



Y156919

摘 要

本文从理论上对目标的激光散射特性进行了初步的探讨,从 Kirchhoff 方法和粗糙面散射理论出发,将目标的激光散射分为相干和非相干两部分单独考虑,提出了较为合适的计标激光散射截面的数学模型,具体地计标正方形平板和球的激光后向散射截面,并与用平面波入射情况处理进行了比较,表明激光散射截面主要取决于目标的几何外形、尺寸、表面粗糙度以及介电常数。激光的发射角和发射机与目标间的距离也是重要因素。

关键词: 激光, 散射截面, 粗糙度

Abstract

In this paper, the laser scattering properties of objects have been studied theoretically. According to Kirchhoff approximations and the scattering theory of rough surface, the laser scattering of objects has been separated into coherent and incoherent parts to be discussed. A proper method has been applied to rectangle planar and sphere. By compare with those of the case of incidence of plane wave, it shows that the LRCS of objects are mainly determined by the shape, size, roughness parameters and permittivity of the objects, the diverging angle and the distance from laser transmitter to the objects are the important factors also.

Keywords: Laser, Rador Cross Section (RCS), Roughness.

目 录

第一章 绪论	(1)
§1.1 隐身技术的发展概况	(2)
§1.2 激光雷达的基本工作原理与特性	(2)
§1.3 国内外研究状况	(4)
§1.4 本文所做工作	(5)
第二章 粗糙面的散射特性及激光散射的研究方法	(8)
§2.1 粗糙面的统计描述	(8)
§2.2 粗糙面的散射特性	(12)
§2.3 粗糙面激光散射的处理方法	(15)
第三章 粗糙面的激光散射截面	(18)
§3.1 雷达散射截面	(18)
§3.2 球面波在粗糙面上的散射场	(20)
§3.3 球面波在矩形平板上的后向散射截面	(26)
§3.4 文斯光束的传播特性	(31)
§3.5 文斯光束在粗糙面上的后向散射截面	(33)
第四章 计算结果与分析	(37)

§4.1	正方形平板的球面波散射截面	(37)
§4.2	正方形平板的艾斯亮系散射截面	(41)
§4.3	粗糙球的散射截面	(49)
§4.4	小结	(51)

结束语	(53)
-----	------

参考文献	(54)
------	------

致谢

第一章 绪 论

§1.1 隐身技术的发展概况

为了在目标探测、跟踪、截击技术的不断发展中，提高飞机、导弹、舰艇和军用车辆等兵器的生存力，形成了一门新兴的综合技术——隐身技术。所谓“隐身”，就是尽量减小敌方探测和能探测到的来自目标的电磁、红外、光、声等的信号强度，以降低目标被发现的概率。

在现代战争环境条件下，随着航空电子技术飞速发展，各种先进的雷达、红外和激光探测装置的性能不断提高，防空体系日益强大和完善，对空中目标已能实施全天候、全方位实时的探测、跟踪和攻击，使普通飞机的生存力面临严重威胁。因此隐身技术和隐身飞机的研究受到各国的重视，一些国家把隐身技术列为最重大的军事技术项目之一，投入大量的人力和资金进行探索和研究。从六十年代开始，西方国家在隐身技术方面做了大量的基础研究工作，并局部用于某些飞机，美国研制了进行战略侦察的U-2间谍飞机，采用了能吸收电磁波的吸收材料，并且为了不被红外导的导弹所击落，还采用了能减弱红外的挡板等隐身技术。进入七十年代后，美国开始从隐身的角度设计综合战

术要求的飞机和导弹，隐身技术在隐身外形结构和材料技术方面取得了重大突破，八十年代，一些新的，性能先进的隐身飞机开始出现，以后，美国研制成功的F-117隐身战斗轰炸机在海湾战争中发挥了巨大的作用。

早期，人们的研究工作主要是微波雷达隐身。自从激光问世以来，伴随着新型光源和激光探测系统的不断出现，激光雷达和由激光制导的武器得到了广泛的应用，许多国家已提出对激光探测的隐身进行研究，并取得较大进展，但其资料和数据都属保密范围。我国这方面的研究处于非常初级阶段，只有少数单位进行了初步的探讨。

§1.2 激光雷达的基本工作原理及特性

激光雷达是激光技术和雷达技术相结合的事物，也是激光技术应用中最活跃、成就最为突出的一门分支。目前激光雷达已经涉及探测、跟踪、制导、引信、气象、警戒侦察、导航、通信等多种技术领域。

一般所说的雷达是指微波雷达，工作在电频谱的无线电波段，而激光雷达是工作在光波段的雷达。它们在原理、结构和功能上都有很多相似之处，都是利用电频谱光向目标发射-探测信号，然后接收信号和发射信号进行比较，获得目标的有关信息诸如目标位置（距离、方位、高度）、运动状态（速度、姿态）和利

状态, 以对飞机、导弹及目标进行探测、跟踪和识别。

激光雷达是在激光测距机的基础上, 配置激光方位和俯仰测量装置、激光目标自动跟踪装置构成的。图 1.1 示出了简化的激光雷达方框图, 图 1.2 为一简化的微波雷达方框图。

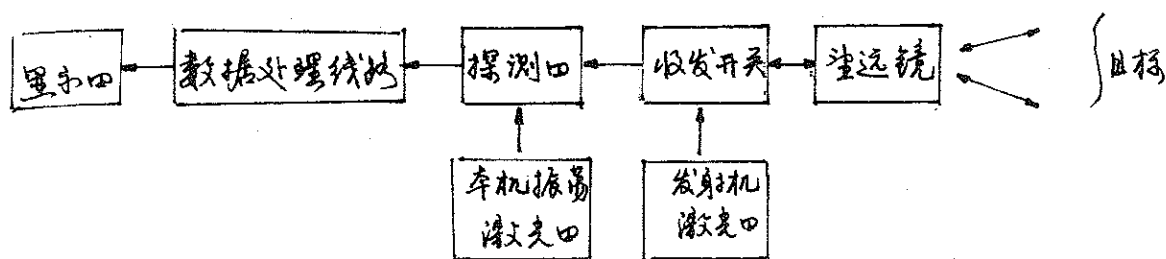


图 1.1 激光雷达工作原理方框图

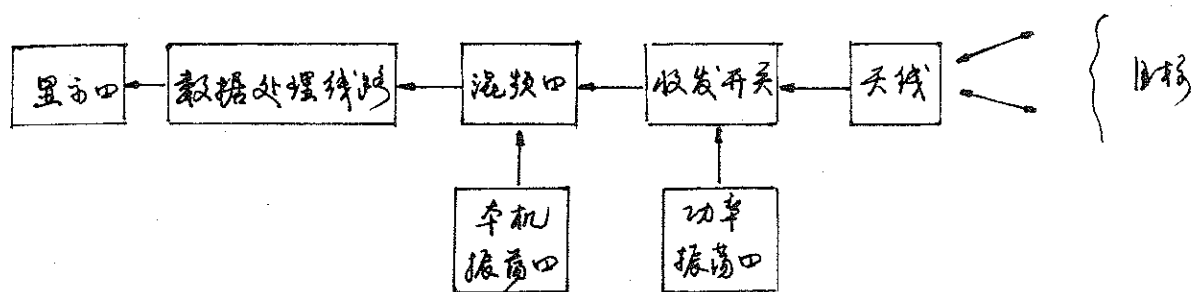


图 1.2 微波雷达工作原理方框图

从内图比较可以看出激光雷达和微波雷达结构相似, 光电探测单元将光信号转换成电信号, 以后的一整套数据处理线路基本上与微波雷达相同。总之, 由于这种相似性, 激光雷达可以沿用微波雷达的许多成熟技术。

由于激光的波长比微波短得多, 因此激光雷达比微波雷达具有更高的角分辨率和更高的测距精度, 且不需要大面积的雷达天线, 不怕电子干扰等优点。

§1.3 国内外研究状况

减小飞机、导弹及飞行器的雷达散射截面(RCS)是隐身技术的核心,对雷达散射截面的研究工作可分为四个方面:

- (1) 理论工作;
- (2) 缩比模型;
- (3) 全尺寸静态测量;
- (4) 全尺寸动态测量;

理论分析主要是通过数学和物理分析,研究目标雷达散射截面与其有关的物理量之间的函数关系,进而估算雷达散射截面的数学模型,为目标探测提供物理和数学依据,为各项实验工作提供指导。

微扰雷达散射截面的研究已有较长的研究历史,获得了许多重要结果,出现了较成熟的研究方法,如微扰法[10][11][12], Kirchhoff方法[14],全波法、数值法、作图法等。但由于 Kirchhoff方法和微扰法的简单性,它们在讨论粗糙面的散射应用中最为广泛。F. T. Ulaby, P. K. Moore, A. K. Fung [2]和 F. G. Bass, I. M. Fuks [7]对这两种方法进行了详细的讨论,论述了它们的适用范围,由于数值计算的困难性,很少人对高阶微扰法进行深入研究,Shen 和 Maradudin, Winebreuner 和 Ishimaru [8][9]利用 $\exp[-(x+x^2/2+\dots)]$ 代替简单的几何级数 $1+x+x^2+\dots$ 的扰动项,使收敛加快,并讨论了多重散射问题, Cornel Eftimiu 和 G. V. Well-

and [13][15]用 $pad\acute{e}$ 近似的微扰理论对表面波场的场有根较大的且相关长度较小的粗糙面散射特性进行了研究, 比以前的微扰理论得到更好的结果。M. F. Chen 和 A. K. Fung [16], Brown 等 [17] 进一步讨论了 Kirchhoff 方法和微扰法, 计算出新斯正态分布的粗糙面的平均散射能量和自散射系数。D. R. Melton, C. W. Horton 等对 Fresnel 反射系数进行修正 [18][19][20], 使理论计算更完善。

激光雷达散射截面的研究还处于初级阶段, 激光雷达的工作原理与微波雷达相似, 因此许多研究工作沿用微波雷达的散射截面的研究方法, Kojima, T 用赫米特-高斯光束讨论了粗糙面的散射 [21], A. A. Maradudin, T. Michel 研究了粗糙面上光散射的表面波相关函数 [22], 国外的资料和数据层保密度范围, 我们只能从一些不涉及机密的文献得到些启发。我国对激光雷达散射截面的研究刚刚起步, 这方面的文献很少。部分院校、研究所对此进行了研究, 文献 [4], [5] 采用实验研究了激光的散射, 具体研究了铝薄膜层的光散射特性, 文献 [6] 从理论上计算了导弹模型的激光雷达散射截面。

§1.4 本文所做工作

众多的激光雷达散射截面的研究工作都是用平面波入射时 LRCs 进行研究, 这有很大的局限性, 必须有以下假设作

为发射条件:

(1) 目标处于发射机的远场, 即 $R > 2L^2/\lambda$ (L 为目标的最大尺寸, λ 为入射波长), 探测机也处于目标的远场, 这我们近似探测机有效面积小于目标的雷里面积, 也就是说目标小于探测机的视场。

(2) 激光束在目标处光斑尺寸比 L 大得多。

(3) 激光是准连续波

(4) 发射的激光是平面偏振光

当激光束在目标处光斑尺寸与 L 相近, 甚至比 L 小时, 显然, 目标上各点波的振幅和相位差别较大, 用平面波入射来处理, 势必造成很大误差。本文以平面波入射对雷达散射截面进行探讨。假设激光束是单模的准连续波。

1. 经过大量的深入调查研究, 找到较合适的研究粗糙面的激光散射的方法。

2. 以 Kirchhoff 方法出发, 根据激光的统计特性, 建立了粗糙面激光散射截面计算的数学模型。

3. 用 C 语言编制了计算矩形平板和球的后向相干激光散射截面和后向非相干散射截面的程序, 与平面波、球面波处理情况进行比较, 结果表明当激光束在目标处的尺寸与目标的尺寸相差不大, 或小于目标尺寸时, 用平面波和球面波处理产生较大的误差。

4. 详细地讨论了激光散射截面受目标的形状、尺寸、粗糙度

段, 自电常数的影响情况, 激光的发散角和发射机到目标的距离也是重要因素。

第二章 粗糙面的散射特性 及激光散射的研究方法

§2.1 粗糙面的统计描述 [3].

假定粗糙面为边长为 L 的正方形区. 表面高度由 $\xi(x, y)$ 给定.

