析和结论

对圆锥的 LRCS 的计算可以发现,其相干分量有两个明显的峰值点在  $90^\circ-\alpha$  和  $180^\circ$ 附近,这和理论分析并已被实验验证的当入射光垂直于圆锥的一条母线和对底面正入射时其 LRCS 出现极大值相符合。出人意料的是理论计算锥面相干 LRCS 的角分布曲线是光滑的,这可以由我们的计算方法上解释:在推导圆锥 LRCS 计算公式时,曾做了一个高频近似,即在对  $z$  的积分中忽略了一个快速振荡函数的积分项,正是这个高频近似起到了平滑计算结果的作用,当圆锥的后向散射有底面的贡献时,振荡特性就开始出现了。由于实际测量中接收孔径可以起到平滑效应,因此,这种高频近似结果是有意义的。对表面为微粗糙的圆锥而言,在峰值点  $180^\circ$ 附近的总 LRCS 主要是相干分量的贡献,而在另一峰值点  $90^\circ-\alpha$ 附近则主要由非相干分量决定,在其余大部分的方向上,总 LRCS 几乎都是纯的相干分量。

通过对理论计算和实际测量的比较可知,这两种结果从趋势上是一致的。误差主要来源于:(1) 我们计算时,假设圆锥表面是二维各向同性的,其表面相关系数满足 Gaussian 分布,但实际上,机械加工的金属圆锥表面呈沟槽状,它的不同取向,对激光散射有明显地影响。在与沟槽走向一致方向上的粗糙度要小得多,而在与沟槽走向垂直的方向上,粗糙度则比较大。另外,对目标表面粗糙度的选取只是一种近似估计。但结果表明,不管表面粗糙度多大(满足基尔霍夫近似条件),计算结果和实际测量的结果都

是一致的,即理论预估是能够反映目标的空间激光散射特性。(2)外场和实验室测量时,由于探测器与目标间的距离很大,因此角分辨率很小。由图 3 可知,镜向点 LRCS 的脉冲宽度很小,在实际测量中,角度稍有偏差,目标架设位置不准确,就可能漏掉这些点,这些点的测量对实验的要求非常苛刻,外场和实验室均难于准确地测量这些点。

以上的分析表明,我们所计算的粗糙锥的后向相干 LRCS 曲线图能够正确地反映出锥的空间激光散射特性。

## 参 考 文 献:

- [1] Kerr D E. Propagation of Short Waves[M]. New York: McGraw Hill, 1951.
- [2] 黄培康. 雷达目标信号特性的研究目标与环境特性(上册)[Z]. 北京: 航空航天部科学技术司, 1990.
- [3] Caspers J W. Bistatic and Multistatic Radar[M]. Radar Handbook, New York: McGraw Hill, ch36, 1970.
- [4] Leader J Car. Analysis and Prediction of Laser Scattering from rough surface materials[J]. JOSA, 1979, 69, (4): 610.
- [5] Stratton J A(美). 电磁理论(方能航译)[M]. 北京: 科学出版社, 1992.
- [6] 乌拉比 F T, 穆尔 R K, 冯健超. 微波遥感(第二卷 黄培康, 汪一飞译)[M]. 北京: 科学出版社, 1987.
- [7] 龚中麟, 徐承和. 近代电磁理论[M]. 北京: 北京大学出版社, 1990.
- [8] Ruck T G. Radar Cross Section Handbook[M]. New York London: Plenum Press, 1970.
- [9] Ament W S. Toward a Theory of Reflection by a Rough Surface[J]. Proc IRE, 41: 142.
- [10] Davies H. The Reflection of Electromagnetic Waves from a Rough Surfaces[J]. Proc. IEE (GB), 101 (Part IV): 209.

## Theoretical Study on Coherent Laser Radar Cross—Section of Cone

DAI Li-hong, LI Tie

(Xi'an Institute of Electromechanical Information Technology, Xi'an 710065, China)

**Abstract:** Based on the physical optics method the study of the coherent backscattering LRCS (laser radar cross—section) of cones is presented. A high frequency method is put forward. By this method, the formula for the coherent backscattering LRCS of cones is developed, and the calculation results are given. The effect of the approximate method on the results is analyzed. The concept of the coherent LRCS is discussed.

**Key words:** LRCS; coherent LRCS; physical optics method; stationary phase; surface height variance

## 雷达散射截面 ( RCS ) 分析培训课程

易迪拓培训([www.edatop.com](http://www.edatop.com))由数名来自于研发第一线的资深工程师发起成立, 致力和专注于微波、射频、天线设计研发人才的培养, 是国内最大的微波射频和天线设计人才培养基地。客户遍布中兴通讯、研通高频、国人通信等多家国内知名公司, 以及台湾工业技术研究院、永业科技、全一电子等多家台湾地区企业。

雷达散射截面 (Radar Cross Section, 简称 RCS) 是雷达隐身技术中最关键的概念, 也是电磁理论研究的重要课题, 使用 HFSS 软件可以很方便的分析计算各种目标物体的 RCS。

由易迪拓培训推出的《HFSS 雷达散射截面分析培训课程套装》是从零讲起, 系统地向您讲授如何使用 HFSS 软件进行雷达散射截面分析的全过程。该套视频课程由专家讲授, 边操作边讲解, 直观易学。

### HFSS 雷达散射截面分析培训课程套装



套装包含两门视频培训课程, 其中: 《两周学会 HFSS》培训课程是作为 HFSS 的入门培训课程, 帮助您在最短的时间内迅速熟悉、掌握 HFSS 的实际操作和工程应用; 《HFSS 雷达散射截面(RCS)分析》培训课程是专门讲授如何使用 HFSS 来分析计算雷达散射截面, 包括雷达散射截面、单站 RCS、双站 RCS 等的定义, 实例讲解使用 HFSS 分析单站 RCS、双站 RCS 和宽频 RCS 的相关设置和实际操作等。视频课程, 专家讲授, 从零讲起, 直观易学...

课程网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/130.html>

### 更多培训课程:

- HFSS 培训课程

网址: <http://www.edatop.com/peixun/hfss/>

- CST 培训课程

网址: <http://www.edatop.com/peixun/cst/>

- 天线设计培训课程

网址: <http://www.edatop.com/peixun/antenna/>