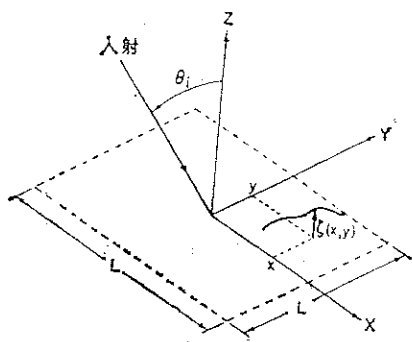


图2-1 具有边长为 L 的粗糙面 OS . 表面高度由 $\xi(x, y)$ 给定

我们将表面高度 $\xi = \xi(x, y)$ 表达为二维 Fourier 级数:

$$\xi(x, y) = \sum_m \sum_n P(m, n) \exp\left(i \frac{2\pi m}{L} x + i \frac{2\pi n}{L} y\right) \quad (2-1)$$

由于 $\varepsilon(x, y)$ 是随机函数, $p(m, n)$ 就是随机变量。我们假定函数 $p(m, n)$ 满足如下条件:

(1) $p(m, n)$ 是具有 0 均值的随机变量。

(2) $p(m, n)$ 对不同空间频率之间是互不相关的。其数学表达式为:

$$\langle p(m, n) \rangle = 0 \quad (2-2)$$

$$\langle p(m, n) p^*(m', n') \rangle = \begin{cases} 0, & \text{若 } m \neq m', n \neq n', \\ \left(\frac{2\pi}{L}\right)^2 \frac{1}{4} W\left(\frac{2\pi m}{L}, \frac{2\pi n}{L}\right), & \\ \text{若 } m = m', n = n'. \end{cases} \quad (2-3)$$

此外, 由于 $\varepsilon(x, y)$ 是实函数, $p(m, n)$ 满足:

$$p(m, n) = p^*(-m, -n) \quad (2-4)$$

函数 $W(p, q)$, 其中 $p = 2\pi m/L$ 及 $q = 2\pi n/L$, 称为粗糙面起伏函数的谱密度, 它是表面起伏相关函数的 Fourier 变换。根据相关函数

$$\langle \varepsilon(x_1, y_1) \varepsilon(x_2, y_2) \rangle = \sum_m \sum_n \sum_{m'} \sum_{n'} \langle p(m, n) p^*(m', n') \rangle$$

$$\begin{aligned}
 & \lambda \exp \left[i \frac{2\pi}{L} (m x_1 - m' x_2) \right. \\
 & \quad \left. + i \frac{2\pi}{L} (n y_1 - n' y_2) \right] \\
 & = \sum_m \sum_n \left(\frac{2\pi}{L} \right)^2 \frac{1}{4} W(p, q) \\
 & \quad \lambda \exp [i p (x_1 - x_2) + i q (y_1 - y_2)]
 \end{aligned}$$

(2-5)

式中 $p = 2\pi m/L$, $q = 2\pi n/L$. 现在若令 $L \rightarrow \infty$, 将级数化为积分:

$$\begin{aligned}
 \langle \xi(x_1, y_1) \xi(x_2, y_2) \rangle &= \frac{1}{4} \int_{-\infty}^{\infty} dp \int_{-\infty}^{\infty} dq W(p, q) \\
 & \quad \lambda \exp [i p (x_1 - x_2) + i q (y_1 - y_2)]
 \end{aligned}$$

(2-6)

这一变换可以成立是因为 L 比相关距离大得多. 请注意 $W(p, q)$ 是 p 和 q 的实函数, 而且因为 ξ 是实函数, $W(p, q)$ 是 p 和 q 的偶函数. (2-6) 的逆变换就成为:

$$\begin{aligned}
 W(p, q) &= \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx_d \int_{-\infty}^{\infty} dy_d \langle \xi(x_1, y_1) \xi(x_2, y_2) \rangle \\
 & \quad \lambda \exp (-i p x_d - i q y_d)
 \end{aligned}$$

(2-7)

式中 $x_d = x_1 - x_2$, $y_d = y_1 - y_2$.

由(2-6)式可知表面相关函数仅是差值 x_d 和 y_d 的函数, 因此在(2-2)式假定下的粗糙面是统计均匀的. 谱密度 $W(p, q)$ 的物理意义是, $W(p, q) dp dq$ 表示粗糙面上 x 方向上空间波数在 p 和 $p+dp$ 之间, y 方向上空间波数在 q 和 $q+dq$ 之间的谱功率.

如果表面是高斯分布的(高斯分布), 联合概率密度函数

$$W_0(\xi_1, \xi_2) = \frac{1}{2\pi\sigma^2(1-c^2)^{1/2}} \exp\left[-\frac{\xi_1^2 - 2c\xi_1\xi_2 + \xi_2^2}{2\sigma^2(1-c^2)}\right] \quad (2-8)$$

式中 σ^2 是方差, $c = c(p)$ 是相关函数, $p = (x_d^2 + y_d^2)^{1/2}$,

$$\langle \xi(x_1, y_1) \xi(x_2, y_2) \rangle = \sigma^2 c(p) \quad (2-9)$$

设 $\chi(v_1, v_2)$ 是表面高度函数的联合特征函数

$$\begin{aligned} \chi(v_1, v_2) &= \langle \exp(i v_1 \xi_1 + i v_2 \xi_2) \rangle \\ &= \int d\xi_1 \int d\xi_2 W_0(\xi_1, \xi_2) \exp(i v_1 \xi_1 + i v_2 \xi_2), \end{aligned} \quad (2-10)$$

在表面是统计均匀各向同性假定下, $\chi(v_1, v_2)$ 只是 $(x_d^2 + y_d^2)^{1/2}$ 的函数.

由式(2-10)可知:

$$\chi(0, -p) = \exp\{-p^2 \sigma^2 [1 - c(p)]\} \quad (2-11)$$

$$\chi(\delta_z, -\delta_z) - |\chi(\delta_z)|^2 = \exp\{-\delta_z^2 \delta^2 [1 - C(\rho)]\} \\ - \exp\{-\delta_z^2 \delta^2\}$$

(2-12)

§2.2 粗糙面的散射特性[2]

当电磁波由上向下照射到两种半无限介质的分界面上时, 入射能量的一部分散射回来, 剩下的一部分透射到下层介质中, 特殊情况下, 即当下层介质是均匀的或近似认为均匀的, 这时仅仅在分界面上发生散射现象, 因此所讨论的问题就变为表面散射问题。粗糙面散射的特性解释如图2-2, 如果表面是光滑的, 则散射波全同于来自观察点的发射波, 只是反射系数加以修改, 如果表面是轻微粗糙的, 则反射波稍衰减, 被吸收的那部分功率向各个方向散射出去了, 当表面愈来愈粗糙时, 后向散射中的波增大, 前向散射分量变小。

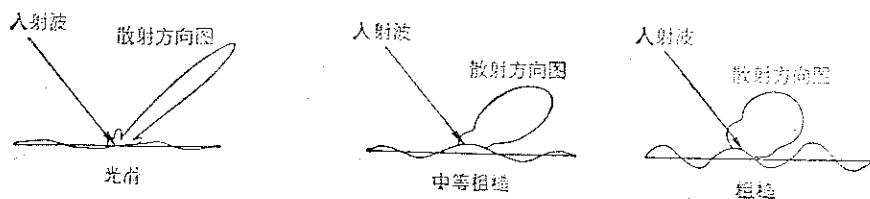


图2-2; 面散射方向图示意

为了半无限介质间的平滑分界面上的反射，我们称之为镜面反射，它可用 Fresnel 反射定律来描述。当电磁波入射到粗糙表面上的分界面上时，在镜向的一部分称之为反射，在其余方向称为散射或漫散。对单基地雷达来说（收发在同一位置），接收到的只是散射能量的一部分即后向散射分量，因此，从理论上讲，除了法向入射之外，单基地雷达接收不到光滑（镜面）表面的目标回波功率。

通过图 2-3 来定性地描述一下表面粗糙度与表面散射之间的关系。

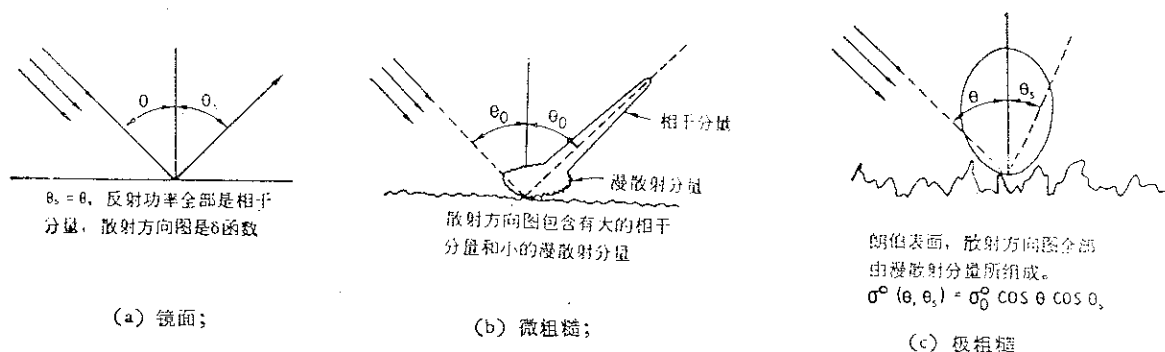


图 2-3. 不同粗糙表面时，相干散射分量和漫散射分量的相对贡献

在镜向情况下，反射波的辐射方向图是 δ 函数，镜向就是它的中心线。如图 2-3(a) 所示，在微粗糙表面情况下，在辐射方向性图中，既包含了反射分量，也包含了散射分量，如图 2-3(b) 所示，在镜向上仍存在反射分量，可是其功率值要比光滑表面情况的小，镜向分量有时称为相干散射分量，而散射分量有时称为非相干分量或漫散射

分量, 它包含了所有方向上的散射功率, 但它的值比相干分量要小。当表面愈来愈粗糙时, 相干分量逐渐变小直至可以忽略。最后, 当表面极粗糙时, 其辐射方向性图将趋近于仅包含漫散射的朗伯(Lambertian)表面情况。在此情况下, 双基地散射系数将与 $\cos\theta \cos\theta_s$ 乘积成正比, 后向散射系数与 $\cos\theta$ 成正比, θ 和 θ_s 分别为入射角和反射角。图 2-4 表示不同粗糙度表面时, 后向散射系数 $\sigma^0(\theta)$ 随入射角的变化关系, 微粗糙和极粗糙分别对应于图 2-3 中的 (b) 和 (c)。

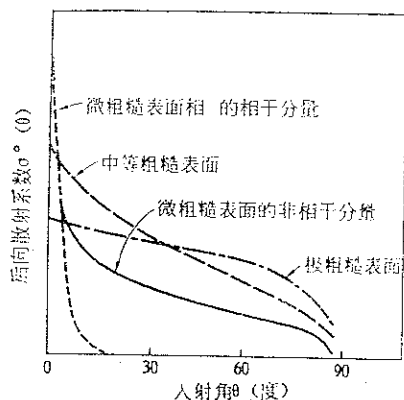


图 2-4 不同粗糙度表面时, 后向散射系数随入射角变化关系

根据瑞利判据^[2] $h < \lambda/8 \cos\theta$, 这里 h 是粗糙表面平均高度, λ 是入射波波长, θ 是入射角, 我们可以知道, 同一给定的粗糙表面, 对微波波段是镜面反射的物体表面, 对激光来说则可能形成漫散射。

粗糙物体的散射截面由相干部分和非相干部分组成, 即

$$\langle \sigma^{PQ} \rangle = \langle \sigma^{PQ} \rangle_c + \langle \sigma^{PQ} \rangle_i \quad (2-13)$$

其中, 相干部分 $\langle \sigma^{PQ} \rangle_c$ 是粗糙面相干散射对光滑物体散射截面的修正, $\langle \sigma^{PQ} \rangle_i$ 是粗糙面非相干散射对散射截面的贡献, 上标 P、Q 分别表示散射波和入射波的极化状态。

§2.3 粗糙面的漫光散射的处理方法

粗糙面电磁散射理论, 目前发展为许多方法, 但比较成熟的最常用的 Kirchhoff 近似法和微扰法。

1. Kirchhoff 近似法

在 Kirchhoff 方法中, 表面场的近似表示式是利用切平面近似所获得的, 表面上任一点的场以该点切平面的场来近似, 因此它要求粗糙面起伏起伏相关长度和曲率半径大于一个电磁波波长。目前, Kirchhoff 近似法有两种近似方法即驻留相位法和极量近似法, Kirchhoff 散射模型有效性的准确定量判据如表一所示 [2]。

表一

Kichhoff 模式适用条件 $kl > 6$, $l^2 > 2.768\lambda$	
驻留相位近似条件 $(g_2\delta)^2 > 10$	掠入近似法适用条件 均方根斜度 < 0.25

k —— 入射波波数

λ —— 入射波波长

$g_2 = k(\cos\theta_i + \cos\theta_s)$, θ_i, θ_s 分别为入射角, 散射角

l —— 粗糙面高度起伏相关长度

δ —— 粗糙面高度起伏均方根值

均方根斜度 $S = \sqrt{2}\delta/l$

2. 微扰法

Kichhoff 方法要求粗糙表面高度起伏相关长度和平均曲率半径均大于波长, 当表面高度起伏均方根值和相关长度小于入射波波长时, 典型的近似方法就是微扰法, 它要求表面高度起伏均方根和均方根斜度有相同数量级, 其两条件数学表达式为 [2]:

$$k\delta < 0.3$$

$$\sqrt{2}\delta/l < 0.3$$

(2-14)

一般引伸外形都是铝合金涂层表面,文献[5]中,作者通过对铝合金和涂层两种表面试样进行测量,测出其正弦起伏均方根值小于 $0.5\mu\text{m}$, 均方根斜波值小于 0.2 , 对于波长在 $0.5 < \lambda < 1.5\mu\text{m}$ 情况下, 采用微扰法不能保证总是满足条件(式(2-14)), 而对 Kirchhoff 方法来说, 条件(表一)总是可以满足的。因而, 在对粗糙表面的激光散射特性的研究中, 本文选用了 Kirchhoff 近似法, 且由于 $\delta \leq 0.6\mu\text{m}$, $0.5\mu\text{m} < \lambda < 1.5\mu\text{m}$ 驻留相位法是不适用的, 故研究者选用 Kirchhoff 标准近似法。

第三章 粗糙面的激光散射截面

§3.1 雷达散射截面(RCS)

雷达散射截面(RCS)是雷达探测技术与反雷达隐身技术的一个重要特征,它是用来描述目标对电磁波接收能量散射效率的物理量,它较好地表征了雷达目标的几何特征。随着现代科学和国防技术科学的发展, RCS的研究在航空,航海,航天已日趋重要,特别是对遥感,目标识别,隐身技术,反隐身技术的发展,更有直接的利害关系。

雷达散射截面(RCS)是指雷达发射的电磁波照射到目标上时其入射能量与被目标反射回来的能量之比。散射能量的分布依赖于目标的几何形状,大小,表面结构材料以及入射波的频率和特性。

形式上, 雷达散射截面(RCS)为[1]:

$$\sigma = 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} R^2 \frac{|\vec{E}^s|^2}{|\vec{E}^i|^2} = 4\pi \lim_{R \rightarrow \infty} R^2 \frac{|\vec{H}^s|^2}{|\vec{H}^i|^2}$$

(3-1)

式中 $\vec{E}^s$, $\vec{H}^s$ 分别为散射的电场和磁场, $\vec{E}^i$, $\vec{H}^i$ 分别是入射的电场和磁场, R 为发射机到目标间的距离。

由于 RCS 随角度变化很大, 把数据表示成对数形式很方便。

$$dB_{sm} = 10 \log_{10}(\sigma) \quad (3-2)$$

当发射天线增益为 G_t 和发射功率为 P_t , 雷达的接收功率 P_r 可以表达成雷达方程 [2]:

$$P_r = \frac{P_t G_t A_r}{(4\pi)^2 R_t^2 R_r^2} \sigma \quad (3-3)$$

其中 A_r 是接收天线的有效孔径, R_t, R_r 分别是源点、接收点到目标的距离。

减小雷达散射截面的要求可以根据雷达距离方程 (3-3) 从一噪声背景下雷达探测距离的减小来估计出。如果 σ_1, σ_2 分别表示距离 R_1, R_2 处的探测目标的雷达散射截面, 则

$$\frac{R_1}{R_2} = \left(\frac{\sigma_1}{\sigma_2} \right)^{1/4} \quad (3-4)$$

由上式可以知道, 雷达散射截面 (RCS) 下降后, 使雷达的探测距离减小, 对目标而言, 提高了其生存率。

雷达探测距离与 RCS 缩减 (dB) 关系见表 3-1。

表3-1 雷达探测距离与RCS缩减关系[9]

RCS 缩减(dB)	探测距离大小因子(R最小)
10	0.56
15	0.42
20	0.32
25	0.24
30	0.18

§3.2 球面波在粗糙面上的散射场

粗糙表面上任意一点的矢量为:

$$\vec{r}_\Sigma = \vec{r}_s + \vec{n} \xi(\vec{r}_s), \quad \vec{r}_\Sigma \in \Sigma, \quad \vec{r}_s \in S \quad (3-5)$$

其中 $\vec{r}_s$ 是对应于光滑表面的位置矢量, 它满足于曲面方程 $z = f(x, y)$, $\xi(\vec{r}_s)$ 是迭加在光滑表面上的位置函数, Σ, S 分别表示粗糙面、光滑面, $\vec{n}, \vec{N}$ 分别为粗糙面的, 光滑面的法向矢量, 如图3-1。

过光滑表面任意一点作一切平面 S_1 , 其法向单位矢量为 $\vec{N}$, 则

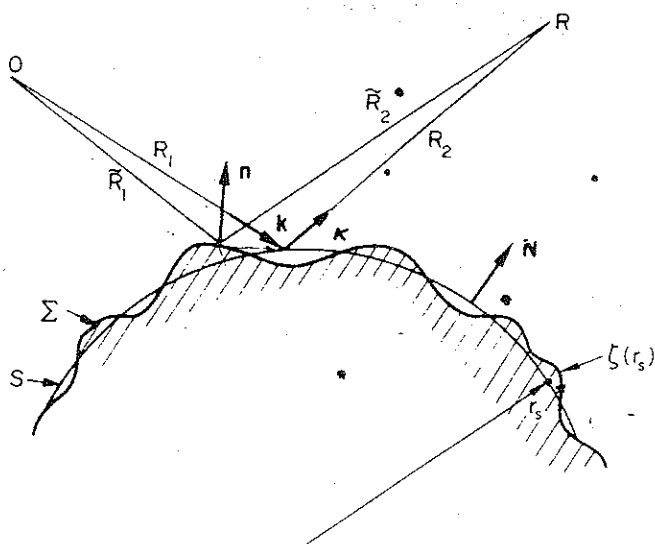


图3.1 粗糙表面的散射

$$\vec{N} = \frac{-f_x \hat{x} - f_y \hat{y} + \hat{z}}{(1 + f_x^2 + f_y^2)^{1/2}} \quad (3-6)$$

以 r_s 端点为原点, 选择本地坐标系 (x_1, y_1, z_1) 使 $z_1 \parallel \vec{N}$, 且选择坐标轴 x_1 , 使入射波矢量 $\vec{k}_i$ 位于 x_1, z_1 平面内。设球面波波长很小, 由于物体表面任意一点的曲率半径远大于入射波之长, 在 r_s 附近的位置矢量 $\vec{r}_1$ 表征为相对于 r_s 点切平面 S_1 的波起伏 $z_1 = \xi(x_1, y_1)$, 它们的波起伏和斜率满足

$$\langle \xi(x_1, y_1) \rangle = 0 \quad (3-7)$$

$$\left| \frac{\partial \xi}{\partial x_1} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\partial \xi}{\partial y_1} \right| \ll 1 \quad (3-8)$$

考虑到粗糙面 Σ 上 $\tilde{r}$ 点的场 E (即在 $\tilde{R}_2$ 处(场点)产生的场 $E(\tilde{R}_2)$), 根据 Green 定理, 有如下等价式[1]:

$$E_S(\tilde{R}_2) = \int_{\Sigma} \left\{ [E(\tilde{R}_1) - E_i(\tilde{R}_1)] \frac{\partial G_0}{\partial n} - G_0 \frac{\partial}{\partial n} [E(\tilde{R}_1) - E_i(\tilde{R}_1)] \right\} d\Sigma \quad (3-9)$$

式中, $E_i(\tilde{R}_1)$, $E(\tilde{R}_1)$ 分别为 $\tilde{R}_1$ 处的入射场、总场。

$G_0 = \exp(ik\tilde{R}_2)/4\pi\tilde{R}_2$, $\partial/\partial n$ 是法向导数。

在 Kirchhoff 近似中, 我们假定表面是局部平面, 即表面上的场近似地就是为某一点的表面正好是该点处表面的切平面存在时应有的场, 因此, 就有:

$$E(\tilde{R}_1) = (1 + R_f) E_i(\tilde{R}_1) \quad (3-10)$$

$$\partial E(\tilde{R}_1)/\partial n = (1 - R_f) \partial E_i(\tilde{R}_1)/\partial n \quad (3-11)$$

式中 R_f 是 $\tilde{R}_1$ 处的反射系数, 显而易见, 它是入射角 θ_i 和表面的物理特性的函数。

$$R_f = \frac{\eta_2 \cos \theta_1 - \eta_1 \cos \theta_2}{\eta_2 \cos \theta_1 + \eta_1 \cos \theta_2} \quad (3-12)$$

式中波阻抗 $\eta_i = \sqrt{\mu_i/\epsilon_i}$, ($i=1, 2$) μ_i, ϵ_i 分别是磁导率, 介电

常数, θ_1, θ_2 分别入射角, 透射角。

设球面波的电矢量为:

$$E_i = \exp(i\vec{k} \cdot \vec{R})/R \quad (3-13)$$

代入式(3-9), 得:

$$E_s = \frac{1}{4\pi} \int_{\Sigma} R_f \frac{\partial}{\partial n} \left\{ \frac{\exp[ik(\hat{R}_1 + \hat{R}_2)]}{\hat{R}_1 \hat{R}_2} \right\} d\bar{\Sigma} \quad (3-14)$$

取场点处于 Σ 表面的远场区, 则取近似:

$$\frac{\partial}{\partial n} \left\{ \frac{\exp[ik(\hat{R}_1 + \hat{R}_2)]}{\hat{R}_1 \hat{R}_2} \right\} \approx -i(\hat{n} \cdot \vec{\bar{g}}) \frac{\exp[ik(\hat{R}_1 + \hat{R}_2)]}{\hat{R}_1 \hat{R}_2} \quad (3-15)$$

如果

$$k\hat{R}_{1,2} \gg 1, \quad R_{10}, R_{20} \gg r, \quad (3-16)$$

式(3-14)变为:

$$E_s = \frac{-i}{4\pi} \int_{\Sigma} \frac{R_f(\hat{n} \cdot \vec{\bar{g}})}{R_1 R_2} \cdot \exp\{ik(R_1 + R_2) - (\hat{n} \cdot \vec{\bar{g}})\xi(\vec{r}_s)\} d\bar{\Sigma} \quad (3-17)$$

$$\text{这里, } \vec{\bar{g}} = -k \nabla(R_1 + R_2) = -k(\hat{R}_1 - \hat{R}_2) \quad (3-18)$$

$\hat{R}_1, \hat{R}_2$ 分别为 $\vec{R}_1, \vec{R}_2$ 方向的单位矢量, $\hat{n}, \vec{N}$ 分别是柱侧面, 壳

滑面的单位法向矢量。取曲率中心为坐标原点。

假设曲面的曲率半径远小于源点和场点到曲面的距离, 则

$$R_1 = |\vec{R}_{10} + \vec{r}| \approx R_{10} + r^2/2R_{10} + \vec{r} \cdot \vec{R}_{10}/R_{10} \quad (3-19)$$

$$R_2 = |\vec{R}_{20} - \vec{r}| \approx R_{20} + r^2/2R_{20} - \vec{r} \cdot \vec{R}_{20}/R_{20} \quad (3-20)$$

且 $d\Sigma = ds/(\hat{n} \cdot \hat{N})$ (3-21)

ds 是光滑曲面的面积元。 R_{10} 、 R_{20} 分别源点、场点到原点的距离。
将上述三式代入式 (3-17), 辐射场变为:

$$E_s = \frac{-i}{4\pi} \cdot \frac{\exp[ik(R_{10} + R_{20})]}{R_{10} R_{20}} \int_S \{ \vec{g}_N - \vec{g}_L \cdot \vec{v} \} \cdot \exp[ikr^2(\frac{1}{2R_{10}} + \frac{1}{2R_{20}})] \\ \cdot \exp\{-i[\vec{g} \cdot \vec{r} + g_N \xi(\vec{r})]\} ds \quad (3-22)$$

式中 $\vec{r}$ 是光滑曲面 S 上一点的矢量, $\vec{g}_N = \hat{N} \cdot \vec{g}$ 和 $\vec{g}_L = \vec{g} - g_N \hat{N}$ 分别是 $\vec{g}$ 的垂直和平行光滑面 S 的分量, $\vec{v} = \nabla \xi(\vec{r})$

$$\hat{n} = \frac{\hat{z} - \vec{v}(r)}{[1 + v^2(r)]^{1/2}} \quad (3-23)$$

由式 (3-7) 可知:

$$\langle \vec{D} \rangle = 0$$

(3-24)

因此散射场的平均值为:

$$\langle E_s \rangle_F = \frac{\exp[ik(R_{10} + R_{20})]}{4\pi i R_{10} R_{20}} \int_S R_f g_N \exp[ikr^2 \left(\frac{1}{2R_{10}} + \frac{1}{2R_{20}} \right)] \cdot \exp(-i\vec{q} \cdot \vec{r}) \cdot \langle \exp(-i g_N \xi) \rangle ds \quad (3-25)$$

相干散射场为:

$$\langle E_s E_s^* \rangle = \frac{1}{(4\pi R_{10} R_{20})^2} \iint_S R_f^2 g_N \exp[ik(r^2 - r'^2) \left(\frac{1}{2R_{10}} + \frac{1}{2R_{20}} \right)] \cdot g_N' \exp\{-i[\vec{q} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')] \} \times \langle \exp[-i g_N \xi(r) + i g_N' \xi(r')] \rangle ds ds' \quad (3-26)$$

非相干散射场:

$$\langle E_s E_s^* \rangle - \langle E_s \rangle \langle E_s^* \rangle = \frac{1}{(4\pi R_{10} R_{20})^2} \iint_S R_f^2 g_N g_N' \exp[ik(r^2 - r'^2) \left(\frac{1}{2R_{10}} + \frac{1}{2R_{20}} \right)] \cdot \exp[-i\vec{q} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')] \times \left\{ \exp[-i g_N \xi(r) + i g_N' \xi(r')] - \langle \exp[-i g_N \xi(r)] \rangle \cdot \langle \exp[i g_N' \xi(r')] \rangle \right\} ds ds' \quad (3-27)$$

§3.3 球面波在矩形平板上的后向散射截面

在许多实际应用中, 矩形平板是很常用的, 简单的典型模型, 因此有必要讨论矩形平板的后向散射特性。

设矩形平板中点为坐标原点, 它所在平面为 xoy 平面. 矩形平板的方程为:

$$\begin{cases} |x| \leq a \\ |y| \leq b \end{cases} \quad (3-28)$$

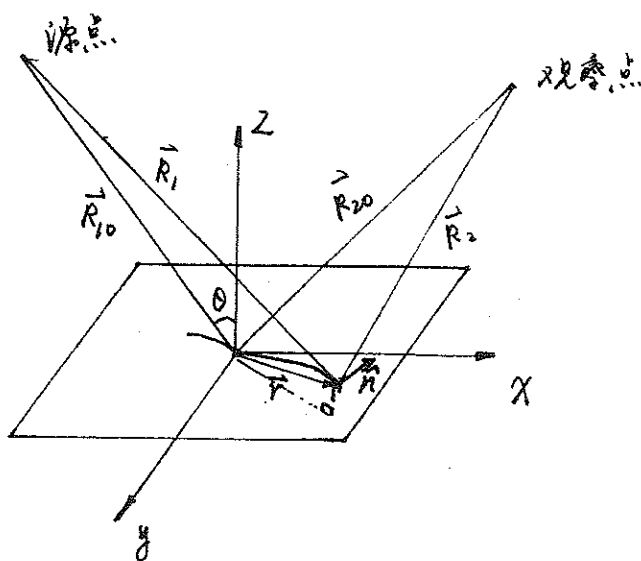


图3.2 球面波在矩形平板上的散射几何图

取源点在 yoz 平面内。

由式(3-25)可得, 球面波在矩形平板上的散射场,

$$\langle E_s \rangle = \frac{-i \exp[ik(R_{10} + R_{20})]}{4\pi R_{10} R_{20}} \int_S R_f g_z \exp[ik(x^2 + y^2)(\frac{1}{2R_{10}} + \frac{1}{2R_{20}})]$$

$$\cdot \exp[-i(g_x x + g_y y)] \langle \exp[-i g_z \xi(x, y)] \rangle ds$$

(3-29)

其中 g_x, g_y, g_z 分别是 x, y, z 方向的分量

$$\begin{cases} g_x = k(\sin \theta_s \cos \varphi_s - \sin \theta) \\ g_y = k \sin \theta_s \cos \varphi_s \\ g_z = k(\cos \theta + \cos \theta_s) \end{cases} \quad (3-30)$$

$(\theta, \varphi), (\theta_s, \varphi_s)$ 分别是源点和场点的方向角, 方便起见取 $\varphi_s = \pi, \theta_s = \theta_i$, 即求后向散射场。

式(3-29)变为:

$$\langle E_s \rangle = \frac{-i k a_0 \exp(2i k R_{10})}{4\pi R_{10}^2} \iint_S \exp[ik(x^2 + y^2)/R_{10}]$$

$$\cdot \exp(-i g_x x) \cdot \langle \exp[-i g_z \xi(x, y)] \rangle dx dy$$

(3-31)

这里 $a_0 = 2R_f \omega_0$ 。

当 $(x^2 + y^2)/R_0$ 远小于线性相位项比较可以忽略不计时, 可作
为平面波来处理。

散度波起伏随机函数是具有方差为 $\langle \xi^2 \rangle = \delta^2$ 的正态 (Gauss)
分布。文献[5]中测得条带层表面波分布近似为 Gauss 分布, 因
此本文只对高斯分布的表面讨论。

根据 (2-8) — (2-10) 式可知:

$$\text{概率密度为 } W_0(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\delta} \exp(-\xi^2/2\delta^2) \quad (3-32)$$

$$\langle \exp[i g_z \xi(x, y)] \rangle = \exp(-\frac{g_z^2 \delta^2}{2}) \quad (3-33)$$

设粗糙面的相关系数为 $C(p)$, $p = [(x-x')^2 + (y-y')^2]^{1/2}$

则

$$\langle \exp[i g_z (\xi(x, y) - \xi(x', y'))] \rangle = \exp[-g_z^2 \delta^2 (1 - C)] \quad (3-34)$$

因此散度场平方的平均值:

$$\begin{aligned} \langle E_s E_s^* \rangle &= \frac{k^2 a_0^2}{(4\pi R_{10})^2} \cdot \iint_S \exp[ik(x^2 - x'^2 + y^2 - y'^2)/R_0] \\ &\quad \cdot \exp\{-i g_x (x - x') - g_z^2 \delta^2 [1 - C(p)]\} \end{aligned} \quad (3-35)$$

由于 $g_z^2 \delta^2$ 是小值, 故可用一级数表示因子 $\exp[g_z^2 \delta^2 C(p)]$,

如下式：

$$\exp(g_z^2 \delta^2 c) = \sum_{n=0}^{\infty} (g_z^2 \delta^2 c)^n / n! \quad (3-36)$$

式(3-35)也可变成级数表达式：

$$\begin{aligned} \langle E_s E_s^* \rangle &= \frac{k^2 a_0^2}{(4\pi R_{10}^2)^2} \iint_S \exp[ik(x^2 - x'^2 + y^2 - y'^2)/R_{10}] \\ &\quad \cdot \exp[-ig_x(x - x') - g_z^2 \delta^2] \cdot \sum_{n=0}^{\infty} [g_z^2 \delta^2 c(p)]^n / n! ds ds' \end{aligned} \quad (3-37)$$

式中 $n=0$ 项代表相干散射效应。

因此，后向相干散射截面为：

$$\begin{aligned} \sigma_c &= \frac{k^2 a_0^2}{4\pi} \iiint \exp[ik(x^2 + y^2 - x'^2 - y'^2)/R_{10}] \cdot \exp[-ig_x(x - x')] \\ &\quad \cdot \exp(-g_z^2 \delta^2) dx dx' dy dy' \end{aligned} \quad (3-38)$$

对于光滑物体表面起伏均方差 $\delta=0$ ，(3-38)退化为光滑物体的后向相干散射截面的物理光子的解

$$\sigma_c = \frac{k^2 a_0^2}{4\pi} \iiint \exp\{[ik(x^2 - x'^2 + y^2 - y'^2)]/R_0\}$$

$$\cdot \exp[-i\beta_x(x-x')] dx dx' dy dy' \quad (3-39)$$

在近似下, 粗糙物件的那相干散射截面是迭加在大的光滑表面上, 而这起伏粗糙表面的那相干散射产生的。

由(3-27), (3-33), (3-34) 可得后向非相干散射场:

$$\begin{aligned} \langle E_s E_s^* \rangle - \langle E_s \rangle \langle E_s^* \rangle &= \frac{k^2 a_0^2}{(4\pi R_{10})^2} \iint \exp[ik(x^2 - x'^2 + y^2 - y'^2)/R_{10}] \\ &\cdot \exp[-i\beta_x(x-x') - \beta_z^2 \delta^2] \sum_{n=1}^{\infty} [\beta_z^2 \delta^2 C(p)]^n / n! ds ds' \end{aligned} \quad (3-40)$$

对于各向同性的各断分布的粗糙面来说, 设其相关长度为 l , 各断相关函数:

$$C(p) = \exp(-p^2/l^2) \quad (3-41)$$

对于有限限 $-a \leq x \leq a$, $-b \leq y \leq b$ 的矢面平板而言。

令 $u = x - x'$, $v = y - y'$, $\xi = x + x'$, $\eta = y + y'$

式(3-40)化为:

$$\langle E_s E_s^* \rangle - \langle E_s \rangle \langle E_s^* \rangle = \frac{k^2 a_0^2}{(4\pi R_{10})^2} \int_{-2a}^{2a} \int_{-2a}^{2a} \int_{-2b}^{2b} \int_{-2b}^{2b} \exp[ik(u \cdot \xi + v \cdot \eta)/R_0]$$

$$\exp(-g_z^2 \delta^4) \cdot \exp(-ig_x u) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[g_z^2 \delta^2 \exp(-P^2/q^2)]^n}{n!} d\mathbf{u} dv d\xi d\eta$$

(3-42)

由于 u 和 v 值均受表面相关长度的限制, 而散射面积线性尺寸要比相关长度大得多, 因此非相干后的散射截面为:

$$\sigma_i = \frac{k^2 a_0^2}{4\pi} \int_{-2a}^{2a} \int_{-2b}^{2b} \int_{-\infty}^{\infty} \exp\{i k(u\xi + v\eta)/R_{10}\} - i g_x u \} \exp(-g_z^2 \delta^4) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{[g_z^2 \delta^2 \exp(-P^2/q^2)]^n}{n!} d\mathbf{u} dv d\xi d\eta$$

(3-43)

§3.4 艾斯光束的传播特性 [23][24]

艾斯光束不同于点光源发出的球面波和平行光束的平面波, 它在共焦腔的中心处是强波为艾斯分布的平面波, 在其他地方是强波为艾斯分布的球面波, 如图 3.3。

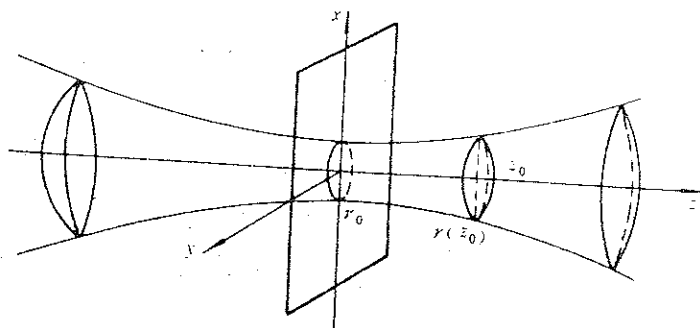


图 3.3 艾斯光束

沿z轴传播的高斯光束的电矢量为:

$$E(x, y, z) = \frac{A_0}{r(z)} \exp\left[\frac{-(x^2 + y^2)}{r^2(z)}\right] \cdot \exp\left[ik\left(\frac{x^2 + y^2}{2R(z)} + z\right) - i\varphi(z)\right]$$

(3-44)

式中 $E(x, y, z)$ —— 点 (x, y, z) 处的电矢量

$r(z)$ —— z 点处的光斑半径

$$r(z) = r_0 \left[1 + \left(\frac{z\lambda}{\pi r_0^2} \right)^2 \right]^{1/2}$$

(3-45)

r_0 —— 特征参数, $r_0 = r(0)$, 称为高斯光束的“腰半径”。

$A_0/r(z)$ —— z 轴上各点的电矢量振幅

$R(z)$ —— 在 z 轴上的波阵面的曲率半径

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{\pi r_0}{\lambda z} \right)^2 \right]$$

(3-46)

$\varphi(z)$ —— 与 z 有关的相位因子

$$\varphi(z) = \arctg\left(\lambda z / \pi r_0^2\right)$$

(3-47)

在远处 ($z \gg R r_0^2$)

$$r(z) \approx \frac{z\lambda}{\pi r_0}$$

(3-48)

光束的发散角由 $\theta = r/z$ 确定, 由上式得

发散角 $\beta \approx \lambda^2 / kr_0$

(3-49)

则艾斯亮束的电矢量近似为:

$$E(x, y, z) = \frac{B_0}{z} \exp\left[-\frac{(x^2 + y^2)}{\beta z}\right] \exp\left[ik\left(\frac{x^2 + y^2}{2z} + z\right)\right]$$

(3-50)

其中 $B_0 = A_0 / \beta$.

§3.5 艾斯亮束在粗糙面上的散射截面

由于艾斯亮束照射到粗糙面上是沿波为艾斯分布的平面波, 因此, 类似地利用 Green 定理式及 (3-50) 式, 可以推导出艾斯亮束在粗糙平面上的散射场:

$$E_s = \frac{-i}{4\pi} \int_S R_f q_z \cdot \frac{\exp[ik(R_1 + R_2)]}{R_1 R_2} \cdot \exp[-i\delta_N \xi(x, y)] \cdot \exp[-g_0^2(x^2 \cos\theta + y^2)] ds \quad (3-51)$$

再利用式 (3-19) (3-20), 进一步简化, 得后向散射场:

$$E_s = \frac{-ik a_0 \exp(2ikR_{10})}{4\pi R_{10}^2} \int_S \exp[ik(x^2 + y^2)/R_{10}] \cdot$$

$$\cdot \exp\{-i[\beta_x x + \beta_z \xi(x, y)]\} \cdot \exp[-g_0^2(x^2 \omega_0^2 + y^2)] ds \quad (3-52)$$

式中 $g_0 = 1/(R_0 \beta)$, β 是光束发散角, $a_0 = 2R_f \omega_0$

$$\begin{cases} \beta_x = -2k \sin \theta \\ \beta_z = 2k \cos \theta \end{cases} \quad (3-53)$$

对于高斯起伏随机函数是具有方差 $\langle \xi^2 \rangle = \delta^2$ 的正态(高斯)分布
利用(3-34), (3-35), (3-36)式, 可求相干散射场的平方的平均值:

$$\begin{aligned} \langle E_s E_s^* \rangle &= \frac{k^2 a_0^2}{(4\pi R_0^2)^2} \iint \exp[ik(x^2 - x'^2 + y^2 - y'^2)/R_0] \\ &\cdot \exp[-i\beta_x(x - x')] \exp[-g_0^2 \omega_0^2(x^2 + x'^2) - g_0^2(y^2 + y'^2)] \\ &\cdot \exp(-g_z^2 s^2) ds ds' \end{aligned} \quad (3-56)$$

高斯光束的非相干散射场为:

$$\begin{aligned} \langle E_s E_s^* \rangle - \langle E_s \rangle \langle E_s^* \rangle &= \frac{k^2 a_0^2}{(4\pi R_0^2)^2} \iint \exp[ik(x^2 - x'^2 + y^2 - y'^2)/R_0] \\ &\cdot \exp[-i\beta_x(x - x')] \cdot \exp[-g_0^2 \omega_0^2(x^2 + x'^2) - g_0^2(y^2 + y'^2)] \end{aligned}$$

$$\exp(-g_z^2 \delta^2) \sum_{n=1}^{\infty} [g_z^2 \delta^2 c(p)]^n / n! ds ds'$$

(3-57)

以上两式可以看出, 只有当 $g_z \delta$ 值较小时, 相干散射项才是显著的, 在低频极限 ($4k^2 \delta^2 \ll 1$) 情况下, 非相干散射分量很小, 这时主要是相干散射分量. 粗糙物体的散射与光滑的物体的散射没有明显的差异. 随着 $(g_z \delta)^2$ 值逐渐增大, 相干散射逐渐减小, 而非相干散射逐渐增大, 当 $(g_z \delta)^2$ 值较大时, 散射纯粹是非相干的。

由 (3-56) 和 (3-57) 式可得到后向相干散射截面和后向非相干散射截面:

$$\begin{aligned} \sigma_c = & \frac{k^2 a_0^2}{4\pi} \iint \exp[ik(x^2 - x'^2 + y^2 - y'^2)/R_{10}] \cdot \exp(-g_z^2 \delta^2) \\ & \cdot \exp[-ig_x(x-x')] \exp[-g_0^2 \cos^2 \theta (x^2 + x'^2) - g_0^2 (y^2 + y'^2)] ds ds' \end{aligned}$$

(3-58)

$$\begin{aligned} \sigma_i = & \frac{k^2 a_0^2}{4\pi} \iint \exp[ik(x^2 - x'^2 + y^2 - y'^2)/R_{10} - ig_x(x-x')] \\ & \cdot \exp[-g_0^2 \cos^2 \theta (x^2 + x'^2) - g_0^2 (y^2 + y'^2)] \\ & \cdot \exp(-g_z^2 \delta^2) \sum_{n=1}^{\infty} [g_z^2 \delta^2 c(p)]^n / n! ds ds' \end{aligned}$$

(3-59)

对于曲率半径 $r \ll R_{10}$ 的粗糙面, 根据 (3-26) (3-37) 式和激光的漫反射性, 可得

后向相干散射截面:

$$\sigma_c = \frac{1}{4\pi} \iint_S R_f^2 g_N g_{N'} \exp[ik(r^2 - r'^2)/R_{10} - i\vec{g} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')] \exp(-g_N^2 s^2) \\ \cdot \exp[-g_0^2 (x^2 + x'^2) - g_0^2 (y^2 + y'^2)] ds ds' \quad (3-60)$$

后向非相干散射截面:

$$\sigma_i = \frac{1}{4\pi} \iint R_f^2 g_N g_{N'} \exp[ik(r^2 - r'^2)/R_{10} - i\vec{g} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')] \\ \exp(-g_N^2 s^2) \exp[-g_0^2 (x^2 + x'^2) - g_0^2 (y^2 + y'^2)] \\ \cdot \sum_{n=1}^{\infty} [g_N^2 s^2 C(p)]^n / n! ds ds' \quad (3-61)$$

第四章 计算结果与分析

本章利用第五章的计程LRCS的公式分别用于计程矩形平板和球的相干散射截面和非相干散射截面,讨论它们随外形大小、表面结构特性的变化情况,得出一些结论。

§4.1 正方形平板的球面波散射截面

我们讨论的是波长为 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ 的激光照射矩形平板,用球面波入射来处理的情况,与用平面波入射处理的情况进行了比较。

由计程相干散射截面和非相干散射截面的公式(3-38)和(3-43)可以知道,得不到解析解,必须借助于计算机进行计程得到数值解。对于这振荡的被积函数,采用一般的方法如梯形法、辛普生法,需要大量的时间,我们采用了振荡法和辛普生法相结合,可以大大地提高效率,节省机时。

图4.1和图4.2表示不同距离 R 球面波入射,平面波入射处理的边长为 $a=8\text{m}$ 的正方形平板的后向相干散射截面与入射角 θ 的关系, R 为发射机到目标的距离。由图4.1和图4.2可以看出,当 R 不很大时,如 $R=500\text{m}$ 时,球面波和平面波入射处理有很大区别,而 R 很大时,它

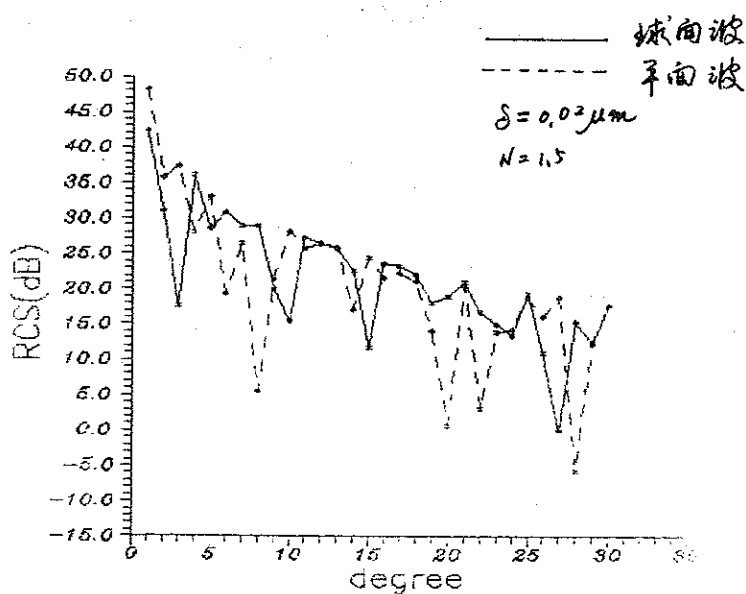


图4.1 $R=500\text{m}$, 边长为 $a=8\text{m}$ 的正方形平板的后向相干散射截面与入射角 θ 的关系

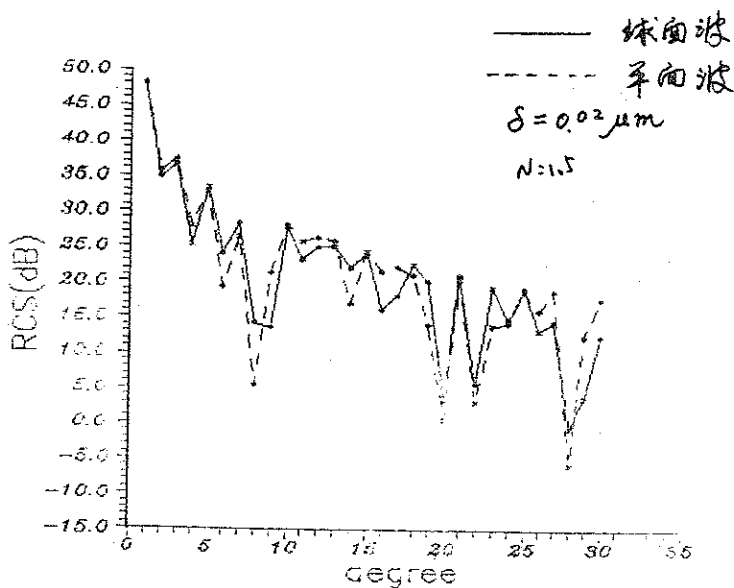


图4.2 $R=5000\text{m}$, 边长为 $a=8\text{m}$ 的正方形平板的后向相干散射截面与入射角 θ 的关系

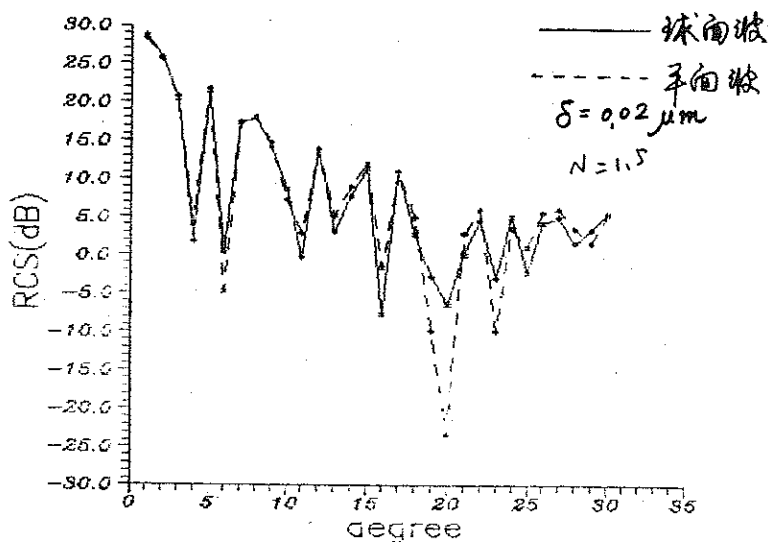


图 4.3 $R=500m$, 边长 $a=2m$ 正方形平板的后向相干散射
截面与入射角 θ 的关系

们差别不大, 这是因为当 R 不很大时, 球面波入射时接收点的振幅和相位都不同, 随着距离 R 的变大, 它们的振幅和相位的差别变小. 当 $R \gg L$ (L 为目标的尺寸) 时, 球面波与平面波入射没有区别。

从图 4.3 中可以看出, 当 R 不变, 随着目标的尺寸变小, 球面波和平面波散射差别变小。

图 4.4 和图 4.5 为球面波和平面波入射处理时, 不同边长的正方形平板的非相干散射截面与粗糙度 δ 的关系. 从两图可以看出, 球面波和平面波入射时后向非相干散射截面没有什么区别. 它主要由粗糙度决定. 这时可以用平面波代替球面波求后向非相干散射截面。

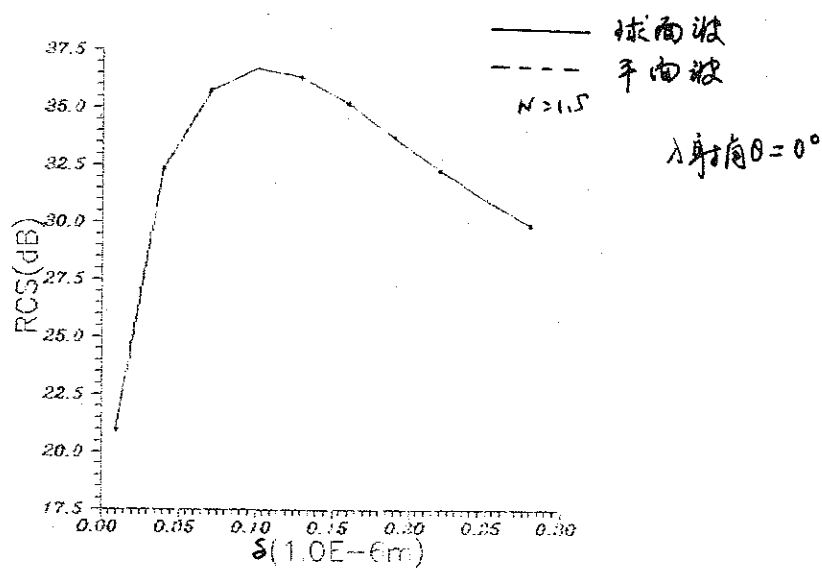


图4.4 $R=500m$, 边长为8m的正方形平板后向非相干
散射截面与波起伏均方差 S 的关系

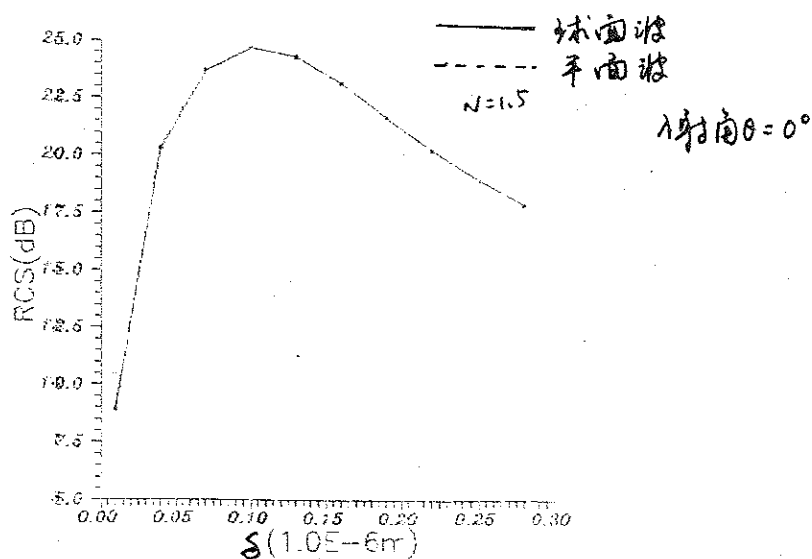


图4.5 $R=500m$, 边长为2m的正方形平板后向非相干
散射截面与波起伏均方差 S 的关系

§4.2 正方形平板的艾斯亮散射截面

从图4.6、图4.9和图4.10中可知，当激光照射到目标的面积与目标的尺寸相近时，用平面波代替艾斯亮来处理时，后向相干散射截面会产生较大误差，因为这时目标上各点的振幅和相位存在较大差别。当激光照射到目标处光斑面积与目标的面积相比大得多时，平面波和艾斯亮来处理，它们之间的差别很小，可以用平面波代替艾斯亮来处理。

对于后向非相干散射截面的讨论，平面波与艾斯亮处理差别很小，一般情况可以用平面波来处理，如图4.11和图4.12。

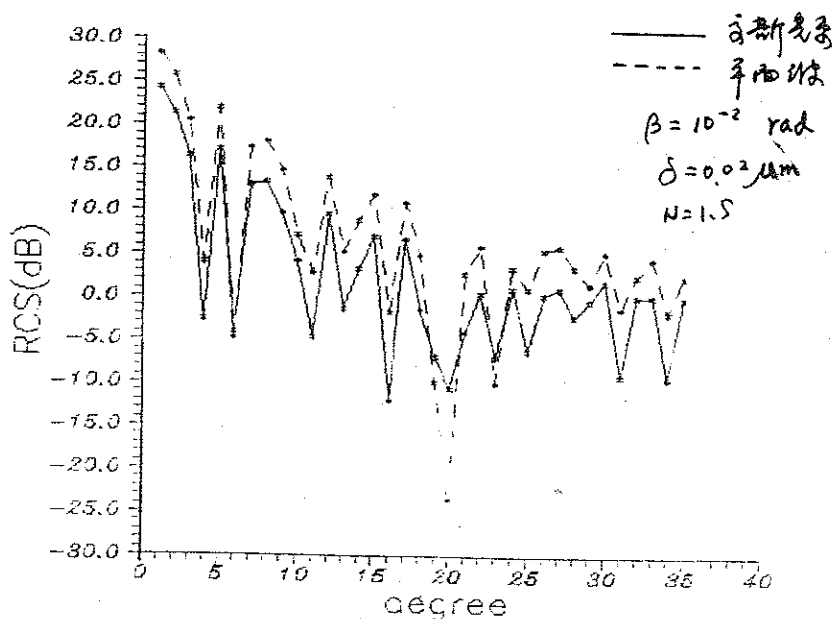


图4.6 $R=500\text{m}$, 边长为 $a=2\text{m}$ 的正方形平板的相干散射

截面与入射角 θ 的关系

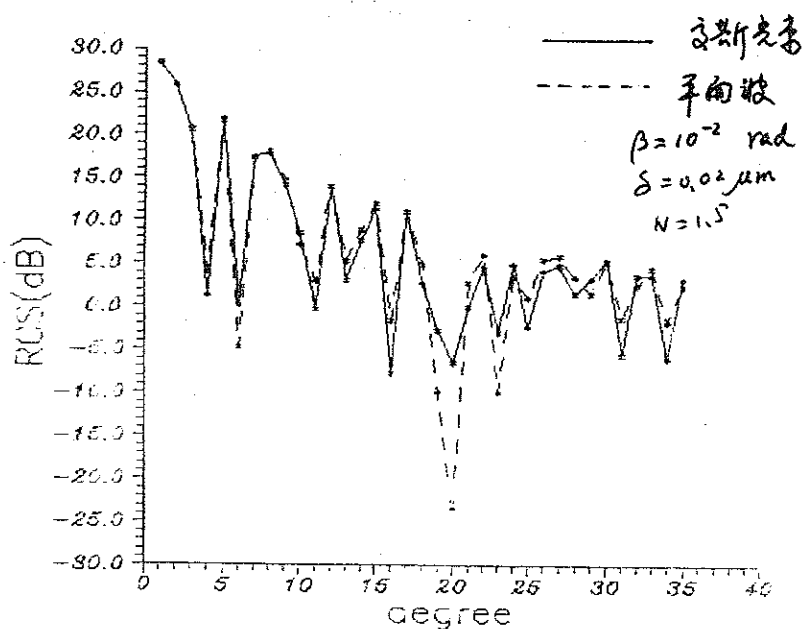


图 4.7 $R=5000\text{m}$, 边长为 2m 正方形平板的后向相干散射截面与入射角 θ 的关系

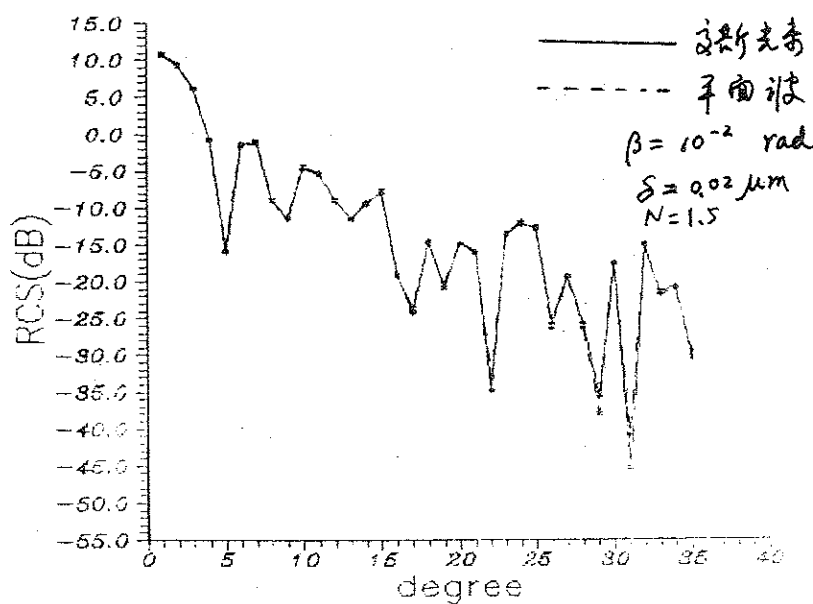


图 4.8 $R=500\text{m}$, 边长 $a=0.2\text{m}$ 正方形平板的后向相干散射截面与入射角 θ 的关系

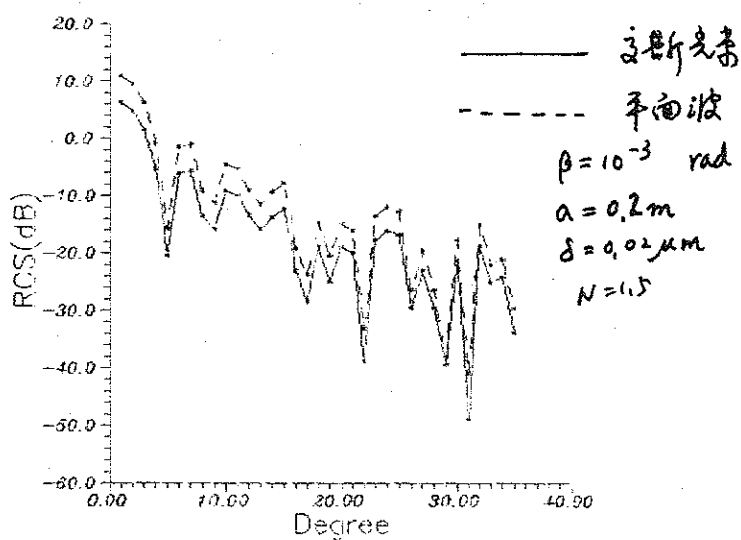


图 4.9 $R=500\text{m}$, 后向相干散射截面与入射角 θ 的关系

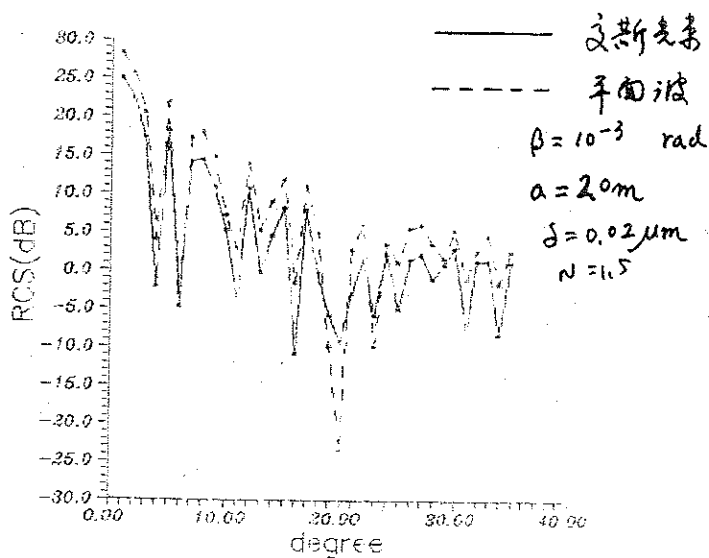


图 4.10 $R=5000\text{m}$, 后向相干散射截面与入射角 θ 的关系

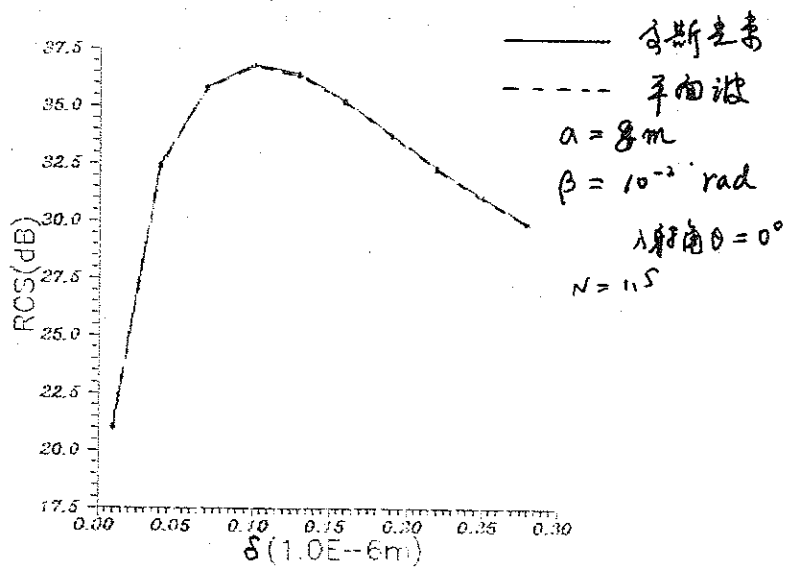


图 4.11 $R=2500m$, 后向非相干散射截面与
波起伏均方差 δ 的关系

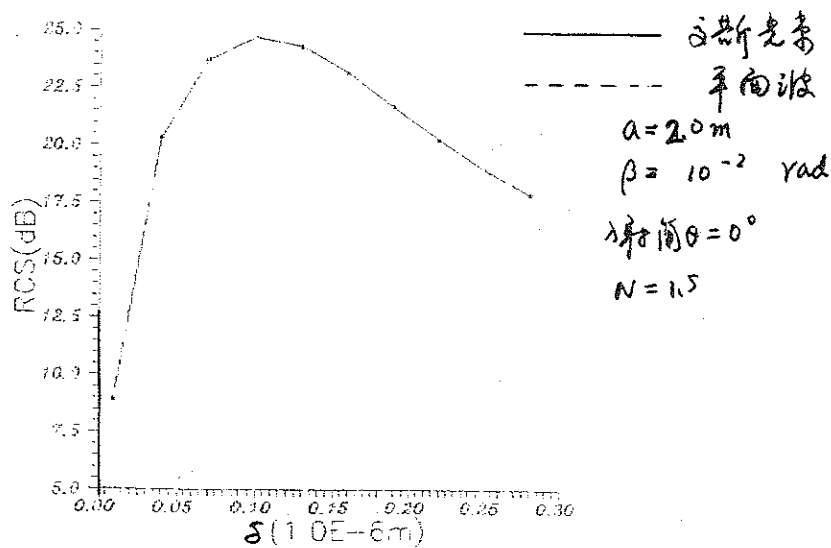


图 4.12 $R=500m$, 后向非相干散射截面
与波起伏均方差 δ 的关系

图 4.13 为不同发散角的激光照射时，后向相干散射截面与入射角 θ 的关系，图中实线为发散角 $\beta = 10^{-3}$ 弧度时的情况，虚线为 $\beta = 10^{-2}$ 弧度情况，它们的差别很大。

图 4.14 为平板上的光斑尺寸与平板的尺寸相差不多时，用球面波和平面波照射时的后向相干散射截面与入射角的关系，从图中可以画出它们的差别。

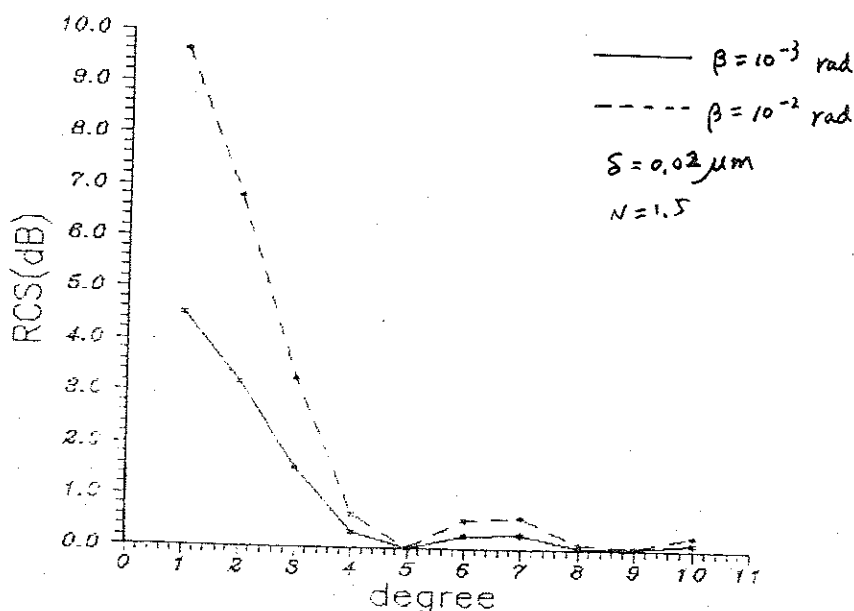


图 4.13 $R=500\text{m}$, $a=0.2\text{m}$ 正方形平板的后向相干散射截面与入射角 θ 的关系

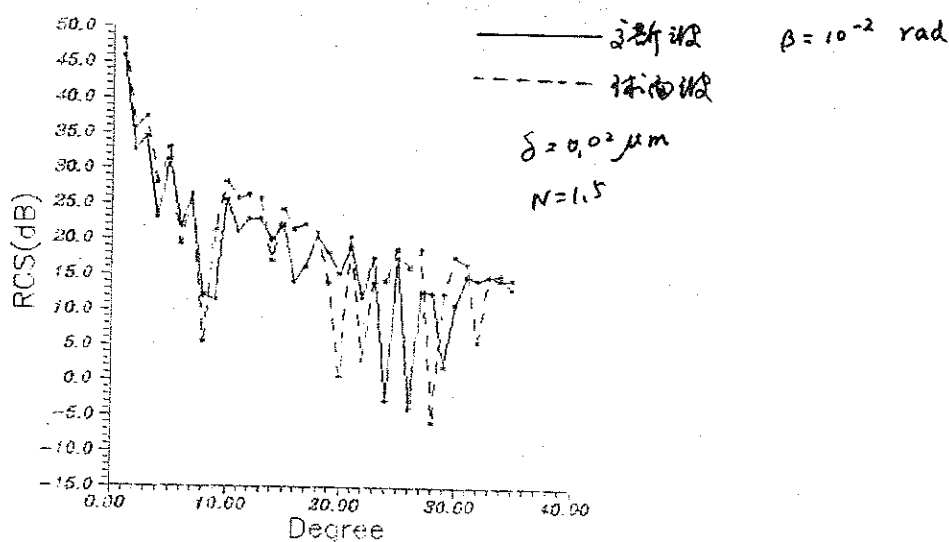


图 4.14 $R = 2500\text{m}$, $a = 8\text{m}$ 的长方形平板后向相干
散射截面与入射角 θ 的关系

文献[5]指出, 漆的折射率在 $0.5 - 1.5\mu\text{m}$ 波长范围内, 色散性较小, 如果设其折射率不变, 取 $n = 1.533$, 可得到波长与后向非相干散射截面的关系, 如图 4.15 所示, 从图中可以看出, 随着波长增大, 后向非相干散射截面减小, 这是因为波长越长, 对粗糙面来说越光滑, 非相干散射截面也随之减小。

从图 4.16 和图 4.17 可以看出, 非相干散射截面受粗糙度参数 δ 和 λ 的影响情况, 虽然 δ 和 λ 都对非相干后向散射都有贡献, 不过直接效果却有很大的不同, δ 对非相干后向散射的影响幅度要比 λ 大得多。

从图 4.18 中可知, 越粗糙的表面, 相干后向散射截面越小。

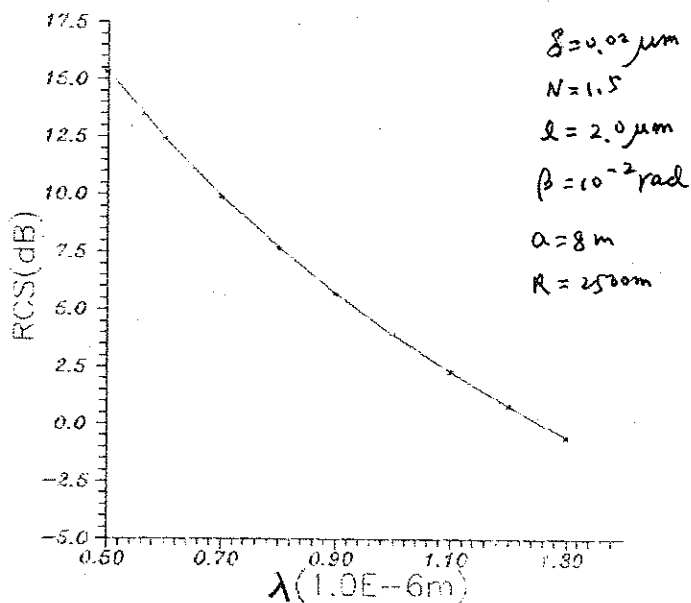


图4.15 后向非相干散射与波长 λ 的关系

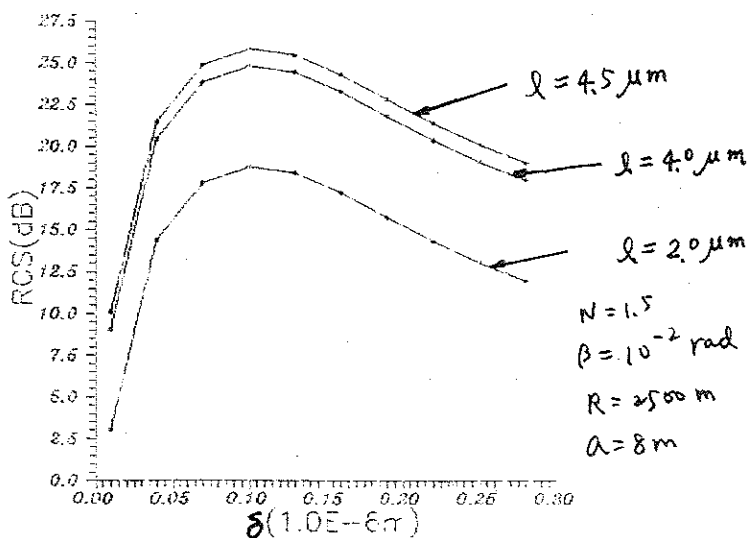


图4.16 不同相干长度, 平板的非相干后向散射截面
与波起伏场方差 δ 的关系

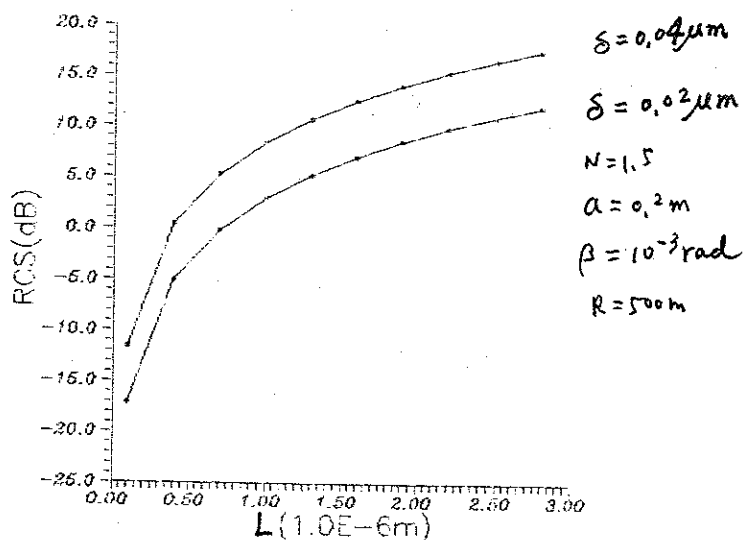


图 4.17 不同粗糙起伏, 平板的归相干后向散射截面
与相干波长 L 的关系

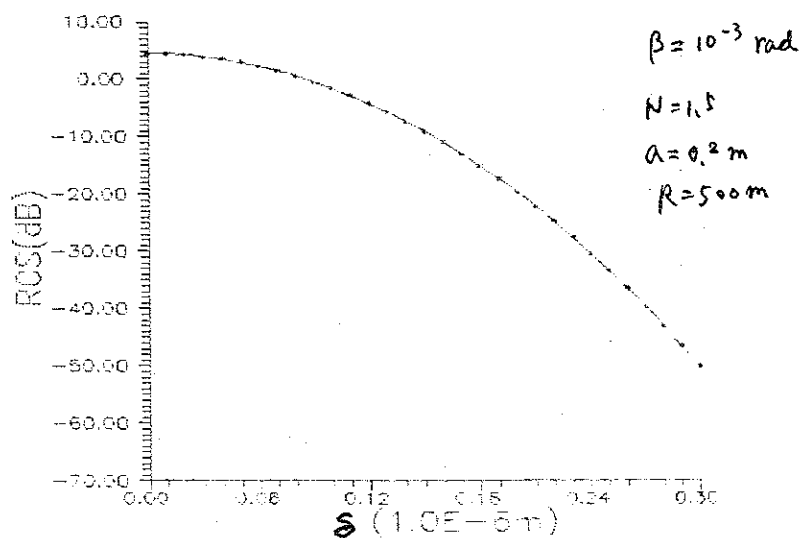


图 4.18 后向相干散射截面与粗糙面起伏
方差 δ 的关系

§4.3 粗糙球的散射截面

前面已谈对平面波、球面波和文斯光束入射处理进行比较，这里对文斯光束在粗糙球上的散射截面进行讨论。为简单起见，假定激光的传播的中心轴经过球心，这里所讨论都是波长为 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$ ，用文斯光束入射处理的情况。

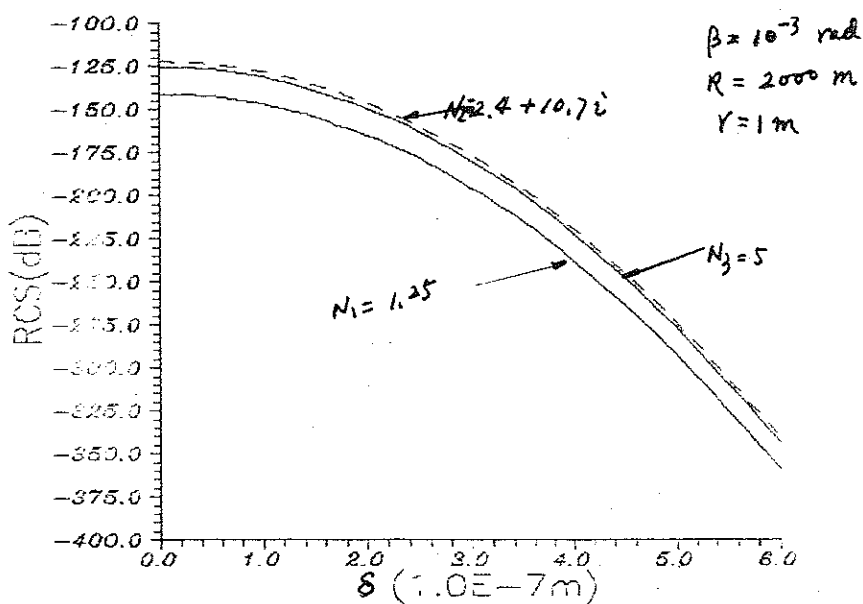


图 4.19 球的后向相干散射截面与粗糙度的关系

图 4.19 表示的是 $\sigma_c/\pi r^2$ 随文斯光束均方差 δ 的关系。粗糙球表面的折射率对后向相干散射是有影响的，折射率与介电常数的关系 $N = \sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1}$ ，因此介电常数对后向相干散射有影响，图 4.20 为折射率对非相干散射的影响情况。若不考虑介质吸收，在其他条件都相同时，折射率大的，后向激光散射截面也大。

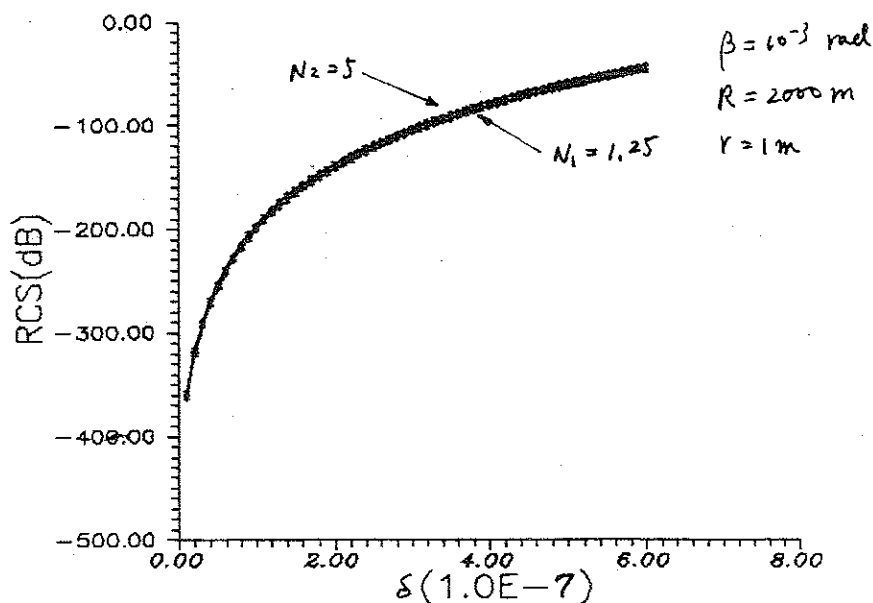


图4.20. 不同折射率, 后向非相干散射截面与粗糙度的关系

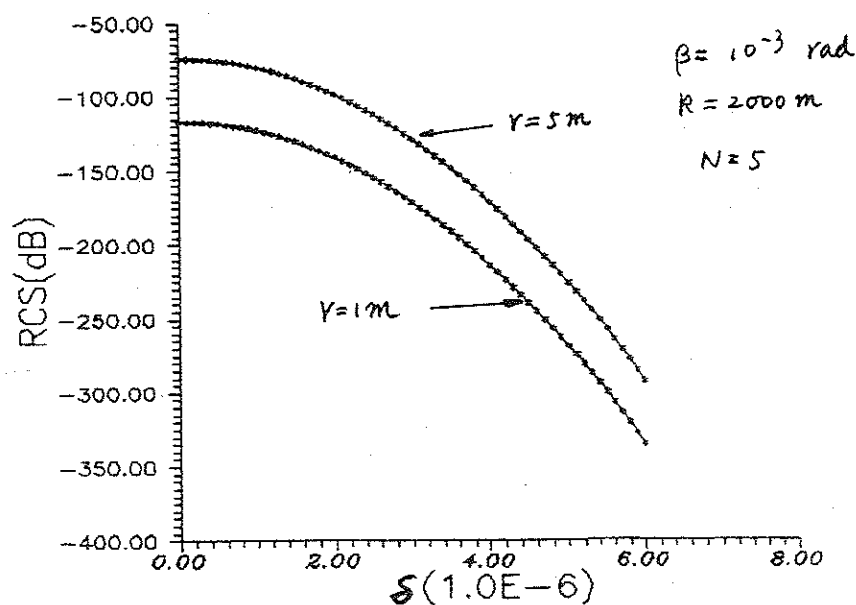


图4.21. 不同半径的球的相干后向散射截面与粗糙度的关系

图4.21为不同半径的球的相干后向散射截面与粗糙度 δ 的关系, $r=5m$ 的球只有部分被照射, 它的后向相干散射比半径为 $1m$ 的球。

图4.22中的正方形平板区的被照比容纳它的球面所包围, 球的后向相干散射比正方形平板小得多, 使RCS值的减缩, 因此, 整形是减缩RCS的重要方法, RCS受物体外形影响很大。

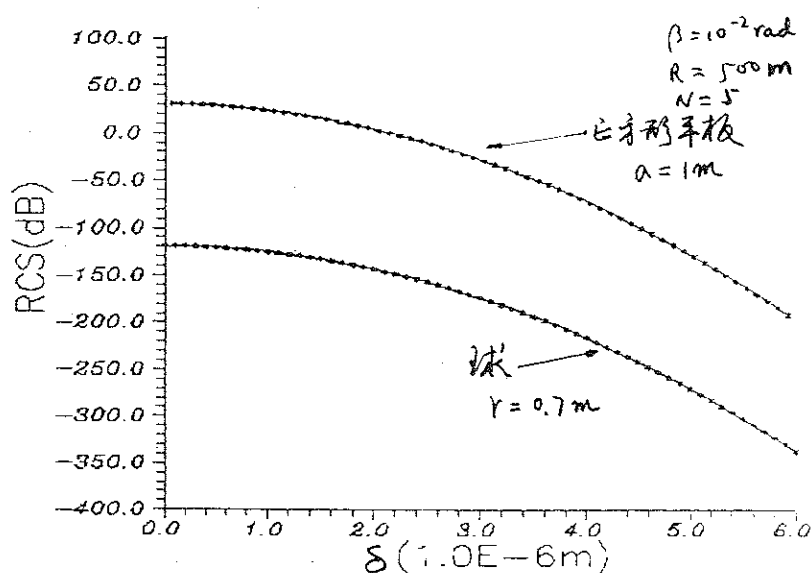


图4.22 正方形平板和球的后向相干散射截面与粗糙度的关系

§4.4 小结

从以上几节的结果分析, 我们可以得出如下结论:

1. 当激光照射目标处光斑尺寸与目标的尺寸相差不多或小于目标的尺寸时, 不能用平面波和球面波入射来处理, 否则, LRCS的

理论计算会造成较大误差。

2) 后向非相干散射截面的计算中, 激光的发散角和发射机与目标间的距离不是主要因素, 用平面波和艾斯亮系来处理, 误差几乎相等。因此可以用平面波代替艾斯亮系计算后向非相干激光散射截面。

3) 当激光在目标上的光斑尺寸远大于目标尺寸时, 可以用平面波来近似计算激光雷达散射截面。

4) 对于相同外形和目标, 在其他条件相同的情况下, 尺寸大的目标, 它的后向散射截面大。对于相同大小的不同外形的目标在其他条件相同时, 它的激光雷达散射截面有较大差别, 因此整形是减小 RCS 的一个重要方法。

5) 在其他条件相同的情况下, 后向相干散射随着目标的表面粗糙程度而减小。粗糙度系数 S (表面的均方根) 和 λ (波长) 相对非相干后向散射都有影响, 但 S 的影响程度比 λ 要大。

6) 若不考虑介质吸收的影响, 在其他条件相同时, 折射率大的激光雷达散射截面也大。

结 束 语

雷达散射截面的讨论, 已经做过大量的研究, 但这些工作几乎全部集中在微波领域, 虽然部分研究者对激光雷达散射截面的讨论进行研究, 不过要讨论的是激光照射到目标处的光束的尺寸远大于目标的尺寸的情况. 即用平面波照射来处理。

本文讨论了激光照射到目标处的光斑尺寸与目标的尺寸相近或小于目标的尺寸的情况的激光雷达散射截面的讨论. 结果表明激光的发散角和发射机与目标的距离也是影响激光散射截面的重要因素, 并详细地讨论了激光散射截面受场强的外形、尺寸、和相位、振幅常数的影响程度. 从而更准确地反映激光在粗糙面的散射特性, 也为实验提供理论依据. 由于实验条件的限制以及时间的有限. 只能从理论上对激光散射特性进行初步探讨, 对于实际情况, 更多的实际粗糙表面模型包括极化和多重散射问题没有讨论, 还有待于继续研究。

参考文献

- [1] E.F. 克拉特等(美), 《雷达散射截面——预估、测量和收缩》, 电子工业出版社, 1988.
- [2] F.T. Ulaby, P.K. Moore, A.K. Fung, Microwave Remote Sensing——Active and Passive, vol II, 1982
- [3] A. Ishimaru, Wave Propagation and Scattering in Random Media, 1988
- [4] 刘佳, 金尺寸目标激光散射特性的研究, 硕士论文, 航天部二院, 1987
- [5] 韩杰斌, 铝涂层激光散射特性, 硕士论文, 西安电子科技大学, 1990.
- [6] 陆晓健, 导弹模型的红外激光散射, 硕士论文, 西安电子科技大学, 1991
- [7] F.G. Bass, I.M. Fuks, wave scattering from statistically Rough surface, 1979
- [8] J. Shen, A.A. Maradudin, Multiple scattering of wave from rough surface, Phys. Rev. B vol 22, no, 9, pp 4234-4240, 1980
- [9] D. Winebrenner, Ishimaru, Investigation of a surface field phase perturbation technique for scattering

- from rough surfaces, *Radio Sci.*, vol. 20, pp. 161-170, 1985
- [10] G. R. Valenzuela, Scattering of electromagnetic waves from a slightly rough surface, *Radio Sci.* vol. 3, pp 1057-1066, 1978
- [11] J. W. Wright, A new model for sea clutter, *IEEE*, vol tap-16, pp 217-223, 1968
- [12] M. Nieto-Vesperinas, Depolarization of electromagnetic waves scattered from slightly rough random surface: a study by means of the extinction theorem, *J. Opt. Soc. Am.* Vol 72, No. 5, pp 539-547, 1982
- [13] Cornel Eftimiu, G. V. Welland, The use of padé approximants in rough surface scattering, *IEEE*, vol TAP 35, no. 6, 1987
- [14] P. Beckmann, A. Spizzichino, The scattering of electromagnetic waves from rough surface, 1963
- [15] C. Eftimiu, Approximation schemes in rough surface scattering, *SPIE*, vol 927, pp 104-111, 1988
- [16] M. F. Chen, A. K. Fung, A numerical study of the regions of validity of the Kirchhoff and small-perturbation rough surface scattering models, *IEEE*, TAP-36, pp 530-536, 1988
- [17] Brown, G. S, Backscattering from a Gaussian distributed

ed perfectly conducting rough surface, IEEE, vol TAP-26
pp472-482. 1978

- [18] D.R. Melton, C.W. Horton, Importance of the Fresnel correction in scattering from a rough surface: I phase and amplitude fluctuations, J. Acoust. Soc. Am. vol 47 No. 1. pp290-298. 1970
- [19] I. Ohlidal, Expression for the reflectance of randomly rough surfaces derived with the Fresnel approximation, Appl. Opt. vol, 19. no. 11. pp1804-1811, June, 1980
- [20] A.A. Gamaker. A.S. Sosunov, Backscattering of short radio waves from the surface of the sea, Radio. Eng. Electron. phys. vol 21. pp30-37. 1976
- [21] Kojima T. Scattering of Hermite-Gaussian beams from an irregular surface, J. Appl. phys pp1424-1428, 1989
- [22] A.A. Maradudin, T. Michel, The roles of the surface height correlation function in the enhanced backscattering of light from random metallic surfaces, SPIE. vol 1558 pp233-250. 1991
- [23] 孙宁, 李相银, 施振邦 《同轴激光工程》 机械工业出版社, 1992
- [24] 郭晓鹏. 《电动力学》 高等教育出版社. 1978

致 谢

本文完成期间，得到了我的导师孙宇副教授和贺安之教授的悉心指导和亲切关怀，在此表示衷心的感谢。

感谢杨述中副教授、王清林老师的热情指导，使本文得以顺利完成。

感谢机械学院东贵文老师、李柯老师的在计稿案件给予的帮助。

感谢我的父母在物质和精神方面的大力支持。